

THÈSE

Présentée à la

**FACULTÉ DE SCIENCE DE KENITRA
UNIVERSITÉ IBN TOFAIL**



En vue de l'obtention du

DOCTORAT ÈS SCIENCES

DISCIPLINE: PHYSIQUE

SPÉCIALITÉ: MÉCANIQUE-ENERGÉTIQUE

Par

Dr Abdelkader Doudou

**ÉTUDE MACRO/MICROSCOPIQUE DES SPRAYS DIESEL INJECTÉS
PAR LE SYSTÈME COMMON RAIL AVEC LA TECHNIQUE
D'OMBROSCOPIE ET L'ANÉMOMÈTRE PHASE DOPPLER**

Soutenue, le 24 Mars 2007

Membres du jury:

J. Khalid Ennaciri,	(Professeur à l'université Hassan II, Ain Chock, Casa)	Président du jury
M. El-Hamouti,	(Professeur à l'université Mohammed I, FPN, Nador)	Rapporteur
N. Salhi,	(Professeur à l'université Mohammed I, Oujda)	Rapporteur
H. Ezbakhe,	(Professeur à l'université de Abdelmalek Saâdi, Tétouan)	Examineur
M^{ed}. Chantoufi,	(Professeur à l'université Ibn Tofail, Kenitra)	Examineur
A. Mezrhab	(Professeur à l'université Mohammed I, Oujda)	Examineur
A. Maslouhi,	(Professeur à l'université Ibn Tofail, Kenitra)	Directeur de Thèse

*A Ma femme et Mes enfants,
Mon père et ma mère.*

*"Donnez moi un point d'appui
et je ferais bouger le monde"*

Archimède

REMERCIEMENTS

Le travail de thèse, présenté dans ce manuscrit, a été mené au sein de LMFTT (Laboratoire de Mécanique des Fluides et des Transferts Thermiques) de L'Université Ibn Tofail de Kenitra. Mon statut d'enseignant-chercheur en premier à l'université Ibn Tofail à Kenitra ensuite à l'Université Mohammed I à Oujda m'a permis une disponibilité totale pour mes activités de recherche et d'enseignements.

Avant d'aborder l'essentiel, je tiens à remercier quelques personnes qui ont, de près ou de loin, contribué à la réalisation de ce travail.

Je remercie chaleureusement monsieur le Professeur Abdelatif Maslouhi qui m'a accueilli au sein de son laboratoire et a encadré ce travail avec une très grande disponibilité. Son aide et ses compétences m'ont énormément appris, tant sur le plan expérimental que scientifique, tout en entretenant une ambiance de travail détendue. Et grâce à lui les doctorants peuvent trouver des conditions de travail exceptionnelles.

Je remercie monsieur le professeur Francisco Gonzalez Payri pour m'avoir accueilli au sein de son équipe de combustion en favorisant mon intégration de façon généreuse et conviviale au “Departamento de Maquinas y Motores Termicos” de la “Universidad Politecnica de Valencia” à Valencia Espagne où j'ai pu réaliser les mesures sur les sprays diesel.

Je remercie l'ensemble des services communs de chacun de ces deux laboratoires qui ont facilité au quotidien l'aboutissement de mes travaux.

Je remercie vivement les membres du jury de thèse d'avoir accepté d'examiner ce travail. Je remercie également tous les membres du LMFTT pour leur soutien et aide.

Pour finir, je remercie mes proches, qui m'ont toujours soutenus et tout particulièrement ma femme, Bensiamar Nabila, et mes enfants; Youssra, Loubna et Yasser, Mon défunt Père, Doudou Mohamed ben el Mokhatar, et Ma mère, Adal Louiza bente el Haj el Bachir.

Résumé

Le présent travail a pour objet, l'étude macro et microscopique des sprays diesel injectés à hautes pressions par le système d'injection Common-Rail à travers un injecteur mono trou de petit diamètre dans un environnement inerte isotherme, évitant l'évaporation du combustible à pression de gaz élevée.

L'étude effectuée est une contribution aux recherches menées sur les sprays diesel complètement atomisés dès la sortie de l'injecteur et présente une base de données solide pouvant servir entre autres à la validation des codes de calcul de simulation (*computational fluid dynamics*: CFD).

Deux techniques sont utilisées: D'une part, la technique d'ombroscopie qui permet l'étude macroscopique du spray diesel (pénétration, angle du cône et volume du spray). Et d'autre part, la technique de l'anémométrie phase Doppler (PDPA) (mesures de la vitesse et du diamètre des gouttes) est utilisée pour l'étude microscopique. La combinaison des deux techniques permet une quantification de la concentration du combustible.

La corrélation des paramètres macroscopiques s'ajuste parfaitement aux mesures de la pénétration après le temps de transition sans la prise en compte de l'angle du cône du spray. Cette corrélation semi-empirique ressemble à l'expression obtenue par l'analyse dimensionnelle se basant sur une forme du débit massique rectangulaire. La pénétration durant la phase de transition est modélisée en une loi linéaire en fonction du temps. La prise en compte de l'angle du cône du spray dans la corrélation améliore l'ajustement. L'angle du cône du spray est dépendant de la masse volumique du gaz. La valeur de l'angle du cône est de 36° dans le cas d'une masse volumique du gaz égale à 30 kg/m^3 .

Pour l'étude microscopique, le spray est divisé en trois parties; le bord d'attaque "BA", la partie centrale "PC" et le bord de fuite "BF". La durée d'injection dans ce cas est ramenée à 3ms au lieu de 1.5ms pour allonger la PC du spray. Les évolutions temporelles de la vitesse moyenne et de la rms de la vitesse longitudinale des gouttes montrent des pics. Les pics de la rms de la vitesse longitudinale dans le BA sont une indication de la forte dispersion, due aux phénomènes de rattrapage de gouttes freinées par les rapides ou d'atomisation secondaire. Le pic de vitesse s'explique par un apport d'énergie de l'air entraîné par les vortex frontaux aux gouttes les plus petites. La décroissance de la vitesse longitudinale sur l'axe dans la PC du spray ressemble à celle des jets gazeux. Cependant, la décroissance de la rms de la vitesse longitudinale est plus rapide que celle des jets gazeux libres. La coalescence est effective dans toutes les parties du spray pour les pressions d'injection faibles très près de l'injecteur. Par contre, pour les pressions de l'injection élevées, la coalescence dans le BA ne se manifeste que loin de l'injecteur. La vitesse longitudinale et la concentration des gouttes ont des profils radiaux homothétiques et le coefficient de Schmidt effective est <1 . Cependant, près de l'axe du spray, les vitesses sont parfois trop élevées. La distribution radiale de l'intensité de turbulence est homothétique, mais elle est similaire à celle d'un jet gazeux libre dans la zone $r/r_{0,5} < 1$ et élevée au-delà. L'intensité de turbulence dans le BA est plus élevée que dans la PC et le BF; et elle prend des valeurs de l'ordre de 40-60%. Les pdfs de vitesse sont asymétriques ($S_u > 0$ ou $S_u < 0$) et étroites ($F_u > 3$) ou élargies ($F_u < 3$) dans le BA, mais elles deviennent Gaussiennes dans le reste. Cependant, les pdfs du diamètre des gouttes sont aplatis ($F_d > 3$) et quasi-symétriques ($S_d \approx 0$) dans toutes les parties du spray. L'origine virtuelle du spray au début de l'injection est variable et se stabilise après dans l'intervalle 11-15mm. Dans cette zone, le spray est dense et les mesures par le système PDA sont impossibles. L'angle dynamique du cône du spray est d'environ 32° . L'origine virtuelle et l'angle du cône sont indépendants de la pression d'injection.

Mots clés: Angle du cône du spray, concentration du combustible, diamètre de gouttes, injecteur à un seul trou, pénétration du spray, vitesse de gouttes, anémomètre de phase Doppler et Ombroscopie

Summary

The present work concentrates on the macro and microscopic study of the diesel sprays injected with high pressures by the Common-Rail injection system through an injector mono-hole of small diameter in an isothermal inert environment, avoiding the evaporation of fuel at high gas pressures.

The results promote significantly the increase of knowledge on the diesel sprays completely atomized almost at the injector exit and present a solid data base for the validation of the computational codes (*computational fluid dynamics*: CFD).

Two techniques are used: The shadowgraphy technique allows the macroscopic study of the diesel spray (penetration, cone angle and volume of the spray). However, the microscopic study is achieved with the phase Doppler anemometry (PDPA) (measures of the diameter and the velocity of the drops). The combination of the two techniques allows a quantification of the fuel concentration.

The correlation of the macroscopic parameters adjusts perfectly well to penetration measurements after transition time without taking into account the cone angle of the spray. This semi-empirical correlation resembles the expression obtained by the dimensional analysis assuming a rectangular form for the mass flow rate. The penetration during the transition phase follows a linear law according to time. The taking into account of the cone angle of the spray in the correlation increases the adjustment. The cone angle of the spray is very depending on the density of surrounding gas. The value of the cone angle is of 36° for the surrounding gas density of 30kg/m^3 .

For the microscopic study, the spray is divided into three parts; leading edge, central part and trailing edge. The injection duration in this case is brought to 3ms instead of 1.5ms to lengthen the central spray part. The temporal evolutions of the mean velocity and rms of the longitudinal velocity show peaks. The peaks of the rms of longitudinal velocity are an indication of the strong dispersion, due to the phenomena of overtaking of braked drops by the fast ones and or secondary atomisation. The peak velocity is explained by an energy supply of the air pulled by the frontal vortices to the smallest drops. The decrease of longitudinal velocity on the axis in the central spray part resembles to that of the gas jets. However, the decrease of the rms of the longitudinal velocity is faster than that of the free gas jets. Coalescence is effective in all the spray parts for the low injection pressures closer to the injector. However, for high injection pressures, the coalescence in the leading edge acts only far from it. The longitudinal velocity and the concentration of the drops have homothetic radial profiles and the effective Schmidt coefficient < 1 . However, close to the spray axis, the velocities are sometimes too high. The radial distribution of the intensity of turbulence is homothetic, but it is similar to that of the free gas jet in $r/r_{0,5} < 1$ and higher beyond. The intensity of turbulence in the leading edge is higher than in the central part and the trailing edge; and it has values of 40-60%. The pdfs of drop velocity are asymmetric ($S_u > 0$ or $S_u < 0$) and narrow ($F_u > 3$) or flattened ($F_u < 3$) in the leading edge, but they are Gaussians in the rest. However, the pdfs of drop diameters are narrow ($F_d > 3$) and quasi-symmetrical ($S_d \approx 0$) in all the spray parts. The virtual origin of the spray at the beginning of the injection is variable and stabilizes afterwards in the interval 11-15mm. In this spray region, the spray is dense and measurements by PDA system are impossible. The dynamic cone angle of the spray is approximately 32° . The virtual origin and the cone angle are independent on the injection pressure.

Key words: Drop diameter, drop velocity, fuel concentration, one-hole injector, spray angle, spray penetration, phase Doppler anemometer and shadowgraphy

TABLE DES MATIÈRES

TABLE DES MATIÈRES

<i>Introduction générale</i>	1
<i>Chapitre I: Bases théoriques et état des connaissances</i>	11
I.1. Arrière-plan	13
I.2. État des connaissances	17
I.2.1. Désintégration primaire – sortie du spray	18
I.2.2. Régimes de désintégration	21
I.2.3. Mécanismes affectant la désintégration du spray	25
I.2.4. Modèle de désintégration pour le spray diesel	33
I.2.5. Désintégration secondaire ou Atomisation	35
I.3. Expansion et propagation du spray	38
I.3.1. Vitesse d'injection	39
I.3.2. Longueur liquide intacte	40
I.3.3. Pénétration longitudinale du spray	41
I.3.4. Angle du cône du spray	45
I.4. Diamètre des gouttes	49
I.5. Diffusion des sprays	50
I.5.1. Aspect et forme du spray	51
I.5.2. Diffusion de la quantité de mouvement	53
I.5.3. Diffusion de masse	56
I.6. Entraînement de l'air par le spray	58
I.7. Mouvement d'une goutte suspendue dans un écoulement	62
<i>Chapitre II: Installation expérimentale et système d'injection</i>	77
II.1. Maquette d'injection de haute masse volumique	80
II.1.1. Atmosphère gazeuse intérieure	80
II.1.2. Composantes de la maquette et leurs fonctionnements	81
II.2. Système d'injection Common-Rail	84
II.2.1. Injection multiple	86
II.2.2. Buse de l'injecteur	87

<i>Chapitre III: Techniques de mesures optiques</i>	91
III.1. Système d'acquisition d'images “Video-System”	94
III.2. Système de mesure PDA	96
III.2.1. Détermination de la vitesse de gouttes	97
III.2.2. Détermination du diamètre de gouttes	99
III.2.3. Choix de l’angle de diffusion	100
III.2.4. Description du système PDA	103
III.2.5. Incertitude des mesures avec le système PDA	105
III.3. Méthode de détermination des concentrations	108
III.3.1. Principe d’extinction de la lumière	109
<i>Chapitre IV: Résultats expérimentaux et discussions</i>	111
IV.1. Analyse macroscopique	114
IV.1.1. Effet du débit massique	116
IV.1.2. Angle du cône du spray	119
IV.1.3. Pénétration de la pointe du spray	123
IV.1.4. Volume et masse de l'air englobé par le spray	125
IV.2. Analyse microscopique	128
IV.2.1. Effet de la durée d'injection	128
IV.2.2. Évolution temporelle	131
IV.2.3. Évolution longitudinale de la vitesse et du diamètre des gouttes	157
IV.2.4. Évolutions radiales	161
IV.2.5. Évolution radiale de la concentration	177
<i>Conclusion Générale</i>	183
<i>Perspectives</i>	189
<i>Annexe</i>	193
<i>Références Bibliographiques</i>	205

NOMENCLATURE

NOMENCLATURE

Symboles latins :

a :	Écartement des faisceaux lasers	[m]
An :	Nombre d'accélération	[-]
Ca :	Coefficient de contraction de surface	[-]
C_B :	Coefficient de Basset	[-]
C_d :	Coefficient de décharge	[-]
C_D :	Coefficient de traînée	[-]
C_i :	Coefficient de masse virtuelle	[-]
Cm :	Concentration massique	[-]
Cn :	Nombre de cavitation	[-]
Cv :	Coefficient de vitesse	[-]
CV :	Concentration volumique	[-]
Cu :	Taux de croissance radiale	[-]
Cu' :	Taux de croissance radiale relatif à la demi-largeur	[-]
d :	Diamètre	[m]
d_{eq} :	Diamètre équivalent du trou	[m]
d_s :	Diamètre arrière du trou	[m]
d_{10} :	Diamètre moyen arithmétique des gouttes	[m ²]
d_{32} :	Diamètre moyen de sauter des gouttes	[m ³]
dV :	Volume infinitésimale	[m ³]
D :	Coefficient de diffusion massique	[-]
f :	Distance focale de l'optique de transmission	[m]
f_s :	Fréquence modulée	[Hz]
f_{pp} :	Fréquence la plus probable	[Hz]
F :	Force de traînée	[N]
F_u et F_d :	Coefficient d'aplatissement des distribution de la vitesse et du diamètre	[-]
I_0 :	Intensité de la lumière initiale	[W/m ²]
I_t :	Intensité de la lumière transmise	[W/m ²]
k :	Énergie cinétique	[kg (m/s) ²]
k :	Constante	[-]

l :	Échelle spatiale de turbulence	[m]
L :	Longueur	[m]
L_c :	Longueur relative à la concentration	[m]
L_u :	Longueur relative à la vitesse	[m]
m :	Index de réfraction relatif	[-]
M :	Masse	[kg]
$\dot{M}$:	Débit massique	[kg/s]
n :	Indice de réfraction	[-]
N :	Nombre de	[-]
Oh :	Nombre d'Ohnesorge	[-]
Q_{ext} :	Coefficient d'extinction de la lumière	[-]
p :	Périmètre de la section droite du spray	[m]
P :	Pression	[Pa]
P_{vap} :	Pression de vapeur	[Pa]
$\Delta p = (P_0 - P_g)$:	Variation de pression	[Pa]
r :	Position radiale	[m]
r_0 :	Rayon de la courbe du bord de sortie de l'injecteur	[m]
$r_{0,5}$:	Demi-largeur du spray	[m]
$R_{0,01}$:	Rayon du spray	[m]
$R_1(z)$:	Ouverture du spray dans les 70% de la longueur totale du spray	[m]
$R_2(z)$:	Ouverture du spray dans les 30% de la longueur totale du spray	[m]
Re :	Nombre de Reynolds	[-]
S :	Pénétration	[m]
S_u et S_d :	Coefficient d'asymétrie des distributions de vitesse et de diamètre	[-]
$\tilde{S}$:	Pénétration adimensionnelle	[m]
Sc :	Coefficient de Schmidt	[-]
St :	Nombre de Stokes	[-]
t :	Temps	[s]
t_t :	Temps de transition	[s]
t_{tr} :	Temps de traversée du tourbillon par la goutte	[s]
t_v :	Temps de vie du tourbillon	[s]
t^* :	Échelle de temps	[s]
t_{rup} :	Temps de rupture de la veine liquide	[s]
t_{tra} :	Temps de transite	[s]

$\tilde{t}$:	Temps adimensionnel	[s]
Tc :	Taux de décroissance axiale de la concentration	[-]
Tm_1 et Tm_2 :	Taux d'entraînement de l'air	[-]
Tu :	Taux de décroissance axiale de la vitesse longitudinale	[-]
T :	Température	[°K]
u :	Vitesse longitudinale de la goutte	[m/s]
v :	Vitesse	[m/s]
v_n :	Vitesse normale	[m/s]
v_t :	Vitesse tangente	[m/s]
V :	Volume	[m ³]
v' :	Vitesse fluctuante	[m/s]
We :	Nombre de Weber	[-]
z :	Coordonnée axiale et direction de propagation du spray	[m]
z_0 :	Position initiale du spray	[m]
z_{0v} :	Position initiale virtuelle	[m]
z_{20} :	$z/d_0(z/d_{eq})=90,90(17,45)$,	[m]
z_{30} :	$z/d_0(z/d_{eq})=181,81(34,91)$	[m]
z_{40} :	$z/d_0(z/d_{eq})=272,72(53,36)$	[m]
z_{50} :	$z/d_0(z/d_{eq})=363,63(69,82)$	[m]
z^* :	échelle de longueur	[m]

Symboles grecs :

α :	Coefficient de Hinzé	[-]
β :	Coefficient de Hinzé	[-]
δ :	Coefficient de Hinzé	[-]
ε :	Taux de dissipation	[-]
ϕ :	Angle de collision	[rad]
γ :	Densité de particule dans le brouillard de gouttes	[m ⁻¹]
φ :	Angle de diffusion pour la PDPA	[rad]
λ :	Longueur d'onde	[m]
μ :	Viscosité dynamique	[N s/m ²]
ν :	Viscosité cinématique	[m ² /s]

θ :	Demi angle d'intersection des faisceaux laser	[rad]
ρ :	Masse volumique	[kg/m ³]
σ :	Tension superficielle	[N/m]
τ :	Échelle temporelle	[s]
ν :	Variable	[-]
τ_K :	Échelle temporelle de Kolmogorov	[s]
ϖ :	Angle d'observation	[rad]
φ :	Fraction du vide	[-]
ξ :	Coefficient de Hinze	[-]
ζ :	Variable	[-]
Δ :	Variation	[-]
Φ :	Déphasage pour la PDPA	[rad]
Γ :	Transmittance de la lumière	[-]
Θ :	Angle du cône du spray	[rad]
Ψ :	Angle d'élévation pour la PDPA	[rad]

Sub-indices :

atm:	Atmosphérique.
d:	Relative au diamètre.
car:	Caractéristique.
cri:	Critique.
eff:	Effective.
g:	Relative au gaz.
f:	Relative au combustible.
g/f:	Rapport gaz sur combustible.
f/g:	Rapport combustible sur le gaz.
go:	Relative à la goutte.
ini:	Initiale.
inj:	Injection.
int:	Intacte.
no:	Noyau liquide.
pp:	Plus probable.

r:	Relative.
rep:	Réponse.
t:	Total par intervalle de temps.
tôt :	Totale combustible plus gaz.
u:	Relative à la vitesse longitudinale d'une goutte.
z,r:	Position longitudinale z, position radiale r.
v:	Relative à la vitesse
c:	Relative à la concentration
0:	Relative au trou de l'injecteur.
30:	30%.
70:	70%.

Abréviations :

BA:	Bord d'attaque
BF:	Bord de fuite
EOI:	Fin d'injection de l'anglais "End Of Injection".
PC:	Partie centrale
piv:	Point(s) d'inflexion de la vitesse.
prv:	Pic(s) de la rms de vitesse.
rd:	Rms de diamètre.
rv:	Rms de vitesse.
S. :	Sous

**LISTES DES TABLEAUX
ET
DES FIGURES**

Listes des tableaux

Tableau I-1: Progression des limites des échappements des voitures de tourisme à moteurs diesel d'injection directe pour le cycle de conduite non urbaine en Europe	15
Tableau I-2: Démarcation des zones de désintégration du combustible diesel [REI72]	20
Tableau I-3: Les mécanismes influençant l'atomisation du combustible	27
Tableau I-4: Dépendance de la pénétration des paramètres selon la littérature	42
Tableau I-5: Dépendance de l'angle du cône du spray de ρ_g	46
Tableau I-6: Paramètres influant sur le diamètre de gouttes	49
Tableau I-7: Valeurs des coefficients de diffusion pour deux type de jets	56
Tableau IV-1: Exposants de la corrélation pour l'angle du cône	123
Tableau IV-2: Exposants de la corrélation pour la pénétration	123
Tableau IV-3: Exposants de la corrélation pour la pénétration avec l'angle du cône du spray	124
Tableau IV-4: Exposants de la corrélation pour le volume du spray	127
Tableau IV-5: Exposants de la corrélation de la masse d'air englobé par le spray	127
Tableau IV-6: Incertitudes relatives	140
Tableau IV-7: Coefficient de Schmidt pour le spray diesel dans ce cas	181
Tableau A-1: Diamètres caractéristiques [LEF89]	198
Tableau A-2: Caractéristiques de SF_6	198
Tableau A-3: Mesures dans les conditions ambiantes sous une atmosphère pressurisée	200

Listes des figures

Figure 1: Part des véhicules diesel parmi les voitures de tourisme neuves enregistrées (Source: "Union Swiss automobile importers" [SCH03])	4
Figure 2: Tendances passées et futures dans l'évolution de la pression d'injection du combustible ..	6
Figure I-1: Diagramme d'Ohnesorge pour la désintégration du spray	19
Figure I-2: Influence de la masse volumique du gaz sur la désintégration du spray [OFN01]	20
Figure I-3: Représentation qualitative des zones de désintégration du spray [REI72]	21
Figure I-4: Mécanismes de désintégration du spray contre la vitesse d'injection [LEF89]	22
Figure I-5: Mécanismes de désintégration du spray et les dimensions caractéristiques L_{int} , L_{no} et d_0 ..	22
Figure I-6: Bulles de cavitation représentées par les zones sombres dans le trou [OBE95]	30
Figure I-7: Augmentation de la cavitation et des chiquenaudes hydrauliques [SOT95]	31
Figure I-8: Modèles de désintégration de la veine liquide [FAT97]	34
Figure I-9: Mécanismes de collision Reinecke et Waldman [REI70]	36

Figure I-10: Mécanismes de désintégration secondaire [PIL87, HOH99]	37
Figure I-11: Pénétration adimensionnelle du spray diesel selon les auteurs	46
Figure I-12: Forme du spray diesel d'injection directe	52
Figure I-13: Aspect d'un spray diesel [BAY93]	58
Figure I-14: Model du spray [HIR80]	60
Figure I-15: Coefficient de traînée d'une sphère en fonction du nombre Reynolds [SOO89]	67
Figure I-16: Coefficient de traînée pour des tensions superficielles croissantes [BAY93]	69
Figure II-1: Système Common-Rail, photo (en haut) et schéma (en bas)	85
Figure II-2: Ensemble porte-injecteur et injecteur	86
Figure II-3: Pré-injection dans l'injection diesel	87
Figure II-4: Schéma des injecteurs VCO (a) et à sac (b)	88
Figure II-5: Asymétrie des sprays d'un injecteur VCO	88
Figure II-6: Schéma de l'injecteur à mini-sac à 1-orifice	90
Figure III-1: Technique de photographie d'ombroscopie	95
Figure III-2: Image d'un jet prise par la technique d'ombroscopie	96
Figure III-3: Schéma d'un système PDPA à 1D avec deux photo-détecteurs (D1) au-dessus et (D2) au-dessous du plan de diffusion (Plan -XY)	97
Figure III-4: Mesure de la vitesse avec l'Anémomètre Phase Doppler [JOR99]	98
Figure III-5: Signal typique reçu par le photo-détecteur sans (à gauche) et avec (à droite) cellule de Bragg	99
Figure III-6: Lumière diffusée par une particule et les Bursts Doppler dus aux interférences sur les détecteurs D1 et D2	100
Figure III-7: Modes de diffusion de la lumière par une goutte diesel ($m=n_{go}/n_g$)	101
Figure III-8: Intensité diffusée en fonction des modes de diffusion pour les polarisations	102
Figure III-9: Composantes du système PDPA	104
Figure III-10: Ordre des détecteurs dans l'optique de réception (en bas à droite) et méthode de détermination du diamètre de gouttes (en haut à gauche)	106
Figure III-11: Validation des diamètres des gouttes par comparaison entre les déphasages $\Phi_{1,2}$ et $\Phi_{1,3}$	107
Figure III-12: Points de mesures dans le spray diesel	108
Figure IV-1: Effet de la pression d'injection sur le débit massique	117
Figure IV-2: Effet du diamètre de l'injecteur sur le débit massique	117
Figure IV-3: Effet de la pression d'injection (débit massique) sur la pénétration de la pointe du spray en échelle linéaire (a) et logarithmique (b, c et d). Identification du temps de transition, t_t	120
Figure IV-4: Effet du diamètre de l'injecteur (débit massique) sur la pénétration de la pointe du spray en échelle linéaire (a) et logarithmique (b, c et d). Identification du temps de transition, t_t	121
Figure IV-5: Angles du cône du spray mesurés et déterminés avec la corrélation statistique (a) et ensembles avec la pénétration et le débit d'injection (b) et (c)	122

Figure IV-6: Pénétration de la pointe du spray avec et sans la prise en compte de l'angle du cône du spray	125
Figure IV-7: Volume du spray mesuré et calculé avec l'ajustement statistique	126
Figure IV-8: Effet de la durée d'injection sur l'évolution de la vitesse longitudinale des gouttes	129
Figure IV-9: Effet de la durée d'injection sur l'évolution du diamètre moyen des gouttes	129
Figure IV-10: Évolution temporelle de la vitesse longitudinale de gouttes	132
Figure IV-11: Évolution temporelle du diamètre de gouttes	132
Figure IV-12: Évolution des pdfs de vitesse dans des intervalles de temps en fonction du temps	135
Figure IV-13: Évolution des pdfs de diamètre dans des intervalles de temps	136
Figure IV-14: Évolution temporelle des coefficients d'asymétrie et d'aplatissement	137
Figure IV-15: Évolution temporelle de l'intensité de la turbulence	137
Figure IV-16: Évolution temporelle de l'intensité relative et du N_{go} par intervalle de temps	139
Figure IV-17: Corrélation diamètre-vitesse de gouttes dans des intervalles de temps	141
Figure IV-18: Évolution temporelle de la vitesse moyenne et de la rv de la vitesse longitudinale des gouttes, et du diamètre moyen des gouttes sur l'axe $r=0mm$, (z_{20} (a), z_{30} (b), z_{40} (c) et z_{50} (d))	143
Figure IV-19: Évolution temporelle de la vitesse moyenne de la vitesse longitudinale des gouttes, (z_{20} (a), z_{30} (b), z_{40} (c) et z_{50} (d))	146
Figure IV-20: Évolution temporelle de la rv de la vitesse longitudinale des gouttes, (z_{20} (a), z_{30} (b), z_{40} (c) et z_{50} (d))	147
Figure IV-21: Évolution temporelle du diamètre moyen de gouttes, (z_{20} (a), z_{30} (b), z_{40} (c) et z_{50} (d)) ..	148
Figure IV-22: Évolution temporelle de la vitesse moyenne de la vitesse longitudinale des gouttes, (z_{20} (a), z_{30} (b), z_{40} (c) et z_{50} (d))	150
Figure IV-23: Évolution temporelle de la rv de la vitesse longitudinale des gouttes, (z_{20} (a), z_{30} (b), z_{40} (c) et z_{50} (d))	151
Figure IV-24: Évolution temporelle du diamètre moyen de gouttes (z_{20} (a), z_{30} (b), z_{40} (c) et z_{50} (d)).	152
Figure IV-25: Évolution temporelle de la vitesse moyenne de la vitesse longitudinale des gouttes, (z_{20} (a), z_{30} (b), z_{40} (c) et z_{50} (d))	153
Figure IV-26: Évolution temporelle de la rv de la vitesse longitudinale des gouttes, (z_{20} (a), z_{30} (b), z_{40} (c) et z_{50} (d))	154
Figure IV-27: Évolution temporelle du diamètre moyen de gouttes, (z_{20} (a), z_{30} (b), z_{40} (c) et z_{50} (d)) ...	155
Figure IV-28: Évolution du diamètre moyen de gouttes en fonction de la pression d'injection	156
Figure IV-29: Évolution temporelle de la vitesse moyenne (a), et évolution longitudinale de la vitesse moyenne normalisée (b) et de la rv normalisée (c) de la vitesse longitudinale des gouttes	158
Figure IV-30: Évolution temporelle du diamètre moyen (a), et évolution longitudinale du diamètre moyen normalisé (b) et de la rd normalisée (c) du diamètre des gouttes	159
Figure IV-31: Évolution temporelle du diamètre moyen (a), et évolution longitudinale du diamètre moyen normalisé (b) et de la rd normalisée (c) du diamètre des gouttes	160
Figure IV-32: Profils radiaux de la vitesse longitudinale normalisée en fonction de $r/r_{0,5}$, ((a) z_{20} , (b) z_{30} , (c) z_{40} et (d) z_{50}), ($P_0=30MPa$)	162

Figure IV-33: Profils radiaux de la vitesse longitudinale normalisée en fonction $r/r_{0,5}$, ($P_0=30, 70$ et 110MPa)	165
Figure IV-34: Profils radiaux de la rv normalisée par la vitesse longitudinale moyenne sur l'axe du spray en fonction de $r/r_{0,5}$, ((a) $P_0=30$, (b) 70 et (c) 110MPa)	166
Figure IV-35: Profils radiaux de l'intensité de turbulence en fonction de $r/r_{0,5}$, ((a) $P_0=30$, (b) 70 et (c) 110MPa)	167
Figure IV-36: Profils radiaux des coefficient d'aplatissement de la vitesse longitudinale de gouttes en fonction $r/r_{0,5}$, ((a) $P_0=30$, (b) 70 et (c) 110MPa)	168
Figure IV-37: Profils radiaux des coefficient d'asymétrie de la vitesse longitudinale de gouttes en fonction de $r/r_{0,5}$, ((a) $P_0=30$, (b) 70 et (c) 110MPa)	169
Figure IV-38: Profils radiaux de la vitesse longitudinale normalisée en fonction de r/z , ((a) z_{20} , (b) z_{30} , (c) z_{40} et (d) z_{50}), ($P_0=30\text{MPa}$)	171
Figure IV-39: Profils radiaux de la vitesse longitudinale normalisée en fonction de r/z , ((a) $P_0=30$, (b) 70 et (c) 110MPa)	172
Figure IV-40: Évolution de la forme du spray en fonction du temps	173
Figure IV-41: Expansion de l'angle d'ouverture du spray	175
Figure IV-42: Expansion de la demi largeur du spray	176
Figure IV-43: Profils radiaux de la vitesse longitudinale normalisée en fonction de $r/(z-z_{0v})$, ((a) z_{20} , (b) z_{30} , (c) z_{40} et (d) z_{50}), ($P_0=30\text{MPa}$)	178
Figure IV-44: Profils radiaux de la concentration normalisée en fonction de r/z , ((a) z_{20} , (b) z_{30} , (c) z_{40} et (d) z_{50}), ($P_0=30\text{MPa}$)	179
Figure IV-45: Profils radiaux de la concentration normalisée en fonction de r/z , ($P_0=70\text{MPa}$)	180
Figure IV-46: Profils radiaux de la concentration normalisée en fonction de r/z , ($P_0=110\text{MPa}$)	180
Figure A-1: Maquette d'injection (a) et la chambre pressurisée d'injection (b)	199

INTRODUCTION GÉNÉRALE

Introduction Générale.

1. Antécédents

Après que le moteur diesel ait remplacé le moteur à essence dans la gamme des véhicules utilitaires et industriels, dans la dernière décennie, la part de la technologie diesel dans la gamme des voitures de tourisme a augmenté considérablement depuis l'introduction des moteurs diesel modernes d'injection directe à haute pression HSDI "*High Speed Direct Injection*". Par exemple, les véhicules à moteur diesel HSDI se sont accaparés de près de 32% du marché des voitures de tourisme en Europe de l'Ouest en 2001 [RIC02, SCH03] (Fig. 1).

En dépit de l'avantage évident, au niveau de la consommation, des moteurs diesel par rapport aux moteurs à essence, ces premiers sont encore fréquemment qualifiés par les fédérations des protecteurs de l'environnement comme engins très polluants. Les émissions de particule "*Soot*" et d'oxydes d'azote "*NOx*" des moteurs diesel sont, en effet, plus élevées que celles des moteurs à essence, malgré le traitement subséquent des échappements. Les législateurs réagissent à ce problème par l'introduction de nouvelles restrictions.

Le besoin de réduire les émissions de particules et d'oxydes d'azote représente et restera, dans l'avenir, le plus grand défi pour l'avancement de la technologie diesel. Entre les réductions des émissions de particule et d'oxydes d'azote existe une contradiction fondamentale. En effet, la réduction simultanée des deux polluants sans augmenter la consommation du combustible n'est pas une tâche aussi simple.

Le contrôle de la combustion des moteurs diesel dans le but de réduire les émissions reste une tâche essentielle, même si le traitement des échappements par les filtres et catalyseurs a été introduit depuis un certain nombre d'années. En réalité, l'efficacité, la taille et simultanément le coût des filtres et catalyseurs dépendent fortement de la composition des gaz d'échappement.

Pour optimiser la combustion des moteurs diesel, les processus importants tels que l'injection du combustible, le mélange air/combustible, le début et la fin de la combustion doivent être bien maîtrisés. Cependant, ces processus sont extrêmement liés les uns aux autres surtout au début de la combustion: En dépit des recherches passées et courantes, les mécanismes, gouvernant les processus d'injection, de désintégration du spray diesel, de l'atomisation et de l'évaporation des gouttes de combustible aussi bien que le mélange air/combustible, ne sont pas bien connus à cause de leurs extraordinaires complexités.

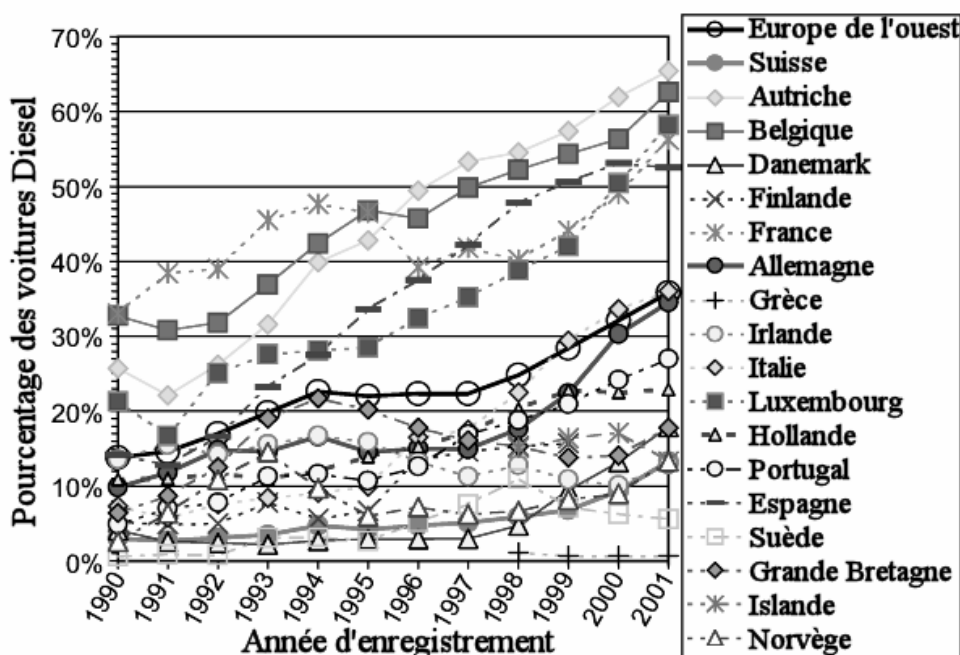


Figure 1: Part des véhicules diesel parmi les voitures de tourisme neuves enregistrées (Source: "Union Swiss automobile importers" [SCH03]).

Dans cette optique, il y a une nécessité de développer de nouvelles techniques et des procédés innovants pouvant être intégrés aux sous-systèmes existants des moteurs diesel dont un but de contrôle et de réduction des émissions des polluants. Le système d'injection du combustible est un sous-système qui a démontré sa contribution aux développements menant à l'amélioration du rendement du moteur et de la réduction des émissions. Dans l'avenir, ce sous-

système continuera à jouer un rôle essentiel dans la conception des moteurs diesel de l'avenir [HER99].

Des améliorations ont été obtenues par un contrôle sophistiqué du processus d'injection du combustible et l'élévation des pressions d'injection. Le processus de combustion est déterminé par la qualité du combustible, sa distribution et son mélange dans la chambre de combustion. La désintégration et la distribution du spray sont en grande partie déterminées par les conditions, régnautes dans la chambre de combustion "*In-cylinder*" (mouvement, masse volumique et température de l'air), la pression d'injection, la forme et la géométrie de l'injecteur. Pour cela il y a nécessité d'étudier, en premier, l'expansion temporelle et spatiale des sprays diesel dans des conditions réelles d'injection dans la chambre de combustion, et par la suite, les effets des différents régimes d'injection sur le processus de la combustion. Les données obtenues peuvent être utilisés directement pour établir une relation entre les processus d'injection et de combustion, et indirectement pour le développement et la validation de modèles numériques et de codes de type CFD "*Computational Fluid Dynamics*".

Les données, présentées dans la figure 2, montrent comment la pression d'injection du combustible a augmenté au cours des 30 dernières années. Les recherches effectuées ont montré que ces résultats pouvaient être encore améliorés en augmentant davantage le débit massique d'injection et la pression d'injection [JAC00]. Cependant, ces développements peuvent s'effectuer à un rythme plus lent à cause des défis technologiques auxquels est confrontée l'augmentation de la pression d'injection, par rapport aux contraintes du faible coût et de la haute fiabilité. Les développements parallèles dans la conception de nouveaux injecteurs ont mené à une réduction de volume du sac avec l'introduction de l'injecteur à mini-sac et des injecteurs VCO "*Valve Cover Orifice*" et une amélioration conséquente des émissions d'hydrocarbure (HC) du moteur [JAC00].

Bien que les avantages d'augmenter la pression du combustible aient été démontrés, un moteur HSDI moderne nécessite toujours un système d'injection de combustible capable de fournir le combustible à de basses pressions du rail et en faibles quantités pendant les points de fonctionnement en faibles charges et vitesses. Puisque les cycles de conduction des véhicules à moteurs diesel et la législation sur les émissions des polluants exigent le fonctionnement dans les limites de ces régimes, les travaux de recherches relatifs à ces zones de basse pression d'injection

constituent un intérêt de grande importance.

La pression d'injection [NAB96] et la forme de l'injecteur [POT00, BAE00] influencent le comportement du spray diesel pendant le processus de formation et de désintégration avant l'auto-allumage. Deux processus doivent être considérés. Premièrement, le macro effet sur le spray par l'introduction du combustible dans la chambre de combustion à de hautes vitesses à travers un petit orifice. Ceci a une influence intense sur l'entraînement de l'air et la désintégration subséquente du spray diesel [NAB96]. Deuxièmement, la pression du combustible et la forme de l'injecteur affectent également le comportement d'écoulement du combustible à l'intérieur de l'injecteur, probablement en introduisant la séparation et la cavitation dans le trou de l'injecteur [SOT93, ARC00b]. Dans les cas extrêmes, ce phénomène peut provoquer ce qu'on appelle la chiquenaude hydraulique et un changement dramatique dans la structure du spray [SOT93]. Par conséquent, l'écoulement à l'intérieur du trou et le mécanisme "d'entraînement" direct doivent être pris en compte dans la modélisation des processus, tels que la formation du spray externe et la désintégration du spray [LEF89, SIR00].

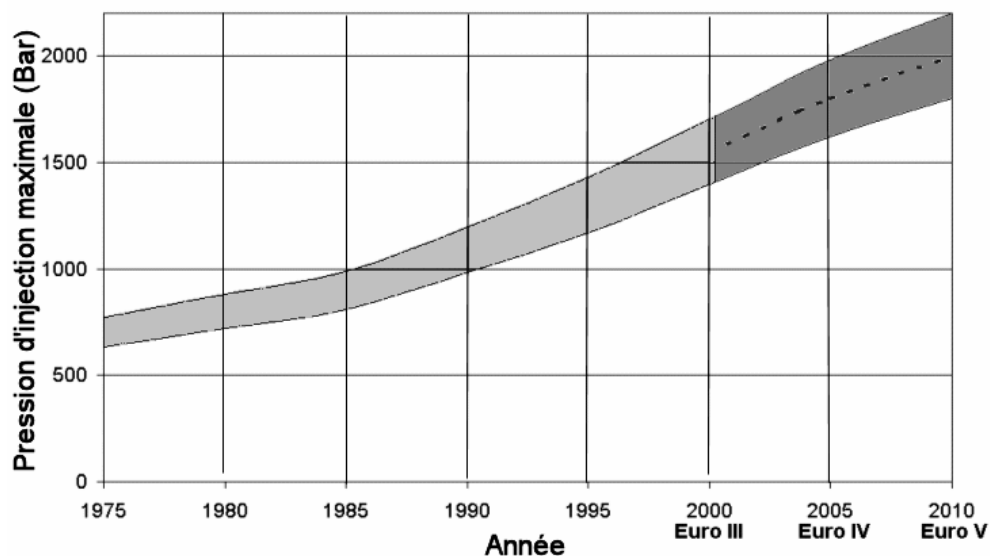


Figure 2: Tendances passées et futures dans l'évolution de la pression d'injection du combustible.

Les problèmes relatifs à l'étude du spray diesel peuvent être trouvés dans la bibliographie disponible. Dans celle-ci, il y a un grand nombre de publications spécifiques relatif aux résultats expérimentaux, néanmoins ceux-ci correspondent aux différents essais, réalisés dans des conditions qui ne représentent pas le phénomène d'injection, tel qu'il existe dans le moteur diesel

réel. Dans beaucoup de cas, les études se concentrent sur les jets gazeux (pulsés et/ou turbulents), plus faciles à étudier, tandis que dans d'autres cas les études se concentrent sur les sprays liquides beaucoup plus denses et lents que le spray diesel d'injection directe (atomisation d'une veine liquide dans les conditions atmosphériques ou dans des conditions de faibles masses volumiques). La grande partie des résultats existante est fournie sous forme de corrélations semi-empiriques, ajustées aux données expérimentales, et qui, pour autant, ne sont pas des lois universelles. De ce fait, bien que le comportement des sprays étudiés et dans certains cas les processus impliqués étaient bien connus, ces résultats ne peuvent être appliqués à posteriori, par extrapolation, aux sprays diesel dans les conditions habituelles d'essai et ceci, à cause des différences existantes entre les deux environnements de fonctionnement.

Selon le commentaire du paragraphe antérieur, l'étude expérimentale du spray diesel exige comme première et principale hypothèse, la création d'un même environnement de travail, soit dans le moteur réel, soit dans une installation de simulation. Habituellement, la tendance générale était de générer le spray hors de son environnement naturel (moteur), à cause des difficultés que représentait celui-ci, lors de l'utilisation des techniques expérimentales (accès optique réduit, mauvaise illumination, ... etc.). Par contre, il faut concevoir une installation qui reproduit au maximum les mêmes conditions régnantes dans le moteur réel, pour obtenir des résultats fiables et extrapolables au comportement du spray diesel dans le moteur réel. Autrement dit, cette installation auxiliaire doit reproduire dans la mesure du possible toutes les caractéristiques du moteur réel.

La partie expérimentale du présent travail a été entreprise à l'Université Polytechnique de Valencia (Espagne) sur une nouvelle installation de simulation qui a été spécifiquement conçue pour permettre l'étude des sprays diesel dans un environnement proche à celui existant dans le moteur réel. Par contre, la combustion a été évitée en remplissant l'installation par du hexafluorure de soufre (SF_6) qui est un gaz inerte. L'installation possède de bons accès optiques pour la réalisation des mesures.

En général, les expériences décrites pour les sprays diesel peuvent être divisées en deux parties principales: l'étude macroscopique et l'étude microscopique. L'étude macroscopique consiste à mesurer la pénétration du spray et son angle d'ouverture, les résultats obtenus permettent de nous informer sur le degré de diffusion du spray. Ces informations ont été

obtenues par la technique de visualisation d'ombroscopie "*Shadowgraphy*" grâce à un système Vidéo-Scope conçu par la société Autrichienne AVL. Par contre, l'étude microscopique consiste à mesurer la taille et la vitesse des gouttes en utilisant l'anémomètre phase Doppler à une seule composante (1D-PDPA) de la firme Danoise Dantec. Cette étude nous informe sur la manière dont est faite la diffusion du spray au niveau des gouttes.

2. Structure de la thèse

La thèse comprend quatre parties principales. La première partie est une revue des bases théoriques et de l'état des connaissances sur la désintégration des sprays (chapitre I). Cette partie couvre aussi bien les bases théoriques que les résultats expérimentaux à travers les approches empiriques et les modèles. La seconde partie fournit une description de l'installation et du système d'injection utilisés pour l'étude expérimentale (Chapitre II). La troisième partie introduit d'une part, les principes des techniques de mesures utilisées pour l'étude macroscopique, aussi bien que pour l'étude microscopique et d'autre part, la description de la méthode utilisée qui combine les résultats obtenus par les deux techniques de mesures et qui permet ainsi de déterminer les concentrations du combustible (Chapitre III). La dernière partie décrit le travail réalisé pour l'étude du spray diesel et fournit les résultats expérimentaux et leurs discussions dans le contexte actuel des connaissances en fonction des paramètres étudiés dans cette étude (Chapitre IV). Les conclusions déduites de ce travail et les recommandations pour les travaux futurs sont présentées dans la conclusion générale. L'annexe contient l'information additionnelle se référant à différents chapitres de cette thèse.

3. Objectifs

L'objectif principal du travail décrit dans cette thèse est de fournir une description moderne du spray diesel intermittent injecté à de hautes pressions, en caractérisant ses comportements; macroscopique et microscopique, et en quantifiant les influences des paramètres d'injection (pression d'injection, diamètre de trou) et des conditions d'injection (pression et masse volumique du gaz) par une étude expérimentale générale.

L'injecteur utilisé est un 1-spring à mini-sac ordinairement à cinq trous, mais ici un seul trou est perforé. Dans ce travail, trois diamètres du trou de l'injecteur sont utilisés 0,11, 0,19 et

0,27mm. Les injections sont réalisées électroniquement par un système "*Common-Rail*" (C.R.) dans une installation remplie d'hexafluorure de soufre (SF_6) qui permet d'atteindre des masses volumiques de $\rho_g=10\text{-}30\text{kg/m}^3$ avec des pressions de l'ordre $P_g=0,5\text{MPa}$ à une température de (298K) 25°C. L'air pour atteindre les mêmes masses volumiques à une température de $T_g=900\text{K}$, doit être soumis à des pressions de l'ordre de $P_g=7\text{MPa}$ (70bar). Ces conditions sont celles existantes dans un moteur diesel réel au début de l'injection. En plus, ce gaz présente l'avantage d'être inerte, et d'avoir une viscosité dynamique et des propriétés optiques très similaires à celles de l'air. Grâce à ce gaz, la condition d'isotherme à température ambiante est possible, ce qui empêche l'évaporation du combustible. Toutes les mesures ont été effectuées avec une gamme de pressions d'injection ($P_0=60\text{-}160\text{Mpa}$), représentatives d'un moteur diesel d'injection directe moderne.

Les mesures ont été réalisées, premièrement par un système de photographie super rapide camera CCD digital couleur (TMC-9700) de la firme PULNiX pour la caractérisation macroscopique (pénétration de la pointe, angle du cône et volume géométrique du spray), et ensuite par 1D-PDPA "*Phase Doppler Particle Analyzer*" pour l'étude microscopique (vitesse et diamètre de gouttes). En général, la durée de l'injection est de $1,5 \cdot 10^{-3}\text{s}$, cependant pour les mesures avec la PDPA, la durée a été prolongée à $3 \cdot 10^{-3}\text{s}$ pour allonger la durée de la partie quasi-stationnaire du spray. Une combinaison des données, obtenues par les deux techniques de mesures, en appliquant le principe de l'extinction de la lumière a permis de déterminer les champs de concentration du fuel. Enfin, une analyse théorique est effectuée, et les résultats, obtenus expérimentalement dans cette étude, sont comparés avec ceux de la bibliographie.

Les résultats, obtenus dans ce travail, ne servent pas uniquement à mieux comprendre le processus, mais aussi à former une solide base de données pour la validation et l'amélioration des modèles de simulation pour les sprays. Les modèles de simulation, qui peuvent calculer correctement les sprays diesel et les effets réciproques du mélange air/combustible et combustion, seront dans le future des outils indispensables pour l'avancement rapide et économique de la technologie des moteurs diesel.

CHAPITRE I

**BASES THÉORIQUES
ET
ÉTAT DES CONNAISSANCES**

Chapitre I

Bases théoriques et État des connaissances.

I.1. Arrière-plan

Développement de la technologie Diesel: il y a maintenant un peu plus de 100 ans depuis que l'allemand **Rudolf Diesel** a présenté son idée d'un moteur thermique optimal pour être breveté le 28 février 1892. Quoique le Cycle de Carnot ne fût pas encore inventé, le moteur diesel a commencé à être commercialisé à partir de l'année 1897 avec un rendement de 26,2% qui le faisait de loin plus rentable que tous ses rivaux du moment !

L'introduction adéquate du combustible dans le cylindre et son mélange par la suite avec l'air ont été dès le début le problème central de technologie Diesel: Le combustible doit être introduit rapidement dans l'air comprimé, se trouvant dans le cylindre au point mort supérieur, pour se mélanger avec lui. Ensuite, le mélange s'enflamme par la haute température de l'air obtenues par sa compression. Pour une bonne performance du moteur, l'air total présent dans le cylindre, si possible, doit être totalement consommé. Par contre, si les zones de mélange plus riches en combustible sont présentes, la combustion devient incomplète et, de cette façon, des émissions de suie deviennent plus élevées. Pour les premiers moteurs diesel, dans l'année 1892, l'introduction du combustible dans le cylindre se faisait par l'injection directe à l'aide de l'air

comprimé. Cette méthode exigeait un compresseur d'air très coûteux en terme de consommation d'énergie. Elle a été donc vite abandonnée pour les altérations rapides du rendement du moteur, ce qui a entravé l'usage commercial de ce moteur pour les véhicules de transports.

Rudolf Diesel en 1905 commençait à réfléchir à l'injection directe à l'aide d'une pompe, mais McKechnie 1914 était le premier à développer la technique avec un injecteur guidé par une aiguille. Dix ans plus tard, les premiers véhicules utilitaires à injection directe sont mis sur le marché (par MAN, Daimler Benz). En 1927, **Bosch GmbH** commençait à produire ses systèmes d'injection en séries pour le diesel ouvrant ainsi le chemin pour un usage étendu de la technologie Diesel dans le domaine du transport. C'est dans le domaine des véhicules utilitaires et de la propulsion maritime que le moteur diesel, combiné à la suralimentation par turbocompresseur activée par les gaz d'échappements (d'après une idée du Suisse Alfred Büchi), que le moteur diesel s'est largement développé face au moteur à essence et à la propulsion par des turbines à vapeur.

Dans le domaine des voitures de tourisme, la technologie Diesel s'est restreinte à l'usage de la préchambre dès son introduction par Daimler Benz en 1936. La technologie de préchambre, au dépend du rendement, permet une combustion douce (bruit de combustion plus faible) grâce à un bon mélange air-combustible et fourni un nombre de révolutions suffisant. Cette technologie est restée pour longtemps la technologie standard pour les moteurs diesel pour les voitures de tourisme. Cependant, au début de l'année 1988, l'avancement progressif de la technologie d'injection a permis l'application de l'injection directe pour les voitures de tourisme (Fiat). Une année plus tard, Audi a suivi le mouvement, par l'introduction du nouveau principe de suralimentation dans les moteurs diesel à injection directe.

Les voitures diesel, dès l'année 1990, ont commencé à gagner de la popularité par leur consommation réduite, ajoutée à leur commodité de conduction et à leur puissance: de 1990 à 2001 dans l'Europe de l'Ouest, la part des voitures de tourisme à moteurs diesel nouvellement matriculées est passé de 13,8% à 35,8%. Cette tendance s'est confirmée encore plus depuis l'introduction de la technique d'injection common-rail dans les voitures de tourisme à moteurs diesel.

Émissions: comme il a été déjà dit dans l'introduction, le défi, auquel est confrontée la

technologie diesel, réside dans l'accomplissement des normes, qui sont de plus en plus strictes, sur les produits d'échappements sans affecter le rendement.

- 1.- Les oxydes d'azote (NO_x) sont produits principalement dans les zones de combustion de la chambre de combustion non riches en combustible et où la combustion est plus lente.
- 2.- Les suies (c'est-à-dire émissions de particules) sont dues principalement aux zones riches en combustible où l'oxydation des produits intermédiaires de la combustion par le manque de l'oxygène (par la chute de la température durant l'expansion des gaz) entraîne une combustion incomplète.
- 3.- Les hydrocarbures non brûlés (HC émissions) sont dus au combustible non brûlé près des parois froides du cylindre et des divisions de la chambre de combustion, et à l'égouttement du combustible à partir du trou de l'injecteur après la fin de l'injection (EOI de l'anglais "*End-Of-Injection*"). Les émissions de HC sont généralement pour les moteurs diesel un problème secondaire, puisque dans les divisions de la chambre de combustion, il y a seulement de l'air pur et non pas de mélange air-combustible.

Les normes en général insistent sur la réduction des émissions des NO_x et des suies. Une contradiction fondamentale existe entre la réduction des deux types de polluants et l'optimisation simultanée du rendement.

Tableau I-1: *Progression des limites des échappements des voitures de tourisme à moteurs diesel d'injection directe pour le cycle de conduite non urbaine en Europe.*

Polluant	Euro I dès 1993 [g/km]	Euro II dès 1997 [g/km]	Euro III dès 2001 [g/km]	Euro IV dès 2006 [g/km]
CO	2,72	1,00	0,64	0,50
NO _x	-	-	0,50	0,25
HC+NO _x	0,97	0,90	0,56	0,30
Particule	0,140	0,100	0,050	0,025

La remarque importante sur les émissions de particules: Pour le moment, il n'est pas encore suffisamment clair qui affecte la santé des êtres vivants: la masse, la surface ou le nombre de particules des suies. Si le nombre de particules des suies est la grandeur déterminante, alors la diminution de la masse déchargée par la réduction de la taille moyenne des particules pourrait engendrer une augmentation substantielle du nombre de particules, ce qui n'aurait pas d'effet ou même parfois un effet négatif sur la réduction du caractère nuisible des gaz d'échappement !

La tâche fondamentale de l'injection: le système d'injection de combustible d'un moteur diesel doit simplement apporter le combustible au moment opportun, sous la forme appropriée et à l'endroit adéquat :

- 1.- Le moment adéquat pour le début de l'injection dépend, entre autres, de la vitesse de révolution du moteur, de la charge souhaitée et de la contamination permise. Les objectifs en terme du rendement, des émissions et du bruit ne sont pas toujours accomplis avec une seule injection par cycle. Cependant cette restriction peut être résolue avec l'arrivée du système d'injection common rail qui peut ouvrir l'injecteur plusieurs fois par cycle.
- 2.- Quand l'aiguille de l'injecteur se lève, le combustible commence à fluer dans le trou de l'injecteur. A l'entrée du combustible dans le trou, l'énergie potentielle de la pression d'injection se transforme en énergie cinétique. Le combustible quitte le trou de l'injecteur à une vitesse assez élevée. Le spray compact se désintègre par les instabilités internes (la turbulence, les tourbillons et la cavitation), par l'action réciproque entre les forces d'inertie et les forces de tension superficielle aussi bien que par les forces aérodynamiques (atomisation primaire). Par la suite, les grands paquets liquides et les grosses gouttes formés au début de l'injection continuent de se désintégrer par l'action des forces aérodynamiques (atomisation secondaire).
- 3.- La taille des gouttes résultantes de la désintégration dépend, entre autres, de la pression d'injection et du diamètre de l'injecteur. L'augmentation du nombre des petites gouttes fait croître la surface de contact air-combustible ce qui provoque une évaporation plus rapide du combustible. L'évaporation rapide provoque, par une détonation du mélange préalablement formé, des émissions de bruit élevées.
- 4.- Un inconvénient des petites gouttes est la faible "expansion" (pénétration du combustible). Le système d'injection doit garantir, en dépit de la faible expansion, que les zones près des parois de la chambre de combustion rentrent en combustion. Par contre, une pénétration trop rapide du spray favorise la formation d'un film de combustible sur les parois. Ceci affecte négativement les émissions des suies et des HC.

Le développement des nouvelles techniques d'injection peut contribuer sensiblement à l'application de ces exigences qui sont parfois contradictoires. En particulier, la technologie du common rail ajoute de nouvelles possibilités. La re-circulation des gaz d'échappement (EGR: "*Exhaust Gas Recirculation*"), par exemple, est seulement applicable si la pression et le temps

d'injection peuvent être choisis indépendamment de la vitesse de révolution du moteur et de la charge.

I.2. État des connaissances

La stabilité du spray dans les conditions atmosphériques a été étudiée scientifiquement pour la première fois par Bidone [**BID29**] en 1829 et ensuite par Savart [**SAV33**] en 1833. **Lord Rayleigh** [**RAY78**], en se basant sur leurs résultats, a formulé en 1878 sa théorie célèbre sur la stabilité des sprays non visqueux injectés à faibles vitesses ($\approx 10\text{m/s}$). Ohnesorge [**OHN36**], en observant la désintégration du spray par une technique photographique, a pu déduire trois régimes de désintégration dans lesquels la force gravitationnelle, la force d'inertie, la tension superficielle, la tension de contrainte et la force de viscosité possèdent dans chaque régime des influences différentes. Reitz et Bracco [**REI72**, **REI82**], en étudiant l'atomiseur du combustible diesel, ont défini quatre régimes de rupture du spray, lesquels sont encore aujourd'hui valables et seront discutés dans la suite de ce chapitre.

Si on regarde le processus de formation d'une goutte de point de vue énergétique, une extension de la surface libre du liquide peut agir, en principe, contre la tension superficielle, σ . Ceci nécessite un afflux d'énergie sous forme de pression (énergie potentielle) ou vitesse (énergie cinétique). Cette énergie, dépendante du type d'injecteur, est transformée en énergie d'interface libre, énergie cinétique des gouttes (translation, rotation et oscillation) et énergie thermique.

La désintégration à pression du spray dans l'air (ou atmosphère gazeuse) peut être divisée en deux parties :

- 1.- La désintégration primaire est la décomposition du spray en grandes gouttes et filaments liquides. La phase continue liquide se trouve donc dispersée. Cette désintégration peut être causée par les instabilités croissantes des oscillations "*hydraulic flip*", l'augmentation de la vitesse d'injection, la turbulence, les tourbillons et la cavitation de l'écoulement dans le trou de l'injecteur.
- 2.- La désintégration secondaire ou atomisation est par contre la décomposition des grosses gouttes par l'interaction de celles-ci avec l'air environnant, et dans les zones denses du spray par les effets de collision et coalescence des gouttes.

I.2.1. Désintégration primaire –sortie du spray

La décomposition du liquide à la sortie d'un trou cylindrique peut être régie par plusieurs mécanismes de désintégration: le régime de Rayleigh, la désintégration induite par le vent et l'atomisation. Reitz et Bracco [REI82] ont distingué dans la désintégration induite par le vent deux sous régimes; le 1^{er} et le 2^{ème} régime induit par le vent.

Tous les mécanismes de désintégration, à l'exception de l'atomisation, possèdent des modèles physico-mathématiques pour décrire la formation des gouttelettes. L'équation fondamentale a été formulée par Levich [LEV62], Sterling et Schleicher [STE69] et Reitz [REI72]. L'atomisation, qui le mécanisme le plus important de la désintégration des sprays, n'est cependant pas complètement comprise jusqu'à présent à cause de son processus chaotique. Certes de nombreux modèles ont été développés pour l'atomisation, mais aucun ne peut se considérer universel.

Les lignes droites de la figure I-1, où le nombre d'Ohnesorge est représenté en fonction du nombre de Reynolds en échelles logarithmiques, délimitent les zones de prédominance des trois régimes de désintégration (Fig. I-1). Les expressions des nombres d'Ohnesorge et de Reynolds sont reportées dans l'annexe (paragraphe A.1.). La figure I-1 est nommée diagramme d'Ohnesorge. Le diagramme d'Ohnesorge est un outil important lors de la détermination du mécanisme prédominant dans la désintégration d'un spray.

Plus tard, Faeth [FAE87] et Ranz [RAN56] ont étudié la transition entre les différentes zones sur le diagramme d'Ohnesorge. Le nombre d'Ohnesorge ($\text{Oh}_0 = \mu_f / (\sigma_f \rho_f d_0)^{0,5}$) est toujours constant durant le processus d'injection puisqu'il est calculé à partir de la nature du fluide (ν_f , σ_f , ρ_f) et la géométrie de l'injecteur (d_0), lesquelles restent inchangées durant le processus d'injection. Cependant, la variation de la pression d'injection (P_0) modifie la vitesse à la sortie de l'injecteur (v_0). Et à travers la modification de la vitesse, le nombre de Reynolds ($\text{Re}_0 = (d_0 v_0 \rho_f) / \mu_f$) varie. Ainsi, une augmentation continue de la vitesse d'injection du liquide permet un déplacement dans le diagramme d'Ohnesorge en ligne droite de gauche à droite ($\text{Oh}_0 = \text{Cte}$) parallèlement à l'axe du nombre de Reynolds pour traverser les différentes zones des régimes de désintégration expérimentés par le liquide. Par la suite, Bode [BOD91] a décrit la transition de la désintégration du régime de Rayleigh vers la désintégration induite par le vent empiriquement avec le nombre de Weber $\text{We}_0 = (1,74 \cdot 10^{+4}) \text{Re}_0^{-0,5}$ ($\text{We}_0 = (d_0 v_0 \rho_f) / \sigma_f$). Le nombre

d'Ohnesorge correspondant est $Oh_0 = (1,74 \cdot 10^4)^{+0,5} Re_0^{-1,25}$. La transition de la zone de la désintégration induite par le vent à la zone de l'atomisation est définie par $We_0 = (8,32 \cdot 10^5) Re_0^{-0,5}$ ($Oh_0 = (8,32 \cdot 10^5)^{+0,5} Re_0^{-1,25}$).

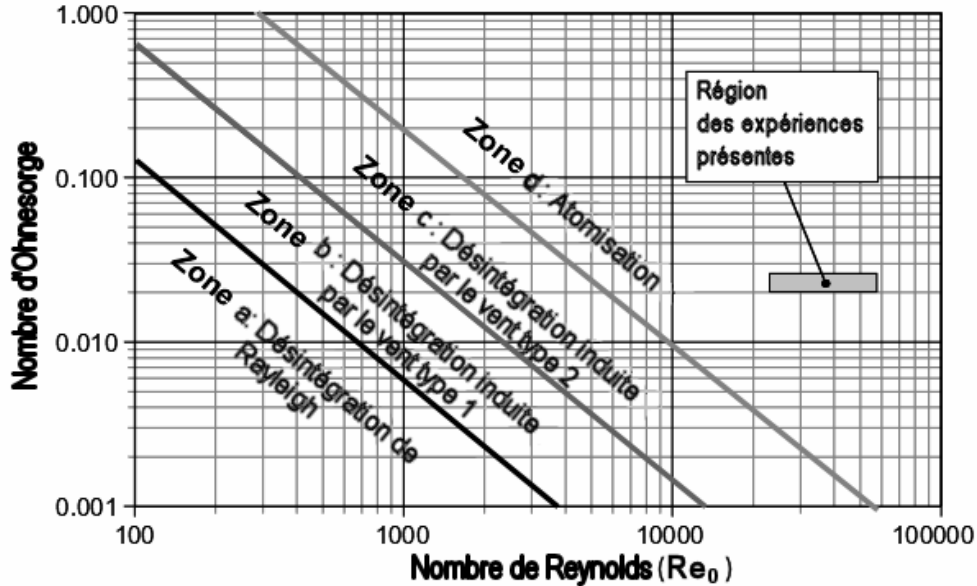


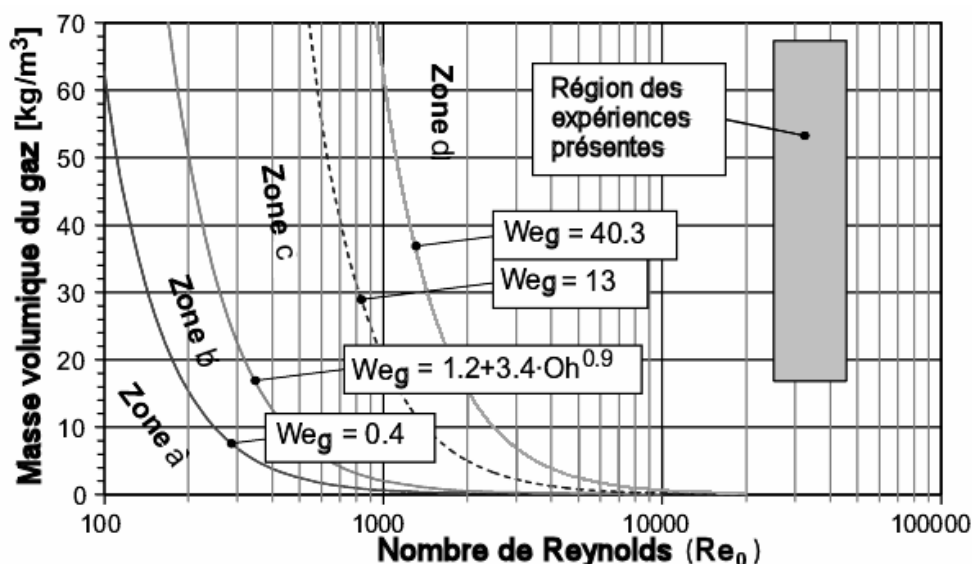
Figure I-1: Diagramme d'Ohnesorge pour la désintégration du spray.

Le système common rail injecte le combustible diesel dans un intervalle de la pression d'injection de [30-140]MPa ce qui correspond à un intervalle du nombre de Reynolds Re_0 de [11300-26200]. Le nombre d'Ohnesorge, calculé pour les sprays diesel, situe leur désintégration dans la zone d'atomisation complète dans le diagramme d'Ohnesorge (Fig.I-1) Ofner [OFN01].

Un inconvénient crucial du diagramme d'Ohnesorge est que la masse volumique du gaz (ρ_g) n'est pas prise en considération. Avec une masse volume du gaz croissante, la résistance du gaz augmente par rapport à sa force d'inertie. La résistance du gaz agit contre la tension superficielle du combustible diesel, provoquant la désintégration des veines liquides par leur déstabilisation ou l'éclatement des gouttes, ce qui renforce l'atomisation. Dans la figure I-2, il est bien illustré cela par la dépendance du processus de désintégration de la masse volumique du gaz et du nombre de Reynolds Re_0 . Les démarcations entre les zones de désintégration du combustible diesel sont représentées dans le tableau I-2 en fonction du nombre de Weber du gaz ($We_g = (d_{go} v_r^2 \rho_g) / \sigma_f$).

Grâce à la combinaison des deux diagrammes (Figs I-1 et I-2), un troisième diagramme 3-

D, mettant en relation les trois principaux paramètres d'influence (Re_0 , Oh_0 , ρ_g) (Fig.I-3), a pu être obtenu. Le diagramme 3-D démarque les différentes zones de désintégration du combustible diesel de manière plus précise.



($\rho_f=825 \text{ kg/m}^3$, $\nu_f=1,86 \cdot 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}$, $\sigma_f=0,026 \text{ N/m}$, $T=295 \text{ K}$) et ($d_0=0,172 \text{ mm}$, $Oh_0=2,52 \cdot 10^{-2}$)
Figure I-2: Influence de la masse volumique du gaz sur la désintégration du spray [OFN01].

Tableau I-2: Démarcation des zones de désintégration du combustible diesel [REI72].

Type de désintégration	Zone	Source
Régime de Rayleigh	$We_g < 0,4$ et $We_{go} > 8$	[REI72]
1 ^{er} régime induit par le vent	$0,4 < We_g < k$	[EIF90, STE69]
2 ^{ième} régime induit par le vent	$k < We_g < 13$	[STE69, RAN56]
	$k < We_g < 40,3$	[STE69, MIE55]
Atomisation	$We_g > 13$ et $We_{go} > 8$	[RAN56]
	$We_g > 40,3$ et $We_{go} > 8$	[MIE55]
	$(k=1,2+3,41 Oh^{0,9})$	

Comme il a été vu là-dessus, la désintégration dominante pour le spray diesel est l'atomisation. Le régime de Rayleigh et les régimes induits par le vent se produisent uniquement pour les nombres de Reynolds trop faibles correspondants aux pressions d'injection $P_0 < 80 \text{ bar}$ (8MPa). Avec le système common rail, ces faibles pressions d'injection apparaissent à peine. Pour le système common rail, ces régimes peuvent être observés seulement au début de l'injection ou à la EOI. Dans ces deux situations, l'écoulement, par la levée faible de l'aiguille de l'injecteur, se trouve fortement étranglé, et la vitesse d'injection et le nombre de Reynolds sont trop faibles.

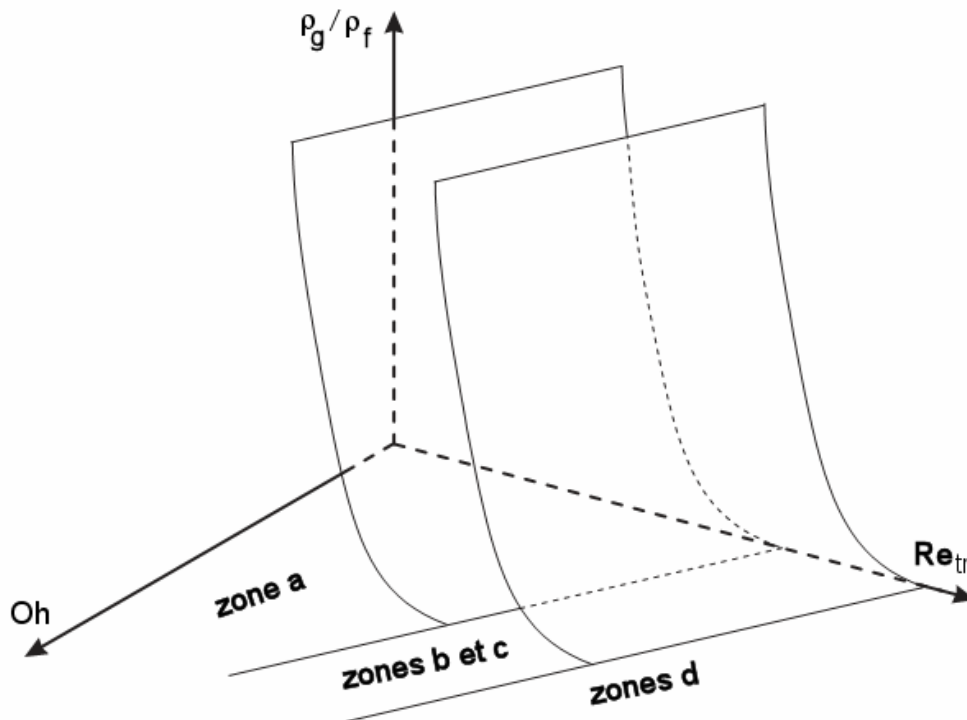


Figure I-3: Représentation qualitative des zones de désintégration du spray [REI72].

Par la suite, le processus de désintégration du spray diesel va être expliqué à l'aide des figures I-4 et I-5. La figure I-4 représente l'évolution de la longueur intacte de la veine liquide en fonction de la vitesse d'injection du combustible. Cette figure, dénommée aussi la courbe de stabilité, explique les différents types de désintégration. Les dimensions caractéristiques (L_{int} , L_{no} , d_0), qui jouent des rôles différents dans chaque type de désintégration, vont être expliquées individuellement dans chaque cas par la figure I-5.

I.2.2. Régimes de désintégration

Désintégration de Rayleigh (zone a): La désintégration de Rayleigh apparaît pour des nombres de Reynolds (Re_0) trop bas (Figs I-1, I-2, I-3); c'est à dire pour des vitesses d'injection faibles (Fig. I-4a). Dans la désintégration de Rayleigh, la veine liquide se rompe en grosses gouttes (Fig. I-5a).

Rayleigh [RAY78] en comparant les énergies de surface de deux interfaces liquides, une perturbée et une non-perturbée, remarquait que les perturbations infinitésimales de l'interface liquide provoquent des vibrations dont la fréquence peut croître. Ceci est dû à une interaction

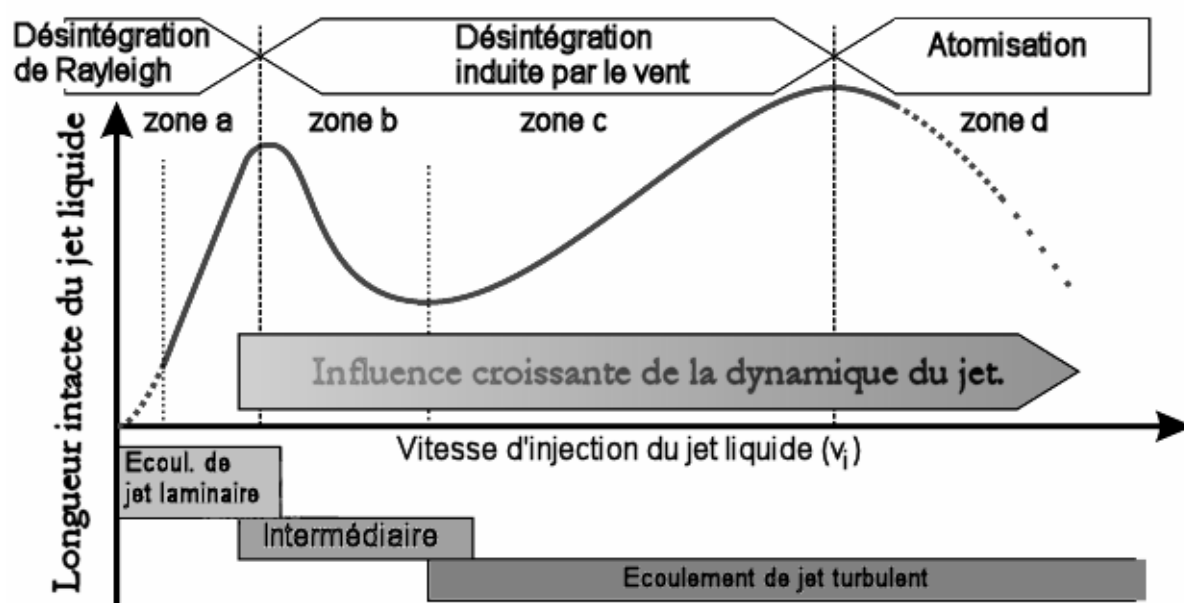


Figure I-4: Mécanismes de désintégration du spray contre la vitesse d'injection [LEF89].

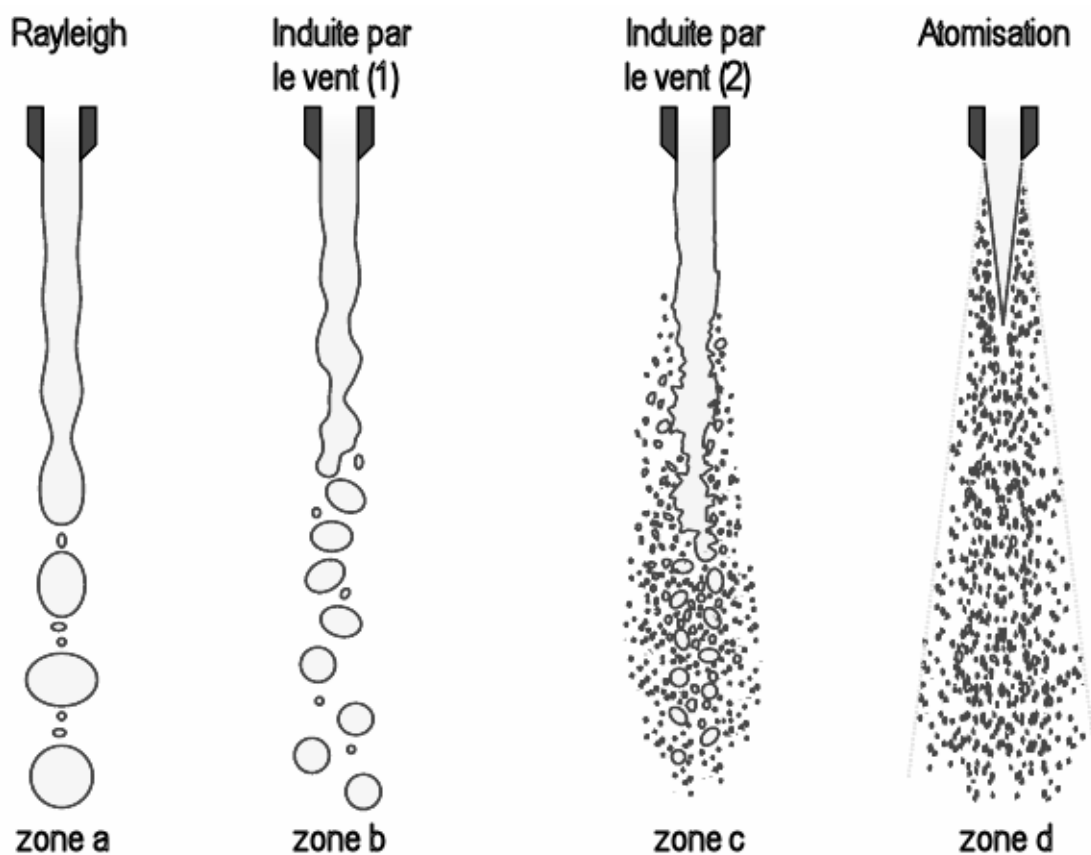


Figure I-5: Mécanismes de désintégration du spray et les dimensions caractéristiques (L_{int} , L_{no} , d_0).

entre les forces convectives de l'air et les forces de tension superficielle du liquide. Par les stimulations de différentes fréquences, une augmentation de la longueur d'onde de l'interface oscillante renforce les déformations axisymétriques et mène finalement vers la désintégration de la veine liquide. Eifler [EIF90] a remarqué que la désintégration de Rayleigh est produite quand les forces d'inertie de l'air environnant atteignent approximativement 10% de la force de la tension superficielle.

Selon l'analyse linéaire de Rayleigh, la grande croissance de la longueur d'onde ($\lambda > \pi d_0$) peut produire des gouttes dont le diamètre est de l'ordre de $d_{go} = 1,89 d_0$. Rayleigh n'avait pas pris en compte les viscosités du liquide et de l'air environnant. Weber [WEB31] a montré que la longueur d'onde de la désintégration et la taille des gouttes augmentent avec la croissance de la viscosité. Weber a pu aussi démontrer que la longueur d'onde de la désintégration décroît avec l'augmentation de la résistance de l'air extérieur (de la masse volumique du gaz).

La théorie linéaire de Rayleigh n'est pas adéquate pour expliquer la désintégration du liquide sortant d'un trou. Grabitz et Meier [GRA83] ont introduit les effets non linéaires, à travers quoi Klöpper et Grabitz [KLÖ87] ont pu décrire la désintégration du liquide sans considération de la tension superficielle.

Désintégration induite par le vent de type 1 (zone b): La désintégration induite par le vent de type 1 est atteinte en augmentant progressive la vitesse d'injection du liquide (Figs I-4, I-5: zone b). Avec des vitesses relatives élevées du liquide par rapport à l'air extérieur, les effets aérodynamiques deviennent de plus en plus influents. Les perturbations de la surface liquide, décrites dans le régime de Rayleigh, sont maintenant amplifiées par les modifications locales de la pression de l'air environnant qui deviennent plus importante dans les ventres. Dans ce cas la masse volumique du gaz joue un rôle crucial.

Par conséquent, la transition de la désintégration de Rayleigh à la désintégration induite par le vent (type 1) dépend de la masse volumique du gaz (ρ_g) à travers du nombre de Weber $We_g > 0,4$ (Fig. I-2). La désintégration, se produisant à une distance L_{no} de l'injecteur, est due au mouvement instable du liquide entier. D'après Haenlein [HAE32], et Lee et Spencer [LEE31], les ondes sinusoïdales sont perturbées par le renforcement des perturbations axisymétriques, ce qui provoque la désintégration du liquide. Les forces d'inertie de l'air sont presque aussi

importantes dans ce cas que les forces de tension superficielle [EIF90]. La taille de gouttes est approximativement de l'ordre du diamètre de l'orifice de sortie (d_0). Les équations mathématiques, décrivant ce type de désintégration, peuvent être trouvées dans Eifler [EIF90] et Mayer [MAY93].

Désintégration induite par le vent de type 2 (zone c): Si la vitesse d'injection continue d'augmenter, la désintégration induite par le vent devient de type 2 (Figs I-4 et I-5: zone c). Le nombre Reynolds devient suffisamment grand pour que l'écoulement soit turbulent ($Re_0 > 2300$). L'écoulement du combustible est complètement turbulent trop près de la sortie de l'injecteur. Par contre, l'écoulement extérieur de l'air peut être considéré partiellement turbulent.

Pour la désintégration induite par le vent de type 2, les gouttes commencent à se former en amont du noyau liquide par l'augmentation des ondes instables de petites échelles à la surface oscillante du liquide par l'action de la turbulence. Les forces de friction et de pression, dues à l'air environnant, agissent contre les forces de tension superficielle du liquide. À travers les instabilités de Kelvin-Helmholtz, les ligaments et les gouttes peuvent se détacher de la surface du liquide pour se désintégrer en aval. La taille des gouttes est plus petite que le diamètre d_0 de l'orifice de l'injecteur. Les perturbations sont produites plutôt en comparaison à la désintégration induite par le vent de type 1. La longueur intacte (L_{int}) décroît pour devenir de l'ordre du diamètre de l'orifice de l'injecteur (d_0) (Fig.I-5: zone c). Cependant, la longueur du noyau liquide (L_{no}) croît avec l'augmentation de la vitesse d'injection (Fig.I-4: zone c). En plus pour ce régime apparaît clairement une divergence conique à une certaine distance de l'injecteur (Fig.I-5: zone c). En dépit du caractère partiellement turbulent de ce type de désintégration, une description mathématique est possible sous certaines conditions préalables [EIF90, MAY93].

Atomisation (zone d): L'atomisation est le mécanisme de désintégration prédominant pour l'injection du combustible diesel. L'atomisation prévaut avec les grands nombres de Reynolds, c'est à dire les grandes vitesses d'injection du liquide (Fig.I-1).

D'après Miesse [MIE55], la région de l'atomisation commence avec les nombres de Weber $We_g > 40,3$ (Fig.I-2). Contrairement, Ranz [RAN56] donne comme limite $We_g > 13$. Il paraît néanmoins qu'une démarcation claire n'est pas du tout possible, puisque les effets intervenant ne sont pas pris en compte dans le nombre de Weber de l'air (We_g) [FAE87, RAN56, REI72].

Parmi les caractéristiques les plus importantes de l'atomisation, c'est que les gouttes produites sont plus petites que le diamètre du trou de l'injecteur (d_0), et que le spray a une forme conique à la sortie de l'injecteur d'angle Θ ($\Theta > 0$) (Fig.I-4: zone d). L'atomisation du liquide, en contraste à la désintégration de Rayleigh ou aux désintégrations induites par le vent, commence directement à la sortie de l'injecteur. Reitz a défini le début de l'atomisation juste à la sortie de l'injecteur, en faisant tendre la longueur intacte du cylindrique liquide vers zéro ($L_{int} \rightarrow 0$).

Puisque l'atomisation est le processus prépondérant dans les sprays diesel, elle va être discutée amplement dans la suite.

I.2.3. Mécanismes affectant la désintégration du spray

Plusieurs auteurs ont essayé de développer des modèles capables de décrire l'atomisation sous pression. Jusqu'à présent, ils n'ont pas réussi d'élaborer un modèle mathématique qui prend en compte les effets de tous les mécanismes effectifs.

Le tableau I-3 résume les mécanismes connus. Les effets énumérés reflètent la complexité du processus d'atomisation. La multiplicité des paramètres influents aux tendances partiellement opposées et les interprétations controversées de leurs effets entravent la compréhension des processus physiques et l'élaboration d'un modèle universel. Le temps court du processus d'injection ($\ll 1\text{ms}$) et la faible expansion spatiale ($\sim \mu\text{m}$) mettent la plupart des méthodes de mesure au défi. Les explications, souvent, se restreignent aux dimensions qualitatives et aux tendances. Rarement, les dimensions influentes et les paramètres sont quantifiés.

Interaction aérodynamique: Reitz et Bracco [REI82] aussi bien que Mayer [MAY93] ont montré que, pour des injections liquides à hautes vitesses ($> 100\text{m/s}$) dans un gaz environnant de masse volumique élevée, des petites perturbations à la surface de l'interface liquide-gaz sont stimulées par les effets aérodynamiques. Le mouvement du gaz est accéléré par la décroissance locale de la pression (statique) du gaz et l'amplification des perturbations par les différences de pression. Cet effet, connu aussi comme instabilité de Kelvin-Helmholtz, mène finalement à la formation de gouttes et ligaments fins. Le phénomène peut être comparé à la formation de vagues par le vent dans les mers et océans [TAY58].

Beaucoup d'auteurs pensent que cette augmentation instable des perturbations à la surface de l'interface liquide-gaz est la cause principale de la désintégration primaire [HOH99, BOD91, RAN56, TAY58]. Cette théorie supporte la forte influence de la masse volumique du gaz (ρ_g) sur l'angle du cône du spray (Θ). L'angle du cône du spray croît avec l'augmentation du rapport des masses volumiques (ρ_g/ρ_f). Par contre, le fait que le spray quitte l'orifice de l'injecteur avec un angle du cône notable et la désintégration commence immédiatement à sa sortie n'appuie pas cette théorie. L'augmentation de l'ondulation de la surface de l'interface liquide-gaz exige un certain temps, c'est pourquoi la désintégration rapide ne peut pas être expliquée avec la théorie aérodynamique.

Géométrie du trou: Un autre aspect s'opposant à une influence prédominante des interactions aérodynamiques dans la désintégration primaire est la dépendance de la qualité de l'atomisation et de l'angle du cône du spray (Θ) de la géométrie du trou (longueur du trou L_0 , et diamètre du trou d_0). Cependant, il a été montré qu'un trou long et de petit diamètre (L_0/d_0 élevé) produit un spray stable avec un angle du cône (Θ) petit contrairement aux trous courts et de grands diamètres (L_0/d_0 petit) [EIF90, WU83, VAR85, ARA84]. La transition de la zone de la désintégration induite par le vent à l'atomisation doit être floue. Ceci a été confirmé par Faeth [FAE87] et Ranz [RAN56]. Dans ce cas, une démarcation entre les zones serait superflue. A travers la disparition de la longueur intacte (L_{int}) et la décroissance de la longueur du noyau liquide (L_{no}) aussi bien que l'existence d'un angle du cône (Θ) dès la sortie de l'injecteur, il existe des phénomènes univoques avec l'atomisation qui n'apparaissent pas avec la désintégration induite par le vent.

Turbulence: L'écoulement à l'intérieur de l'injecteur peut être assimilé à un écoulement dans une conduite circulaire. Le combustible diesel est un fluide très visqueux qui impose des couches de cisaillement importantes. L'écoulement ne peut, par conséquent, être considéré laminaire qu'au tout début de l'injection et durant la fin de l'injection (EOI) parce que les vitesses d'injection sont très faibles. En effet, pour une vitesse d'écoulement de 250m/s, le nombre de Reynolds atteint une valeur de l'ordre de 11000, sachant qu'au-delà de 3000, l'écoulement dans les trous est considéré totalement turbulent. Nous avons vu précédemment que la géométrie de l'injecteur modifie le spray formé. Des profils de buses abrupts favorisent l'émergence de zones de circulation qui à leur tour augmentent la turbulence de l'écoulement.

Tableau I-3: Les mécanismes influençant l'atomisation du combustible.

Effets dans et à la sortie de l'injecteur.	Influence Fort	Influence Moyen	Influence Faible
Cavitation	[ROO97][FAT97][BOD91][RUI85]	-	[WU83]
Gaz dissout dans le combustible	-	-	[EIF90]
Accélération et dépressions	[LEV98]	[NAB96]	-
Fluctuation de pression dans les conduites	[LIN87][GIF53] [ISA81]	-	[EIF90]
Micro-turbulence	-	-	[BERS9][REI79]
Levée d'aiguille	-	[SIT64][EIF90]	-
Déflexion de l'aiguille	-	[FAT97][MÜN93][KAN90][HIY92]	-
Croissance de l'oscillation de la surface du combustible	[MAY93][REI82]	-	-
Relaxation du profil de vitesse à la sortie	-	[EIF90][LEF89][RUP56]	[MCC74][EISS8][SCH37]
Éclatement des bulles de cavitation	[EIF90][ARC99]	-	-

La turbulence est amenée à initier, en sortie de l'injecteur, des perturbations de l'interface liquide-gaz conduisant à l'émergence de petites gouttes [HUH91]. Il faut noter que le rapport des géométries du trou de l'injecteur (L_0/d_0), conditionne l'établissement total ou partiel de la turbulence le long du trou [EIF90]. Pour que la turbulence soit parfaitement établie, il paraît donc logique d'utiliser des injecteurs dont le rapport (L_0/d_0) est élevé. Cependant, cette logique ne tient pas compte d'un autre phénomène se produisant dans les injecteurs diesel et qui joue un rôle primordial dans l'atomisation: **la cavitation**.

Relaxation du profil de vitesse: Finalement, la relaxation du profil de vitesse à la sortie du trou pourrait être une autre cause de l'éclatement du spray. Le spray en quittant le trou si rapidement, les contraintes visqueuses disparaissent par l'absence soudaine des parois. Dans ce cas, le transfert de l'impulsion vers la surface du liquide, en contact maintenant avec de l'air, s'accélère. Les gradients de pression, apparaissant à la surface du noyau liquide, peuvent entraîner une déstabilisation de l'écoulement du liquide [LEF89, EIF90, RUP56]. Le profil de Poiseuille de l'écoulement laminaire à l'intérieur du trou devient à la sortie uniformément plat. Par conservation de la quantité de mouvement, ce changement brusque entraîne une diminution de l'énergie cinétique de la veine liquide. La dissipation de l'énergie cinétique produit des vitesses radiales qui peuvent produire la désintégration [RUI87]. Schweitzer [SCH37] montre, cependant, que les profils laminaires sont plus stables que les profils turbulents parce que leur l'énergie cinétique se concentre dans l'axe du trou. Pour cette raison, l'influence de la relaxation du profil de vitesse paraît ne pas être très importante.

Fluctuations de pression: Les fluctuations de pression dans le système d'injection diesel sont la cause importante de la désintégration des sprays d'après certains travaux [LIN87], [ISA81, GIF53]. Reitz [REI82] a montré, cependant, qu'avec une pression d'injection constante, les sprays ont les mêmes caractéristiques qu'avec la compression conventionnelle (pompes à piston). Eifler [EIF90] a démontré par des mesures de pression, en effectuant des adaptations particulières à l'entrée des trous des injecteurs diesel, que les fluctuations de pression de la pompe et dans les lignes sont presque complètement atténuées par l'élasticité de l'aiguille de l'injecteur (injecteur à ressort), et que seules les fluctuations de pression d'ondes courtes aux périodes de temps $< 20\mu s$ deviennent efficaces. Cependant, celles-ci ont habituellement une amplitude basse.

Levée et déflexion de l'aiguille: La forme et la cavitation de l'écoulement, dans l'assiette de l'aiguille et à l'entrée des trous de l'injecteur, dépendent fortement de la levée et du mouvement (déflexion entre autres) de l'aiguille de l'injecteur. Ceci entraîne des changements dans les conditions des écoulements dans les trous de l'injecteur. Ces conditions sont fortement variables d'un trou à un autre, ce qui produit des sprays aux caractéristiques et aspects différents. Cet effet est particulièrement renforcé pour les injecteurs de type VCO. Avec ce type d'injecteurs une décentralisation de l'aiguille provoque un écoulement fortement asymétriquement dans l'embout de l'injecteur qui donne des sprays aux formes variables.

Cavitation et déflexion hydraulique: Le passage de l'état liquide à l'état gazeux se produit de deux manières différentes. À pression constante, l'augmentation de la température conduit à l'évaporation du combustible diesel. Par contre, à température constante, l'état gazeux peut être atteint en diminuant brusquement la pression: **la cavitation**.

D'après l'état actuel des connaissances, la cavitation dans le trou est le phénomène le plus important de la désintégration du spray diesel (zone de l'atomisation) [ARC99, ROO97, FAT97, DAN97, CHA96, SOT95, BOD91, RUI85, BER59]. Puisque la cavitation commence soudainement à partir d'une certaine vitesse de l'écoulement, la zone de l'atomisation peut être distinguée clairement de la zone de désintégration induite par le vent de type 2. En plus, il est fort possible que l'apparence de la cavitation affecte fortement l'écoulement et l'intensité de la turbulence dans le trou. Les influences de la turbulence et de la cavitation sur la désintégration du spray ont pu être identifiées séparément [EIF90]. Il est supposé que d'autres phénomènes de la désintégration dans la zone d'atomisation sont en réalité provoqués ou au moins fortement affectés par les différentes formes de cavitation dans l'écoulement.

Des changements de sections dans l'injecteur conduisent à l'accélération du liquide. Cette augmentation de la vitesse provoque la diminution locale de la pression statique du liquide (équation de Bernoulli: $\rho_f(0,5v^2) - P_g = P_0$). Lorsque la pression devient inférieure à la pression de vapeur saturante, l'écoulement devient cavitant: des poches de gaz, sous forme de mousse ou de film, sont formées dans l'injecteur (Fig. I-6). Le nombre de cavitation (**Cn**) est une mesure de l'apparition et de l'intensité de la cavitation:

$$\mathbf{Cn} = (P_0 - P_g) \cdot (P_g - P_{vap.})^{-1} \quad \text{E(I-1)}$$

La pression de vapeur saturante (P_{vap}) étant négligeable devant la pression en aval du trou (pression dans la chambre de combustion (P_g)). On retrouve souvent l'expression $Cn=(P_0-P_g)/P_g$, introduite en 1959 par Bergwerk [BER59] et qui est encore aujourd'hui fréquemment utilisée. Le nombre de cavitation critique à partir duquel un écoulement commence à caviter dépend de la géométrie de l'injecteur et des propriétés du liquide (température incluse). L'ordre de grandeur du nombre de cavitation (Cn) pour les injecteurs diesel varie généralement de 0,5 à 5.

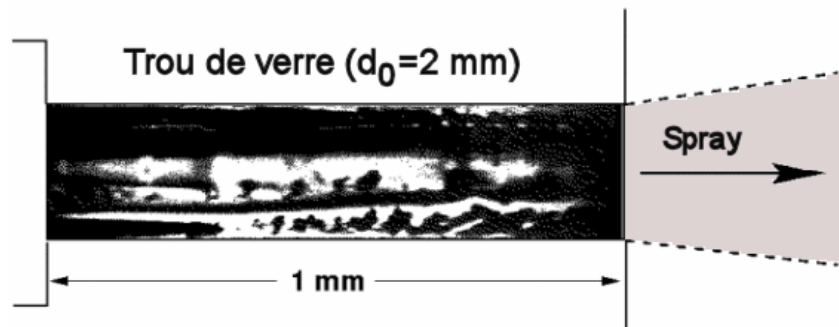


Figure I-6: Bulles de cavitation représentées par les zones sombres dans le trou [OBE95].

L'effondrement des bulles de cavitation entraîne de fortes oscillations de la pression et les soient disant "*micro jets*", ce qui peut provoquer de l'érosion sur les parois du trou de l'injecteur. C'est pourquoi, il faut éviter à tout prix que les bulles existantes dans le trou s'effondrent [EIF90].

Lorsque la pression d'injection augmente, la cavitation peut se développer tout au long de la paroi jusqu'à atteindre la sortie de l'injecteur: c'est le cas de la super-cavitation. De la cavitation, il faut bien distinguer le "*hydraulic flip*" qui désigne le décollement complet de l'écoulement de la paroi du trou (Fig. I-7). Avec le "*hydraulic flip*" total, l'écoulement perd son contact avec les parois du trou à la sortie. L'air frais présent dans la chambre de combustion remonte dans le trou entre le liquide et la paroi à la pression de la chambre (P_g). Ceci, d'une part, élimine la formation de la cavitation le long de la paroi et diminue, d'autre part, la section de l'écoulement. Ce phénomène est complètement établi dans les injecteurs de grands diamètres mais souvent incomplet (ou dissymétrique) dans les injecteurs de diamètres réels. Certains défauts d'usinages peuvent conduire à la formation partielle du "*hydraulic flip*" ou de la cavitation en générale. Le "*hydraulic flip*" partiel signifie qu'une partie de l'écoulement est encore attachée à la paroi du trou.

Bergwerk [BER59] fut en 1959 un des premiers à étudier la cavitation dans un injecteur diesel transparent. Hiroyasu et Arai [HIR90] rapportent que la cavitation est observable dans l'écoulement dans le trou jusqu'à la sortie de l'injecteur pour les sprays complètement désintégrés "*complete spray*". Eifler [EIF90], en étudiant l'écoulement dans un injecteur diesel réel transparent, a pu distinguer deux régions de la cavitation: La première dans l'assiette de l'aiguille et la deuxième dans le trou de l'injecteur lui-même. Les bulles de la cavitation sont partiellement transportées par l'écoulement aussi loin dans le trou de l'injecteur depuis l'assiette de l'aiguille. Il a été conclu que la désintégration du spray devient complète à la sortie de l'injecteur à travers l'effondrement des bulles de la cavitation.

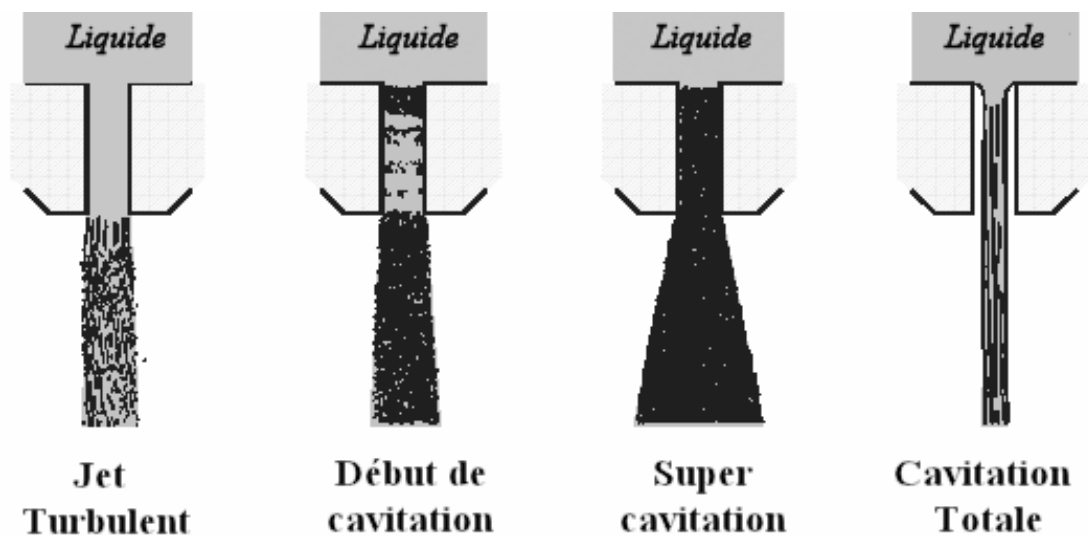


Figure I-7: Augmentation de la cavitation et des chiquenaudes hydrauliques [SOT95].

Sotériou et al. [SOT95, SOT99, SOT01] ont examiné l'influence de la cavitation et du "*hydraulic flip*" sur la désintégration des sprays des injecteurs réels et simulés. Ils ont conclu que le début de l'atomisation est atteint aussitôt que la cavitation est déclenchée à l'entrée du trou de l'injecteur (la zone de re-circulation juste après l'entrée). En augmentant la pression d'injection (augmente le nombre de cavitation (Cn)), l'étendue de la cavitation dans le trou de l'injecteur et l'angle du cône du spray croissent. L'angle maximum du cône du spray est atteint aussitôt que la cavitation occupe tout le trou de l'injecteur (super cavitation). Pour les injecteurs de simulation, cette condition n'est jamais atteinte, l'écoulement se détache très rapidement de la paroi du trou de l'injecteur et devient un "*hydraulic flip*" complet. Dans cette situation, l'atomisation n'est pas parfaite, et l'angle du cône du spray est trop petit.

Dans les injecteurs réels, l'écoulement dans le trou est généralement trop fortement perturbé et asymétrique. L'écoulement est soumis dans ce cas soit un "*hydraulic flip*" ou une cavitation complète [CHA95]. Pour les injecteurs à un seul trou axial, souvent utilisés dans les essais, le "*hydraulic flip*" partiel ou complet est observable seulement dans certaines conditions.

Chavez et al. [CHA95] ont constaté que la vitesse d'injection, dans le cas de la super-cavitation, oscille même pour les pressions d'injection constantes. Pour les trous courts, Wu et al. [WU83], en comparant deux sprays un sans et un autre avec cavitation, n'ont remarqué aucune différence entre leurs angles du cône. C'est pourquoi, des phénomènes, autres que la cavitation, devraient contribuer à la désintégration de l'écoulement. Dans ces trous, l'écoulement oscille entre la super-cavitation et la sans cavitation ("*hydraulic flip*"). D'autres travaux expérimentaux ont confirmé l'existence de cette oscillation de l'écoulement dans les sprays [GUE96, MEG93, SOT01].

Si l'entrée du trou de l'injecteur est fortement arrondie, la cavitation se déclenche seulement avec des nombres de cavitation élevés. Les trous arrondis, contrairement aux trous aux arrêtes vives, produisent avec le même débit massique d'injection ("*mass flow rate*"), des sprays mal atomisés [TAM97].

Tourbillons: En étudiant les injecteurs réels à sac et leurs simulations, Arcoumanis [ARC99, ARC00a] a pu observer des formations des tourbillons dans l'écoulement dans les sacs des trous en dépit des ajustements de la symétrie axiale des orifices des injecteurs. Ces structures tourbillonnaires (détection des chaînes des bulles de la cavitation dans le centre) se forment dans les régions rapides entre l'aiguille et le trou de l'injecteur, ou entre les différents trous de l'injecteur. Dans les trous de l'injecteur, les tourbillons et la cavitation interagissent, en faisant augmenter le nombre de cavitation. De récents travaux ont confirmé l'existence de recouvrements réciproques simples ou complexes entre les tourbillons dans l'écoulement dans les trous [WAT00, ROT02].

Sotériou et al. [SOT01] ont pu démontrer expérimentalement dans les moteurs transparents que les structures tourbillonnaires existent aussi à la sortie de l'injecteur ce qui doit affecter considérablement la structure des sprays.

Perte des gaz dissout: Les phénomènes de cavitation sont liés à la perte simultanée des gaz dissout dans le liquide. L'augmentation de la contre pression tend à accentuer la dégazéification du combustible. Eifler [EIF90] n'a pas pu déterminer la différence entre les sprays d'un diesel dégazé (sans gaz dissout) et ceux du diesel normal.

Les références additionnelles sur les phénomènes intervenants dans l'atomisation peuvent être trouvées dans la bibliographie [ARC99, ARC00a, BER59, CHA95, DAN97, GAN01, KAM96, KUE99, LAO01, NIS97, ROT02, SOT95, SOT99, SOT01, TAM97, WAT00, WIN01].

I.2.4. Modèle de désintégration pour le spray diesel

D'après le paragraphe précédent, l'atomisation par pression est un processus complexe. Jusqu'à présent, il n'existe pas de modèles universels pour sa description. La tentative généralement des chercheurs est de décrire les résultats expérimentaux avec des équations empiriques. Les modèles les plus connus sont montrés dans la figure I-8.

Pour le modèle de Faeth [FAE83], le liquide est déjà divisé au sein même du trou par les effets de la cavitation, et il quitte le trou sous forme d'un nuage de fines gouttes (Fig. I-8a). Le modèle d'Obermeier [OBE93] néglige les effets de la cavitation et supporte plutôt l'influence des forces aérodynamiques (Fig.I-8b). À partir d'un noyau liquide conique, les gouttes se détachent et se désintègrent à leur tour plus en aval. Dans le modèle de Reitz [REI87] et Mayer [MAY93], les gouttes de la taille du trou de l'injecteur quittent le trou pour se désagréger ensuite par l'action des forces aérodynamiques en aval (Fig. I-8c). Le modèle proposé par Andrew [AND93] insiste sur l'interaction liquide-gaz environnant pour la désintégration du liquide (Fig.I-8d). De la partie avancée du noyau liquide, ayant une forme ondulante, se détache des fragments liquides qui vont se décomposer et se désintégrer plus loin. Dans le modèle de Yule [YUL96], le noyau liquide se divise en de nombreux ligaments liquides qui vont se désagréger plus en aval (Fig.I-8e). Et enfin le modèle de Fath [FAT97] (Fig.I-8f), ce modèle, déduit par la technique de la diffusion de Mie 2D, est une combinaison des modèles a) et d).

Plusieurs chercheurs, ayant suspecté l'existence du noyau liquide intact "*intact core*" à la sortie du spray, ont essayé de le confirmer par des techniques diverses [FAT97, AND93,

ARA84, CHE85, YUL94]. L'expression "*intact core*" signifie un noyau liquide cohérent et compact sans bulles de cavitation et filaments liquides ou quelque chose du genre. Par contre, le "*dense core*" est un noyau liquide dense subdivisé en ligaments séparés par le gaz environnant. Fath [FAT97] a observé pour un liquide injecté avec une pression de 160bar (16MPa) un noyau liquide conique, instable et cohérent ("*dense core*") de 200 μ m de longueur. Ce noyau instable est devenu plus court ($\sim \mu$ m) avec l'augmentation de la pression d'injection. Tsue et al. [TSU92] ont rapporté aussi un "*dense core*" de l'ordre du diamètre de l'injecteur (d_0). Dans la littérature, il y'a de la discorde sur la dimension de la longueur du "*dense core*" [HIR90, REI87], les valeurs de $(50, \dots, 150)d_0$ peuvent être trouvées.

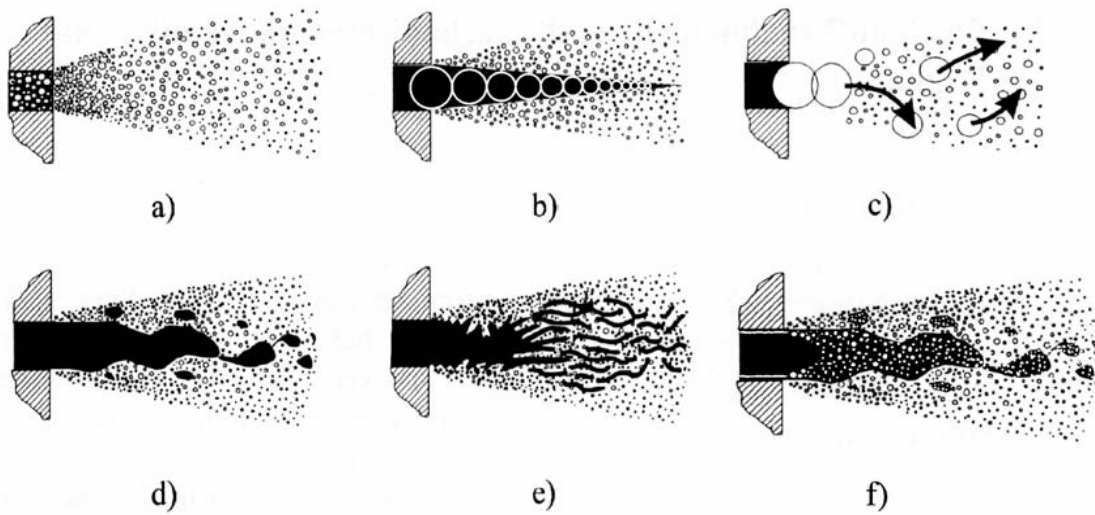


Figure I-8: Modèles de désintégration de la veine liquide [FAT97].

Plusieurs chercheurs sont d'accord qu'à la sortie du trou, l'écoulement bi-phasique se présente sous forme de ligaments qui vont se désintégrer plus en aval en gouttes par l'action des forces aérodynamiques [ROO91, EIF90, BOD91, SCH95, FAT97]. Kampmann et al. [KAM96] ont montré expérimentalement et numériquement que les géométries des trous courants permettent l'apparition d'écoulement bi-phasique avec des niveaux assez élevés de la turbulence et de l'atomisation.

Le modèle de Fath (Fig. I-8f) paraît s'appliquer au spray diesel. Cependant, les phénomènes physiques, contribuant à l'atomisation du spray diesel, ne sont pas tous identifiés. Et les corrélations, mettant en relation les différentes variables, sont jusqu'à présent imparfaites. Par conséquent, il est pensé que l'application des techniques de mesure modernes doit aider à

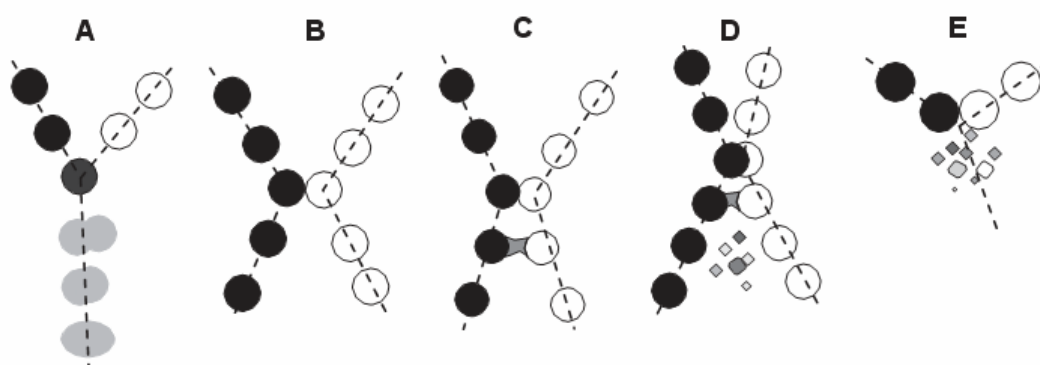
répondre à certaines questions ouvertes.

I.2.5. Désintégration secondaire ou Atomisation

La désintégration secondaire (ou atomisation) agit sur les ligaments liquides et les grosses gouttes, produits par la désintégration primaire de la veine liquide à la sortie du trou. Par l'interaction entre les paquets liquides et les forces aérodynamiques, le liquide se désagrège de manière continu jusqu'à atteint les dimensions de fines gouttes plus stables. La désintégration d'une goutte se produit lorsque la force aérodynamique est égale ou supérieure à la force de la tension superficielle $(\pi C_D d_{go}^2 v_r^2 \rho_g)/8 = \pi d_{go} \sigma_f$. Avec un réarrangement de cette expression, le nombre de Weber critique peut être exprimé comme: $We_{g\ cri} = (d_{go} v_r^2 \rho_g)/\sigma_f = 8/C_D$. La valeur de $We_{g\ cri}$ dans la littérature varie entre 1 et 25 en fonction des caractéristiques de l'air dans lequel évolue la goutte. Hinzé [HIN55] rapporte des valeurs pour $We_{g\ cri}$ de 13 et 22 selon que la goutte est soumise à un courant d'air ou à une chute libre respectivement. Le problème principal dans l'estimation de $We_{g\ cri}$ réside dans la mesure de la vitesse relative (air-goutte). Parallèlement à la désintégration des gouttes, la coalescence de deux ou plusieurs gouttes peut être causée par les collisions entre les gouttes. La coalescence augmente la dimension des gouttes. Les deux mécanismes dépendent de la vitesse, la dimension et la concentration des gouttes, mais aussi de la position dans le spray. Pour cette raison, le spray est fréquemment divisé en deux régions [ORO81, EIF90, BOD91]. Par contre, Eifler [EIF90] a pu distinguer trois régions dans le spray une dense, une diluée et une très diluée.

Région du spray dense: Près de la sortie du trou de l'injecteur, une haute concentration du liquide et des gouttes est présente. Le volume de la phase liquide est relativement plus élevé que celui de la phase gazeuse. Une interaction intense entre les gouttes a lieu dans cette zone. La collision entre les gouttes peut provoquer soit leur coalescence soit leur division en gouttes plus petites. Brazier Smith et al. [BRA72], en étudiant le processus de collision entre les gouttes, ils ont pu établir un angle de collision critique (ϕ_{cri}), au-dessous duquel les gouttes se coalisent. Dans le cas contraire se produit une simple collision de frottement. Reinecke et Waldman [REI70] ont décrit les différentes possibilités de collision, représentées dans la figure I-9. Le processus de choc peut être stable ou instable. Dans le dernier cas, les gouttes se désintègrent pour générer des gouttes satellites.

Les récents travaux sur l'étude de la collision des gouttes instables et la formation des gouttes satellites avec les grand nombre de Weber ($We_g=50-350$) supportent une dispersion uniforme des gouttes [BRE97]. Une discussion plus détaillée sur la collision et la coalescence des gouttes, ainsi que d'autres informations peuvent être trouvées dans la littérature [HOH99]. Le travail le plus connu sur la modélisation de l'interaction et la coalescence des gouttes, basé sur l'expérimentation, est celui de O'Rourke et Bracco [ORO80].



A) Coalescence stable, B) Séparation complète, C) Séparation complète avec la coalescence primaire
D) Séparation avec formation de gouttes satellites et E) Désintégration complète

Figure I-9: Mécanismes de collision Reinecke et Waldman [REI70].

En outre des collisions directes des gouttes dans la région dense du spray, une interaction indirecte des gouttes les unes avec les autres a lieu en cas d'excès de la phase gazeuse. Le cas le plus simple et le plus compréhensible est "l'effet d'abri". À travers un échange d'impulsion de quelques gouttes avec le gaz environnant un écoulement d'air est induit. Les gouttes au fur et à mesure qu'elles se déplacent, leur vitesse relative diminue par rapport à l'air qui lui s'accélère, ainsi les forces aérodynamiques deviennent plus modérées et les gouttes stables. Ce type d'interaction indirecte est aussi connu sous le nom de mécanisme goutte-gaz-goutte [EIF90].

Région du spray dilué: La région dense du spray est suivie d'après Eifler par la région du spray diluée. Dans cette région, l'entrée d'air est tellement forte que le volume d'air est nettement plus important que celui du liquide. Un contact direct entre les gouttes est dans cette situation improbable. Les interactions se restreignent au mécanisme de goutte-gaz-goutte. Dans ce cas, la désintégration des gouttes instables est causée par la vitesse relative encore élevée. Le phénomène est connu sous la désintégration secondaire et il est dû à Pilch et Erdmann [PIL87]. Les différents mécanismes de la désintégration secondaire sont illustrés dans la figure I-10.

Dans la figure I-10, le nombre de Weber de l'air (ou gaz) permet de démarquer les différents mécanismes de la désintégration secondaire pour des valeurs du nombre d'Ohnesorge $10^{-3} \leq \text{Oh}_0 \leq 4 \cdot 10^{-2}$. Avec les nombres d'Ohnesorge plus grands augmentent les limites du nombre de Weber, c'est à dire la désintégration passe de la "*stripping-beakup*" à la "*catastrophic-breakup*". La dépendance des mécanismes de désintégration secondaire des nombres de Weber et d'Ohnesorge a été étudiée exhaustivement par Hsiang et al. [HSI92, HSI93, HSI95] et Chou et al. [CHO97]. Plus d'informations peuvent être trouvées dans Habchi et al. [HAB97] et Reitz et Diwakar [REI86]. Finalement la "*stripping-beakup*" peut être considéré comme le mécanisme dominant dans les sprays diesel avec un critère de stabilité $\text{We}_g / \text{Re}_g^{0.5} = 1$. Le nombre de Weber est souvent déterminé à partir du diamètre de la goutte, ($\text{We}_g = (d_{go} v_r^2 \rho_g) / \sigma_f$)).

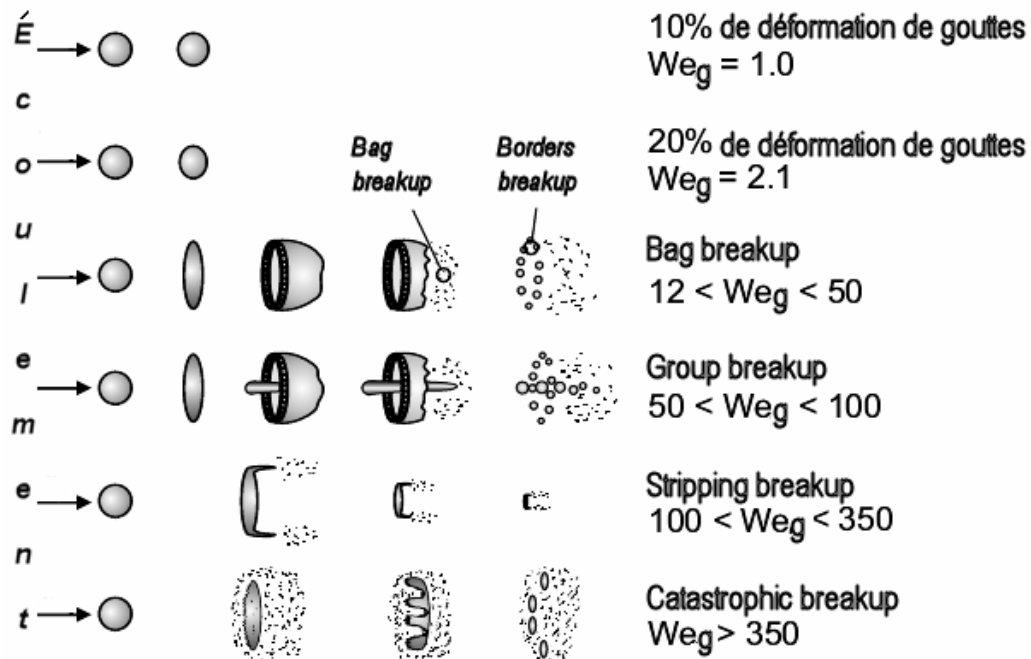


Figure I-10: Mécanismes de désintégration secondaire [PIL87, HOH99].

Liu et Reitz [LIU97] ont étudié la rupture des gouttes dans un écoulement transversal. Trois régimes de désintégration secondaire ont alors été proposés (Fig. I-10):

- 1- "**Bag breakup**": Ce type de désintégration secondaire rompt la goutte après l'avoir transformée en "sac". L'écoulement contourne la goutte, il y a ainsi compression des lignes de courant et donc variation de la pression dynamique de façon locale autour de la goutte. Ceci conduit, selon la loi de Laplace, à la déformation de la goutte en forme de sac creux. Quand l'épaisseur du sac est suffisamment fine, il y a apparition de fissures qui

s'agrandissent et forment des filaments. Des perturbations dans l'écoulement ou la présence de particules dans le liquide, peuvent être à l'origine de l'apparition de ces fissures.

2- "Stripping breakup": Ce type de désintégration secondaire se produit sur les bords de la goutte, sous forme d'apparition de filaments, desquels les gouttes sont arrachées par cisaillement ou par développement de couches limites. Liu et Reitz [LIU97] ont montré que le nombre de Weber est le paramètre déterminant de ce phénomène, le nombre de Reynolds est sans influence. C'est pourquoi, ils ont donc conclu que le modèle de couche limite n'est pas adapté à la situation.

3- "Catastrophic breakup": Dans cette situation, la vitesse relative goutte-air est très élevée. La déformation de la goutte est alors brutale. Sous l'action d'ondes capillaires (instabilités de Rayleigh-Taylor), les bords du produit de la déformation se cassent en filaments qui vont par la suite se rompre en gouttes plus petites.

Région du spray plus dilué: Cette région est trop distante de la sortie du trou. Dans cette région, le volume des gouttes est beaucoup plus inférieur à celui de la phase gazeuse. Aucune influence réciproque des gouttes ne peut y avoir lieu. La vitesse des gouttes a déjà chuté énormément, raison pour laquelle les forces aérodynamiques ne peuvent contribuer qu'à ralentir encore plus la vitesse des gouttes mais pas à leurs désintégrations.

I.3. Expansion et propagation du spray

L'expansion du spray (pénétration axiale, angle du cône, volume du spray) est primordiale pour les moteurs Diesel d'injection directe. L'expansion du spray détermine la qualité du mélange air/combustible, l'utilisation de l'air de la chambre de combustion et l'effet indésirable du combustible sur les parois de la chambre de combustion. L'importance de l'expansion du spray a été très tôt identifiée. Beaucoup de travaux ont donné l'évidence de lui à l'aide des formules empiriques.

Par la suite, les équations existantes dans la littérature et, à partir d'elles, les tendances générales apparentes seront présentées. Dans ce travail, les tendances générales sont discutées en faisant varier les paramètres importants comme la durée d'injection, la pression d'injection, le diamètre et la longueur du trou, et la masse volumique de l'air.

I.3.1. Vitesse d'injection

Si toutes les pertes sont négligeables, la vitesse de sortie du spray peut être calculée en utilisant la loi de Bernoulli à partir de la différence de pression entre le liquide injecté et l'air près de la sortie du trou ($\Delta p = (P_0 - P_g)$) et la masse volumique du liquide (ρ_f):

$$\mathbf{v}_{0 \text{ Bernoulli}} = \left(\frac{2\Delta p}{\rho_f} \right)^{\frac{1}{2}} \quad \text{E(I-2)}$$

La vitesse moyenne effective à la sortie du trou ($\mathbf{v}_{0 \text{ eff}}$), calculée à partir du débit massique d'injection et la section efficace, décroît fortement par la chute de la pression dans l'assiette de l'aiguille et dans le trou de l'injecteur aussi bien que par l'étranglement de l'écoulement dans le trou de l'injecteur. Le rapport entre le débit massique effective et théorique (rapport entre la vitesse moyenne mesurée et théorique) détermine le coefficient de décharge Cd :

$$Cd = \frac{\dot{M}_{\text{réelle}}}{\dot{M}_{\text{Bernoulli}}} = \frac{\mathbf{v}_{0 \text{ eff}}}{\mathbf{v}_{0 \text{ Bernoulli}}} \quad \text{E(I-3)}$$

Le coefficient de décharge (Cd), dépend de la géométrie du trou, de la nature du liquide et de la nature de l'écoulement dans le trou :

- 1.- La géométrie du trou affecte le coefficient de décharge (Cd) par le rayon de rondeur à l'entrée du trou de l'injecteur. L'influence du rapport L_0/d_0 est négligeable devant le premier [KUE99][GAN00].
- 2.- La nature de l'écoulement dans le trou de l'injecteur (laminaire/ turbulent/ cavitant ...etc.) affecte fortement le coefficient de décharge (Cd). Tant que la cavitation n'est pas atteinte, le coefficient de décharge croît avec la vitesse d'injection (augmentation de la turbulence de l'écoulement). Ensuite, il décroît en augmentant la vitesse d'injection (cavitation) jusqu'à atteindre une valeur limite asymptotique [KUE99, SOT95].
- 3.- Le coefficient de décharge (Cd) (en relation avec la section du trou de l'injecteur) est très dépendant de la position de la levée de l'aiguille. Une levée de l'aiguille faible entraîne une section restreinte dans l'assiette de l'aiguille.

Le coefficient de décharge (Cd) est relié au nombre de cavitation (Cn) par le coefficient de contraction de la section de l'écoulement dans le trou de l'injecteur (Ca) [GAN00, KUE99] :

$$Cd = Ca \left(1 + Cn^{-1}\right)^{\frac{1}{2}} \quad \text{E(I-4)}$$

La vitesse effective (=mesurée) ($v_{0\text{ eff}}$), calculée à partir du débit massique à la sortie du trou, est plus faible que la vitesse moyenne théorique ($v_{0\text{ Bernoulli}}$). Ceci est dû au fait que l'écoulement est souvent bi-phasique à la sortie de l'injecteur (avec des bulles de cavitation) et/ou le spray à la sortie du trou est complètement ou partiellement séparé des parois de l'injecteur ("*hydraulic flip*") [HAR85, MEI00, SCH00, POW01, SOT95]. Le rapport entre la vitesse d'injection effective et théorique est défini comme le coefficient de vitesse Cv :

$$Cv = \frac{v_{0\text{ eff}}}{v_{\text{Bernoulli}}} \quad \text{E(I-5)}$$

les trois coefficients Cd , Ca et Cv sont liés les uns aux autres par :

$$Cd = Ca \cdot Cv \quad \text{E(I-6)}$$

Détermination des coefficients: le coefficient de décharge (Cd) de l'injecteur utilisée peut être déterminé à partir du débit d'injection et à travers la masse injectée. Le coefficient de contraction (Ca) peut être calculé à travers la comparaison entre la mesure de l'impulsion de l'injection sur l'injecteur étudié et celle d'un injecteur de coefficient de section (Ca) bien connu ($Ca=0,8 \dots 1,0$) [NAB96]

I.3.2. Longueur liquide intacte

La longueur liquide intacte est un paramètre important dans la modélisation du spray. La longueur liquide intacte est particulièrement difficile à déterminer expérimentalement. Les techniques de mesure optiques, lasers en général, ne permettent pas de la déterminer à cause de la présence de la veine liquide. Les méthodes, se basant sur la conductivité électrique des liquides, sont alors utilisées et sont en plus faciles à mettre au point. Par contre, la précision des mesures n'est pas assez faible.

Dans la littérature, plusieurs formules peuvent être trouvées pour la longueur liquide intacte. Hiroyasu et Arai [HIR90] ont proposé la formule suivante:

$$L_{no} = 7 \cdot d_0 \cdot \left(1 + 0.4 \frac{r_0}{d_0}\right) \cdot \left(\frac{P_g}{\rho_f v_0^2}\right)^{0,05} \cdot \left(\frac{L_0}{d_0}\right)^{0,13} \cdot \left(\frac{\rho_f}{\rho_g}\right)^{0,5} \quad \text{E(I-7)}$$

Yule et Salters [YUL94] ont publié une formule en fonction du nombre de Weber du gaz (We_g) et du nombre de Reynolds du combustible (Re_f) dans lesquels la tension superficielle (σ_f) et la viscosité cinématique (ν_f) sont prises en compte.

$$L_{no} = 2650 \cdot d_0 \cdot We_g^{-0,1} \cdot Re_f^{-0,3} \cdot \left(\frac{\rho_f}{\rho_g}\right)^{0,08} \quad \text{E(I-8)}$$

Généralement, la longueur intacte liquide est décrite comme une fonction du rapport des masses volumiques:

$$L_{no} = A \cdot d_0 \cdot \left(\frac{\rho_f}{\rho_g}\right)^{0,5} \quad \text{E(I-9)}$$

Les valeurs de la constante (A), rapportées dans la littérature, sont trop variables: A=15,8, 10 et 7,15 par [DAN97, ARA84, REI87] et [CHE85] respectivement.

I.3.3. Pénétration longitudinale du spray

La pénétration du spray est un facteur très important pour le moteur diesel à injection directe. La pénétration est particulièrement importante pour la formation du mélange, le choc avec la paroi et la forme de la chambre de combustion. Ce facteur, identifié trop tôt, a été l'objet de plusieurs publications. Cependant, le développement de nouvelles techniques de mesure offre toujours la possibilité de mieux l'étudier.

D'autres facteurs importants ont été identifiés à partir des recherches intensives réalisées jusqu'à présent. Les équations empiriques développées pour ces facteurs sont généralement trop

différentes et mènent même parfois à des résultats partiellement contradictoires.

Les paramètres les plus importants, affectant la pénétration du spray, sont représentés dans le tableau I-4. Dans la première colonne, sont représentés les paramètres élevés à l'exposant n . par contre, dans la deuxième colonne sont reportées les valeurs des exposants n . Puisque les influences, et par conséquent les valeurs des exposants n change durant la pénétration du spray, les limites des tendances sont définies dans des intervalles. Plusieurs publications ont rapporté la forte variation des valeurs des exposants n . Les valeurs présentées doivent être prises uniquement comme référence, des vérifications doivent être faites dans chaque cas. En plus des paramètres mentionnés dans le tableau I-4, les propriétés du combustible, le design de l'injecteur et le système d'injection ont des effets primordiaux sur le spray.

Tableau I-4: Dépendance de la pénétration des paramètres selon la littérature.

Paramètres	n
Temps: t^n	[1,0;0,5]
Diamètre du trou du jet: $(d_0)^n$	[0,0;0,5]
Chute de la pression: Δp^n	[0,5;0,25]
Masse volumique du gaz: $(\rho_g)^n$	[0,0;-0,5]
Masse volumique du fuel: $(\rho_f)^n$	[-0,5;0,26]

Les équations empiriques les plus connues pour la pénétration, $S(t)$, vont être introduites dans la suite. Certaines d'entre elles sont applicables sous certaines conditions préalables et avec des restrictions. L'équation de **Dent** [DEN71] a été publiée en 1971. Elle prend en compte la chute de la pression à la sortie de l'injecteur (Δp), la masse volumique de l'air (ρ_g), et le diamètre de l'injecteur (d_0), en plus de la température de l'air (T_g).

$$S = 3,06 \cdot \left(\Delta p / \rho_g \right)^{0,25} \cdot (d_0 t)^{0,5} \cdot \left(294,5 / T_g \right)^{0,25} \quad \text{E(I-10)}$$

L'équation empirique la plus citée est celle de Hiroyasu [HIR90]. Elle a été déterminée pour des injections effectuées par un seul trou avec des pressions d'injection allant jusqu'à 400bar (40MPa), dans une chambre dont l'air pouvant atteindre des pressions de l'ordre de 40bar (4MPa) et des températures entre 20°C à 320°C:

$$\begin{cases} S = 0,39 \cdot (2\Delta p / \rho_f)^{0,5} \cdot t & \text{pour } 0 < t < t_{rup} \\ S = 2,95 \cdot (\Delta p / \rho_g)^{0,25} \cdot (d_0 t)^{0,5} & \text{pour } t_{rup} < t \end{cases} \quad \text{E(I-11)}$$

- t_{rup} est le temps de rupture et s'exprime comme: $t_{rup} = 28,65 (\rho_f d_0) (\rho_g \Delta p)^{+0,5}$.

Hiroyasu distingue deux régions, séparées par le temps de rupture (t_{rup}). Le temps de rupture “break” est le temps quand la longueur liquide intacte se rompt. Dans la première région, $t < t_{rup}$, le spray ne subit pas l'effet des forces de résistance de l'air. La pénétration avance linéairement avec le temps ($S \propto vt$), (où $v = 0,39 \cdot v_{Bernoulli}$, le facteur 0,39 est dû aux pertes dans le trou). Dans la deuxième région $t > t_{rup}$, la vitesse diminue par le transfert de l'impulsion à l'air, processus dans lequel la masse volumique de l'air (ρ_g) joue un rôle crucial. La pénétration avance seulement en $t^{0,5}$. Contrairement aux autres auteurs, Hiroyasu ne prend pas en considération la masse volumique du combustible (ρ_f) dans la deuxième région.

Chiu et al. [CHI76] ont proposé une équation où apparaissent les rapports (ρ_{f1}/ρ_{f2}) et (ρ_g/ρ_{atm}). Le premier rapport met en relation la masse volumique du combustible diesel (ρ_{f1}) avec la masse volumique d'un combustible de référence (ρ_{f2}). Cependant le deuxième rapport est une relation entre la masse volumique de l'air dans les conditions de fonctionnement (ρ_g) et sa masse volumique dans les conditions atmosphériques (ρ_{atm}) :

$$S = 450 \cdot d_0^{0,5} \cdot \frac{(\rho_{f1}/\rho_{f2})^{0,4}}{(1 + \rho_g/\rho_{atm})^{0,85}} \cdot \left(\frac{\rho_g}{\rho_{atm}} \right)^{0,5} \cdot \Delta p^{0,25} \cdot t^{0,6} \quad \text{E(I-12)}$$

Varde et Popa [VAR83] ont étudié la pénétration avec un système d'injection de leur conception dont les pressions d'injection pouvaient atteindre les 1500 bar (150MPa) sur des trous de différents diamètres (d_0) et longueurs (L_0) (ainsi les rapports L_0/d_0 sont différents aussi). Les expériences ont été effectuées à la température ambiante pour des masses volumiques de l'air (ρ_g) de l'ordre de 40kg/m³. Ils ont obtenu à l'aide des plusieurs essais l'équation suivante:

$$S = 1,1 \cdot A1^{0,3} \cdot A2^{-0,008} \cdot A3^{0,5} \cdot A4^{0,16} \cdot t^{0,55} \quad \text{E(I-13)}$$

$$\text{où } \begin{cases} \mathbf{A1} = \Delta p \cdot \rho_f \cdot d_0^2 / \mu_f^2 \propto \mathbf{Re}_0^2 \\ \mathbf{A2} = \rho_f \cdot \sigma_f \cdot d_0 / \mu_f^2 = (\mathbf{Re}_0^2 / \mathbf{We}_0) = 1 / \mathbf{Oh}^2 \end{cases} \quad \text{et} \quad \begin{cases} \mathbf{A3} = \rho_f / \rho_g \\ \mathbf{A4} = L_0 / d_0 \end{cases}$$

Les quatre facteurs (**A1**,**A2**,**A3**,**A4**) sont adimensionnels. Le facteur **A1** rend compte de l'influence du nombre de Reynolds du trou (**Re**₀). Le facteur **A2** est une fonction du nombre d'Ohnesorge (**Oh**), calculé à partir des propriétés du liquide et de la géométrie du trou. L'effet de **A2** est trop faible pour avoir un exposant de -0,008. Le facteur **A3** est le rapport des masses volumiques du combustible et de l'air et le facteur **A4** est le rapport de la longueur et du diamètre de l'injecteur. *S* et *d*₀ ont été exprimés avec la même dimension [mm].

Les effets de la masse volumique du gaz et la vaporisation du combustible sur la pénétration ont été étudiés intensivement par Naber et Siebers [NAB96]. La formule trouvée pour la pénétration est très semblable à l'expression proposée par Hiroyasu E(I-11):

$$\begin{cases} S = C_v \cdot (2\Delta p / \rho_f)^{0.5} \cdot t & \text{pour } 0 < t < t_{rup} \\ S = \sqrt{\frac{C_v \cdot (2Ca)^{0.5}}{a \cdot \tan(\theta/2)}} \cdot \left(\frac{\Delta p}{\rho_g}\right)^{0.25} \cdot (d_0 \cdot t)^{0.5} & \text{pour } t_{rup} < t \end{cases} \quad \text{E(I-14)}$$

$$\text{avec } t_{rup} = \frac{\sqrt{0.5 \cdot Ca}}{C_v \cdot a \cdot \tan(\theta)} \cdot (\sqrt{Ca} \cdot \rho_f \cdot d_0) \cdot (\rho_g \cdot \Delta p)^{-0.5} \quad \text{et} \quad Cd = Ca \cdot C_v$$

Le coefficient de contraction de la section “*area contraction coefficient*” (*Ca*) caractérise le comportement de l'écoulement dans le trou de l'injecteur à travers l'apparition de la cavitation et le profil non uniforme de la vitesse à la sortie du trou (*Ca* ≈ 0,8 ... 1,0). Le coefficient de déchargement “*discharge coefficient*” (*Cd*) est le rapport entre le débit réel sur le débit théorique de l'écoulement du combustible à travers le trou. Les valeurs de ces deux coefficients (*Ca*,*Cd*) sont déterminées expérimentalement. La constante (*a*) est généralement prise égale à 0,66.

Naber et Siebers ont trouvé que les valeurs mesurées de la pénétration du spray pour tous les essais réalisés, en dépit des différences dans les trous et les conditions expérimentales, se plaçaient en représentation adimensionnelle sur une même courbe en fonction du temps ($\tilde{S} = f(\tilde{t})$). Ils ont défini deux échelles caractéristiques, une pour la longueur (z^*) et une pour le

temps (t^*) sont définies.

$$\begin{cases} z^* = \frac{\sqrt{Ca} \cdot d_0 \cdot \sqrt{\rho_f / \rho_g}}{0,66 \cdot \tan(\theta/2)} & \text{et} & t^* = \frac{\sqrt{Ca} \cdot d_0 \cdot \sqrt{\rho_f / \rho_g}}{0,66 \cdot \tan(\theta/2) \cdot \mathbf{v}_f} \\ \mathbf{v}_f = C\mathbf{v} \cdot \sqrt{2\Delta p / \rho_f} \end{cases} \quad \text{E(I-15)}$$

Naber et Siebers décrivent l'expansion adimensionnelle du spray ($\tilde{t} = f(\tilde{S})$) comme suit :

$$\tilde{t} = \frac{\tilde{S}}{2} + \frac{\tilde{S}}{4} \sqrt{1 + 16 \cdot \tilde{S}^2} + \frac{1}{16} \cdot \text{Ln} \left(4 \cdot \tilde{S} + \sqrt{1 + 16 \cdot \tilde{S}^2} \right) \quad \text{E(I-16)}$$

L'équation E(I-16) ne peut pas être transformée explicitement en ($\tilde{S} = f(\tilde{t})$). La solution approximative E(I-17) a une déviation maximale de 5% par rapport à E(I-16) avec la constante $n=2,2$. La valeur de $n=2,2$ est déterminée expérimentalement. Dans les extrêmes $t \rightarrow 0$ et $t \rightarrow \infty$ les deux équations s'accordent parfaitement. La pénétration adimensionnelle est définie comme:

$$\begin{cases} \tilde{S} = \tilde{t} / (1 + \tilde{t}^{n/2})^{1/n} \\ \tilde{S} = S / z^* & \text{et} & \tilde{t} = t / t^* \end{cases} \quad \text{E(I-17)}$$

Pour chaque expérience, les échelles z^* et t^* peuvent être déterminées et à partir de elles les valeurs adimensionnelles de pénétration ($\tilde{S}$) et de temps ($\tilde{t}$). Ensuite, les couples ($\tilde{S}, \tilde{t}$), représentées en échelle logarithmique sur un même graphique (Fig. I-11), vont alors se superposer sur une seule courbe indépendamment des conditions des essais ($L_0, d_0, L_0/d_0, P_0, \rho_g$). Dans l'intervalle $0 < \tilde{t} < 1$, la pénétration suit une droite linéaire ($\tilde{S} = \tilde{t}$). Dans cet intervalle le spray pénètre à une vitesse approximativement constant. A $\tilde{t} = 1$ la tendance passe une dépendance $\tilde{S} = \tilde{t}^{0,5}$. L'augmentation du transfert de l'impulsion du spray vers l'air environnant entraîne une décroissance de la vitesse du spray.

I.3.4. Angle du cône du spray

L'angle du cône du spray (θ) donne des informations sur le degré d'absorption de l'air par le spray. L'absorption de l'air par le spray a une influence fondamentale sur la vitesse des gouttes

(échange de l'impulsion avec l'air), la taille des gouttes (désintégration et coalescence) et la vaporisation (transfert d'énergie).

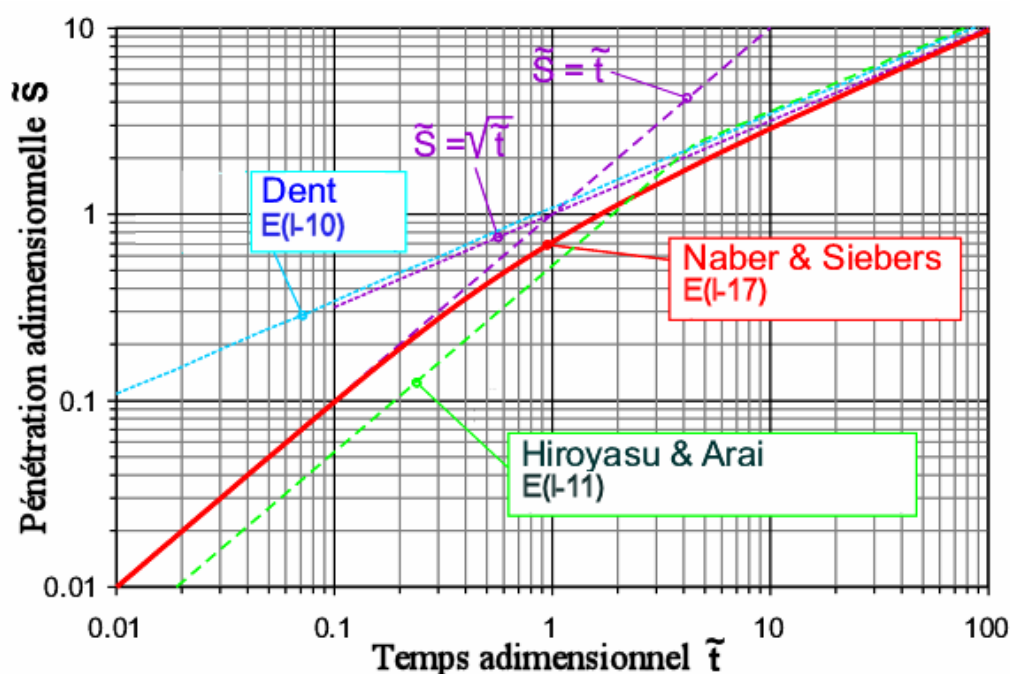


Figure I-11: Pénétration adimensionnelle du spray diesel selon les auteurs.

Tableau I-5: Dépendance de l'angle du cône du spray de ρ_g .

Dépendance	Littérature
$\Theta \sim (\rho_g)^{0,50}$	[REI79], [WU84]
$\Theta \sim (\rho_g)^{0,26}$	[HIR90]
$\Theta \sim (\rho_g)^{0,33}$	[VAR83]
$\Theta \sim (\rho_g)^{0,40}$	[WAK60]
$\Theta \sim (\rho_g)^{0,19}$	[NAB96]
$\Theta \sim (\rho_g)^{0,25}$	[DES98]

Les études théoriques comme expérimentales montrent que l'angle du cône du spray est très dépendant du rapport des masses volumiques (ρ_g/ρ_f). Cependant, sur le degré de l'influence de (ρ_g/ρ_f), la confusion prévaut encore comme montre le tableau I-5. Pour ($\rho_g/\rho_f > 0,1$), une augmentation de la masse volumique du gaz a à peine une influence sur l'angle du cône. L'angle reste alors approximativement constant comme pour le jet gazeux incompressible [NAB96]. La géométrie du trou de l'injecteur, représentée par le rapport L_0/d_0 , est l'autre paramètre qui a une

grande incidence sur l'angle du cône du spray [DAN97, HIR90]. Cependant, La masse volumique et la viscosité du combustible n'ont quasiment pas de répercussion sur l'angle du cône du spray [DES98]. La pression d'injection n'a aussi qu'un faible effet sur l'angle du cône du spray dans les conditions du moteur diesel ($\Delta p > 300 \text{ bar}$, "complete spray") [NAB96].

Une des premières équations empiriques pour l'angle du cône du spray, basée sur les essais, a été donnée par Sitkei [SIT64] dans l'année 1964. Sitkei cependant donne peut d'importance à l'influence de la masse volumique de l'air. Pour cette raison, l'angle du cône du spray qu'il a obtenu avec cette équation était trop faible:

$$\Theta = 0,03 \cdot (L_0/d_0)^{-0,3} \cdot (\rho_g/\rho_f)^{0,1} \cdot \underbrace{(\mathbf{v}_0 d_0 \rho_f / \mu_f)}_{\text{Re}}^{0,7} \quad \text{E(I-18)}$$

Dans l'année 1977, Yokota et Matsuoka [YOK77] ont rapporté une autre équation empirique pour l'angle du cône du spray. Cependant, cette équation ne prenait pas en compte la dépendance de l'angle du cône du spray de la masse volumique de l'air (ρ_g). Pour des faibles masses volumiques de l'air, l'angle du cône du spray estimé par cette équation était trop petit. Par contre, la valeur calculée pour les masses volumiques de l'air élevées ($\rho_g > 25 \text{ kg/m}^3$) était beaucoup plus grande.

$$\Theta = 0,135 \cdot (L_0/d_0)^{-A} \cdot B \cdot \underbrace{(\mathbf{v}_0 d_0 \rho_f / \mu_f)}_{\text{Re}}^{0,46} \quad \text{E(I-19)}$$

$$\text{où } A = 0,0284 \cdot \left(\frac{\rho_f}{\rho_g} \right)^{0,39} \quad \text{et} \quad B = \left[1 - \exp \left(- \frac{1}{43,6} \frac{\rho_f}{\rho_g} \right) \right]^{-1,0}$$

Reitz et Bracco [REI79] ont introduit l'équation empirique E(I-20) en se basant sur la théorie aérodynamique des ondes de surface. L'équation a été confirmée expérimentalement par d'autres chercheurs:

$$\Theta = 2 \cdot \arctan \left(4\pi \left(\frac{1}{A} \right) \cdot \left(\frac{\rho_g}{\rho_f} \right)^{0,5} \cdot B \right) \quad \text{E(I-20)}$$

où $A = 3,0 + (L_0/d_0)/3,6$ et $B = \sqrt{3}/6$

Naber et Siebers [NAB96] ont rapporté la dépendance suivante pour l'angle du cône du spray en faisant de nombreuses mesures dans une chambre pressurisée:

$$\Theta = 2 \cdot \arctan \left(A \cdot (\rho_g / \rho_f)^{0,19} \right) \quad \text{E(I-21)}$$

où $A = f(d_0) = 0,31 \dots 0,41$

Après une étude très étendue de l'angle du cône du spray à la température ambiante, Hiroyasu et Arai [HIR80] ont proposé l'équation empirique suivante:

$$\Theta = 0,0413 \cdot \left(\frac{\rho_g}{\rho_f} \right)^{0,25} \cdot \underbrace{\left(v_0 d_0 \rho_f / \mu_g \right)^{0,5}}_{\text{Re}} \quad \text{E(I-22)}$$

Plus tard, Hiroyasu et Arai [HIR90] ont présenté une autre équation empirique dans laquelle est pris en considération pour la première fois le diamètre arrière du trou de l'injecteur (d_s):

$$\Theta = 83,5 \cdot \left(\frac{L_0}{d_0} \right)^{-0,22} \cdot \left(\frac{\rho_g}{\rho_f} \right)^{0,26} \cdot \left(\frac{d_0}{d_s} \right)^{0,15} \quad \text{E(I-23)}$$

La pression d'injection (c'est à dire la vitesse d'injection) n'a aucun effet dans cette équation sur l'angle du cône du spray.

Naber et Siebers [NAB96], en appliquant la technique de photographie Schlieren au spray diesel avec et sans évaporation dans un éventail de température et de pression de l'air, trouvent l'équation empirique suivante pour l'angle du cône du spray (à hautes températures la phase vapeur du diesel est déterminante!):

$$\tan(\Theta/2) = A \cdot (\rho_g / \rho_f)^{0,19} \quad \text{E(I-24)}$$

La constante (A) renferme l'influence de la géométrie de l'injecteur. Les valeurs reportées pour la constante (A) appartiennent à l'intervalle [0,31;0,40]. Cette relation a été vérifiée pour les

rapports de masse volumique $\rho_g/\rho_f \leq 0,1$ pour lesquelles le comportement du spray est proche de celui du jet gazeux complètement développé dont l'angle d'ouverture est constant.

I.4. Diamètre des gouttes

La distribution temporelle et locale de la taille de gouttes détermine la formation du mélange air-combustible, l'allumage, la combustion et la formation des polluants. Le facteur le plus important dans la distribution de la taille de gouttes est le rapport entre la surface et la masse de gouttes.

D'après le paragraphe I-2., les mécanismes intervenant dans la formation des gouttes (atomisation y compris) sont des processus extrêmement compliqués et difficiles à évaluer. Pour cela une étude paramétrique des phénomènes importants s'avère nécessaire. Les paramètres importants, décrits dans la littérature, sont récapitulés dans le tableau I-6.

En dépit de la complexité du processus de la formation de gouttes et le grand nombre de paramètres importants, certains auteurs ont proposé des équations empiriques pour estimer la taille de gouttes. En particulier, le diamètre de Sauter (d_{32}) qui est estimé selon la dépendance de la taille de gouttes de la position dans le spray et du temps depuis le début de l'injection. À cause du manque de précision des méthodes de mesures souvent appliquées, les équations empiriques pour la taille de gouttes doivent être prises avec beaucoup de prudence. Par contre, avec elles une estimation des tendances est toujours possible.

Tableau I-6: Paramètres influant sur le diamètre de gouttes

Paramètres importants	Littérature
Pression d'injection	[VAR83, KOO97]
Masse injectée	[KOO97]
Masse volumique	[LEV97, HIR90, HIR89, REI87]
Viscosité cinématique ν_f	[DES98, DAN97, HIR90, HIR89]
Tension superficielle	[HIR90, HIR89]
Rapport L_0/d_0	[DAN97, HIR90, VAR83]
Levée d'aiguille	[KOO97]
Position dans le spray	[HUN97, LEV97, KOO97, REI87]
Temps	[KOO97]

Tanasawa [TAN55] a publié en 1955 l'expression suivante:

$$d_{32} = 0,047 \cdot \left(\frac{d_0}{\rho_0} \right) \left(\frac{\sigma_f}{\rho_g} \right)^{0,25} \rho_g^{0,2} \left(1 + 33,1 \cdot 10^{1,5} \frac{\mu_f}{\underbrace{\sqrt{\sigma_f \rho_f d_0}}_{\text{Oh}}} \right) \quad \text{E(I-25)}$$

Hiroyasu et Arai [HIR90] ont proposé la formule suivante:

$$d_{32} = 0,38 \cdot d_0 \cdot \text{Re}^{0,25} \cdot \text{We}^{-0,32} \cdot \left(\frac{\rho_f}{\rho_g} \right)^{-0,47} \cdot \left(\frac{\mu_f}{\mu_g} \right)^{0,37} \quad \text{E(I-26)}$$

En plus des deux expressions là-haut, les dépendances suivantes, déterminées à partir des mesures, ont été aussi publiées :

$$d_{32} \propto \nu_f^{0,194} \rho_f^{-0,405} = \mu_f^{0,194} \rho_f^{-0,599} \quad [\text{DES98}] \quad \text{E(I-27)}$$

$$d_{32} \propto 1 + 5,3 \cdot \frac{\mu_f}{\sqrt{\rho_f \sigma_f d_0}} = (1 + 5,3 \text{Oh}_f) \quad [\text{DES98}] \quad \text{E(I-28)}$$

$$d_{32} \propto \mu_f^m \quad \text{avec} \quad m = 0,1 \dots 0,2 \quad [\text{LEF89}] \quad \text{E(I-29)}$$

$$d_{32} \propto \rho_g^{0,4} \quad [\text{PAY96}] \quad \text{E(I-30)}$$

I.5. Diffusion des sprays

D'après la bibliographie, la vitesse radiale est négligeable par rapport à la vitesse axiale dans le spray, et les fluctuations de la vitesse ne sont pas toujours prises en considération. La concentration massique $Cm = m_f/m_{tot} = m_f/(m_g + m_f)$ pour un élément de volume (dV) ne doit pas être confondue avec la concentration volumique $CV = V_f/V_{tot} = V_f/(V_g + V_f)$. Les deux concentrations sont liées par la relation: $CV = Cm/(Cm(1 - \rho_f/\rho_g) + \rho_f/\rho_g)$, c'est pourquoi elles ne sont équivalentes que pour $\rho_f/\rho_g = 1$. En général, les résultats présentés dans la littérature se réfèrent à la concentration massique.

Pour déterminer les distributions de la vitesse axiale et de la concentration massique du combustible, nous allons utiliser les équations de conservation de la masse et de la quantité de

mouvement intégrées à tout le spray à un instant donné. Autrement dit, à un instant donné nous allons figer l'image du spray, et nous allons déterminer la répartition de la vitesse et de la masse du combustible, injecté jusqu'à cet instant. L'équation de continuité permet de calculer la distribution de concentration massique du combustible, tandis que celle de la conservation de la quantité de mouvement nous permet de calculer la distribution de vitesse.

I.5.1. Aspect et forme du spray

Les techniques de photographies sont les plus utilisées pour l'étude des sprays diesel. Voilà pourquoi l'aspect externe du spray diesel est beaucoup plus connu que sa structure interne. Les observations photographiques nous ont révélé la parfaite axi-symétrie des sprays diesel. Une telle particularité simplifie significativement le travail sur les sprays diesel.

Comme pour le jet gazeux intermittent, le spray diesel (complètement atomisé), si on néglige la région tout près de l'injecteur, peut être décomposé en deux parties principales: La première conique, qui est le corps du spray diesel, et la deuxième semi-elliptique, située dans son front (Fig. I-12).

Dans la partie conique, le spray se comporte comme un jet gazeux stationnaire, tandis que dans la partie elliptique il est non stationnaire [DAN97, DES97, CHO90, HIR90, KAM89, KUN80]. La stationnarité de la partie conique des sprays diesel est due au débit massique d'injection. Une fois devenu constant, le spray commence à se comporter comme un jet gazeux stationnaire.

Kuniyoshi et al. [KUN80], Cho et al. [CHO90] et Dan et al. [DAN97] ont estimé la longueur de la partie conique du spray à $0,7L_{tot}$ (L_{tot} longueur totale du spray). Desantes et al. [DES97] ont rapporté la même valeur pour la partie conique du spray diesel en étudiant la chute axiale de la concentration. Ils remarquent que la chute de la concentration du combustible est similaire à celle du jet gazeux stationnaire sur la longueur de $0,7L_{tot}$ et plus raide dans la longueur restante de $0,3L_{tot}$. Ceci est une autre confirmation du changement du comportement du spray entre ces deux parties (conique et elliptique). Kamimoto et al. [KAM89] estiment la longueur de la partie conique à $0,67L_{tot}$. Tous les auteurs coïncident dans le fait que, comme pour le jet gazeux intermittent, le front du spray diesel est formé par un ou plusieurs vortex.

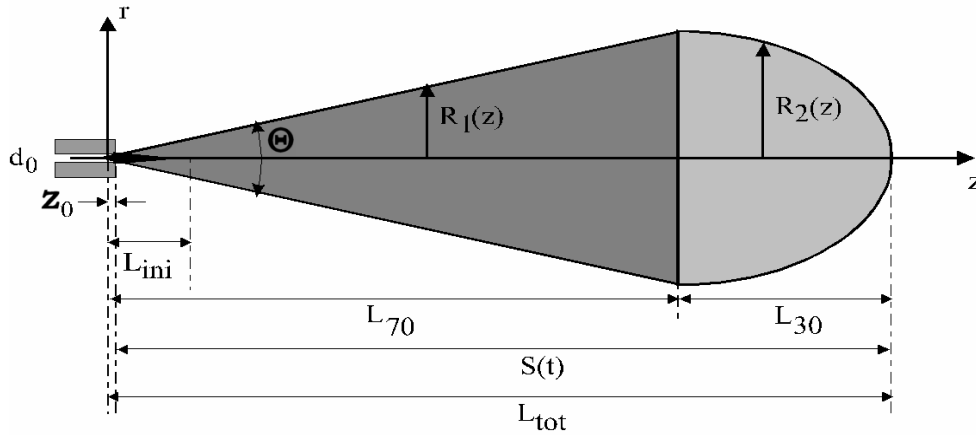


Figure I-12: Forme du spray diesel d'injection directe.

L'origine des temps coïncide avec le début de l'injection. Dans la pratique, il correspond au passage du débit massique d'injection de zéro à une valeur positive.

Géométrie du spray: La description du spray diesel est généralement faite avec le système de coordonnées cylindriques $(0, r, \varphi, z)$. L'origine du référentiel est située à l'intérieur du trou de l'injecteur (Fig. I-12). La distance entre l'origine du référentiel et la sortie du trou de l'injecteur est donnée par:

$$z_0 = \frac{d_0}{2 \cdot \tan(\Theta/2)} \quad \text{E(I-31)}$$

Comme indiqué là-dessus, le spray est formé de deux parties, une conique d'angle (Θ) et l'autre semi-elliptique. Les frontières du spray dans les deux parties ($R_1(z)$ et $R_2(z)$) sont définies de la manière suivante:

$$z_0 \leq z \leq L_{70} : R_1(z) = \tan(\Theta/2) \cdot z \quad \text{E(I-32)}$$

$$L_{70} \leq z \leq L_{tot} : R_2(z) = L_{70} \cdot \tan\left(\frac{\Theta}{2}\right) \cdot \sqrt{1 - \left(\frac{z - L_{70}}{L_{30}}\right)^2} \quad \text{E(I-33)}$$

L'angle dynamique du cône du spray (Θ) est normalement déduit des profils radiaux de la vitesse longitudinale (profils homothétiques) quand la vitesse longitudinale se réduit à 1% de la vitesse longitudinale sur l'axe du spray comme il a été adopté par plusieurs auteurs ($u_{z,r}/u_{z,0} \approx 0,01$). La position radiale dans ce cas est notée $R_{0,01}$. Cette définition n'est pourtant pas

universelle; la position radiale la plus communément utilisée est $r_{0,5}$. À cette position radiale la vitesse longitudinale est la moitié de sa valeur sur l'axe du spray ($u_{z,r}/u_{z,0} \approx 0,5$). Cependant, étant donné que nous définissons le spray à partir de ses frontières, et le fait que le rapport entre les deux positions radiales est pratiquement constant ($R_{0,01}/r_{0,5} = \text{Cte}$), il est plus commode d'utiliser la première définition.

Comportement du spray: D'après les résultats extraits de la bibliographie, le spray diesel est formé de trois zones différentes (Fig. I-12):

Zone 1 ($z_0 \leq z \leq L_{ini}$): Cette zone correspondant au noyau dense du spray (la vitesse et la concentration sont constantes sur l'axe). Tout au long de cette zone se fait la transition entre de la zone 1 à la zone 2. Bien qu'il a été représenté dans la figure I-12 qu'une seule longueur initiale (L_{ini}), il existe en réalité deux longueurs initiales distinctes; la première correspondant à la concentration ($L_{c_{ini}}$) et l'autre à la vitesse ($L_{u_{ini}}$). Ceci parce que les transferts de la masse et de la quantité de mouvement sont à priori différents; nombre de Schmidt différent de 1 ($Sc_{eff} \neq 1$).

Zone 2 ($L_{ini} \leq z \leq L_{70}$): Dans cette zone, le spray est quasi-stationnaire. Les distributions radiales et axiales de la concentration et de la vitesse de combustible sont comparables à ceux du jet gazeux.

Zone 3 ($L_{70} \leq z \leq L_{tot}$): Dans cette zone, le spray est non-stationnaire. Les distributions de la concentration et de la vitesse doivent suivre des lois différentes de celles de la zone 2. L'étude bibliographique n'a pas donné d'informations suffisantes pour cette zone. Raison pour laquelle, on va adopter les lois suivies par la concentration et la vitesse dans la zone 1.

I.5.2. Diffusion de la quantité de mouvement

Dent [DEN71] et Spalding [SPA79] étaient les premières à traiter le spray diesel comme un jet gazeux turbulent. D'autres chercheurs ont noté expérimentalement cette ressemblance; Prasad et Kar [PRA76] ont noté que leur spray diesel atmosphérique et le jet gazeux avaient des comportements similaires, mais l'exiguïté de leur spray diesel l'ont attribué à la masse volumique du combustible, beaucoup plus élevée que celle de l'air. Après, Kuo et Bracco [KUO82], en comparant le jet gazeux intermittent turbulent ou laminaire au spray diesel, ont remarqué beaucoup de similitudes. En suite, Wu et al. [WU84] ont constaté que les profils radiaux de la

vitesse et des moments statistiques du spray diesel "libre" étaient semblables à ceux du jet gazeux libre au-delà de $z=300d_0$ depuis la sortie du trou de l'injecteur. Hyun et al. [HYU95] ont étudié un jet intermittent d'acétylène et ils ont remarqué qu'il est formé de quatre zones: le noyau potentiel, le jet principal, la région de mélange (mélange turbulent dû à la vorticité du gaz ambiant) et le bord d'attaque "BA" (dissipation de la quantité de mouvement de gaz). Le même comportement, ils l'ont observé pour le spray diesel. Abraham et al. [ABR94] ont noté que le transfert de la quantité de mouvement au gaz ambiant était plus efficace avec le spray de tétradécane ou du méthane qu'avec le jet gazeux. Gong et Peng [GON94] ont remarqué que l'entraînement de l'air par le spray diesel est plus faible que par le jet gazeux. Hosoya et Obokata [HOS93], en étudiant un spray diesel libre, ont constaté que, pour une position axiale donnée, la vitesse longitudinale et l'intensité de turbulence ont leurs maxima respectifs sur l'axe centrale ($r=0$) et à la position de la demi-largeur ($r=r_{0,5}$).

Les résultats expérimentaux pour les jets gazeux libres et intermittents abondent dans la littérature. Le jet gazeux libre a été étudié à fond par Hinzé et Van der Hegge Zijnen [HIN49], et Wygnanski et Fiedler [WYG69]. Pour le jet gazeux intermittent, les travaux les plus intéressants sont ceux de Witze [WIT80], Bremhorst et Watson [BRE81], et Hill et Ouellette [HIL99].

Par contre, pour l'étude microscopique du spray diesel, se distingue le travail de Prasad et Kar [PRA76] sur le spray diesel libre, celui de Wu et al. [WU84] sur le spray diesel libre confiné et isotherme, et celui de Coghe et Cossali [COG94] sur les sprays avec et sans vaporisation. Les résultats de ces auteurs sont parfois semblables, dans d'autres cas différents ou contradictoires.

L'hypothèse, qui permet de réaliser des comparaisons entre le spray diesel et le jet gazeux, réside dans le fait que l'écoulement complètement développé peut être atteint indépendamment du type d'injection effectuée (intermittente ou continue) et du type de fluide injecté (liquide ou gaz).

Distribution radial de la vitesse longitudinale: L'homothétie des profils radiaux de la vitesse est le principal trait du jet gazeux libre assez loin du trou du jet. Plusieurs expressions analytiques ont été développées dans le but de les comparer aux distributions expérimentales [SPA79, SCH79, HIN75 et FOR50]. Les équations les plus utilisées sont dues à Hinzé:

$$\frac{u_{z,r}}{u_{z,0}} \approx \begin{cases} \exp(-\delta \cdot r^2) & , \quad (a) \\ \exp(-\alpha \cdot (r/(z-z_{0v}))^2) & , \quad \alpha \approx 108 \quad (b) \\ \exp(-\beta \cdot (r/r_{0,5})^2) & , \quad \beta \approx 0,693 \quad (c) \\ \exp(-\xi \cdot (r/R_{0,01})^2) & , \quad \xi \approx 4,605 \quad (d) \end{cases} \quad \text{E(I-34)}$$

La position de l'origine virtuelle (z_{0v}) est en général différente de la position de la sortie du trou du jet ($z=0$). L'existence de l'origine virtuelle pour le jet gazeux a été constatée par de nombreux chercheurs [HIN49, WYG69, HIL99, SCH79, CAP82]. La position de l'origine virtuelle peut dépendre des conditions initiales; ainsi plusieurs valeurs ont été rapportées dans la littérature. La position de l'origine virtuelle est toujours inférieure à $z=10d_0$ pour les jets gazeux libres quand $\rho_f/\rho_g=1$. Van der Hegge Zijnen a rapporté la valeur $z_{0v}=0,5d_0$. Par contre, Wygnanski et Fiedler [WYG69] ont rapportées les valeurs de $z_{0v}=3d_0$ et $7d_0$ dans les régions $z/d_0 < 60$ et $30 < z/d_0 < 100$ respectivement. Pour le spray diesel libre, la valeur de l'origine virtuelle a été trouvée d'être dépendante de la valeur du rapport des masses volumiques ρ_f/ρ_g ($z_{0v} \propto \rho_f/\rho_g$) [WU84]. Quand le rapport des masses volumiques est différent de 1 ($\rho_f/\rho_g \neq 1$), le diamètre équivalent ($d_{eq}=d_0(\rho_f/\rho_g)^{0,5}$) remplace le diamètre réel du jet (d_0) dans les équations. À partir d'une distance critique z_{cri} ($z_{cri}=6$ ou $8d_0$ (d_{eq} if ($\rho_f/\rho_g \neq 1$))) depuis la sortie du trou du jet (région complètement développée), les profils radiaux sont homothétiques.

Les taux de diffusion radiale déduits de la conservation de la quantité de mouvement sont constants pour les jets gazeux plus loin de l'injecteur :

$$R_{0,01} = Cu'(z - z_{0v}) \quad \text{et} \quad r_{0,5} = Cu(z - z_{0v}) \quad \text{E(I-35)}$$

Distribution longitudinale de la vitesse longitudinale: À la sortie du trou du jet la vitesse est quasi-constante jusqu'à la distance critique (z_{cri}). À partir de la distance critique, la vitesse longitudinale sur l'axe du jet décroît inversement proportionnel à la distance axiale:

$$\frac{u_{z,0}}{u_{0,0}} = Tu \cdot d_0 \left(\frac{\rho_f}{\rho_g} \right)^{0,5} \cdot \frac{1}{(z - z_{0v})} = Tu \cdot d_{eq} \cdot \frac{1}{(z - z_{0v})} \quad \text{E(I-36)}$$

Les valeurs du taux de chute de vitesse longitudinale (Tu) pour les nombres de Reynolds élevés [BIR78] et [WYG69] sont plus proches et plus faibles que pour les nombres Reynolds faibles [WIT80, ABR63, CAP82] (tableau I-7).

Plus loin de la sortie du trou du jet ($z \gg 10d_0(d_{eq})$), le flux de masse de l'air est suffisamment plus grand que celui du combustible liquide (diesel), ce qui fait que la masse volumique moyenne est plus proche de la masse volumique de l'air. L'écoulement peut être caractérisé seulement par le flux de la quantité de mouvement à la sortie du jet et la masse volumique du gaz de l'air.

Tableau I-7: Valeurs des coefficients de diffusion pour deux type de jets.

f/g	ρ_f / ρ_g	Re	Tu	Cu	Cu'	Type	Réf.
diesel/azote	13,7	$2 \cdot 10^4$	$6,3 \pm 0,09$	-	-	Stable	[WU84]
	40	$5 \cdot 10^4$					[ABR63]
		-					[CAP82]
air/air	1	10^5	4,85	$0,0868 \pm 0,079$	0,206	Intermittent	[WYG69]
		10^4	5,55	-	-		[WIT80]
gaz naturel/air	0,6	$1,6 \cdot 10^4$	5,00	-	-		[BIR78]
eau teinté/eau	1	-	-	0,097	$0,25 \pm 0,05$		[RIS58]

Les jets intermittents s'ouvrent plus que les stables (libres), comme indiquent les valeurs des taux de diffusion (tableau I-7).

I.5.3. Diffusion de masse

Distribution radial de la concentration: La valeur expérimentale du nombre de Schmidt effectif dans le cas des jets gazeux turbulents est inférieure à 1 ($Sc_{eff} < 1$) [HIN75, SPA79]. Dans la direction radiale, la diffusion de masse est alors plus grande que la diffusion de la quantité de mouvement. Par conséquent, les profils radiaux de la concentration et de la vitesse normalisées sont différents, étant le profil de concentration plus “large” que celui de vitesse.

D'après Spalding [SPA79], le profil radial de la concentration normalisée peut être déduit de celui de vitesse normalisée (E(I-34)) par l'expression suivante :

$$\frac{C_{m_{z,r}}}{C_{m_{z,0}}} = \left(\frac{u_{z,r}}{u_{z,0}} \right)^{Sc_{eff}} = \exp(-Sc_{eff} \cdot \delta \cdot r^2) \quad \text{E(I-37)}$$

En se basant sur l'expérimentation, Spalding trouve une valeur de Sc_{eff} de l'ordre de 0,7.

Forstall et Shapiro [FOR50], dans leur publication sur la diffusion de la masse et de la quantité de mouvement dans les jets gazeux coaxiaux, ont fait une critique des valeurs du nombre de Schmidt (laminaire et turbulent) reportées dans la littérature. Ces valeurs ont été établies sur des jets (air, hélium, dioxyde de carbone, eau liquide), dont le fluide injecté et le fluide ambiant sont identiques, en plus les jets étaient très divers: jets submergés, jets coaxiaux, et jets plans. Les conclusions sont comme suivant :

- 1.- La diffusion de la masse est plus grande que la diffusion de la quantité de mouvement (Spalding).
- 2.- Le nombre de Schmidt laminaire est dépendant des propriétés du gaz considéré.
- 3.- Le nombre de Schmidt turbulent ne dépend pas de l'essai et de la nature du fluide, ces valeurs dévient de 10%.
- 4.- Les valeurs du taux de diffusion turbulente sont différentes des valeurs du taux de diffusion laminaire, mais sont dépendantes de l'intensité de la turbulence et non de la nature des fluides.
- 4.- La valeur du nombre de Schmidt turbulent compilées de la bibliographie varie autour de 0,7; valeur du nombre de Schmidt turbulent trouvée par Spalding.

Distribution longitudinale de la concentration: L'autre conséquence de la différence entre la diffusion de la masse et de la quantité de mouvement est que, dans la région initiale du jet, la couche limite de la concentration est plus large que celle de vitesse. Forstall et Shapiro [FOR50] distinguent deux noyaux potentiels différents, étant celui de concentration plus court que celui de la vitesse. Spalding [SPA79] lui rapporte deux taux de chute différents pour un jet gazeux au-delà de $5d_0$, un pour la vitesse longitudinale et l'autre pour la concentration dont les valeurs respectives sont ($Tu=6,6$) et ($Tc=5$). Le taux Tc est déterminé à partir de l'équation $C_{m_{z,0}}/C_{m_{z,0}}=Tc \, d_{eq}/(z-z_{0c})$ qui est une modification de l'équation E(I-36). En comparant les deux chutes, Spalding a établi la relation empirique $Tc=(Sc_{eff})^{0,5}Tu$ entre les deux taux de chute.

I.6. Entraînement de l'air par le spray

L'air entraîné par le spray interagit avec lui, pénètre et passe à former partie de lui. Cet effet a une série de conséquences immédiates :

- 1.- Croissance de l'épaisseur du spray.
- 2.- Ralentissement de la pénétration du spray.
- 3.- Diminution de la masse volumique du spray.
- 4.- Grande disposition aux déviations latérales (effet du swirl dans le moteur réel).

En plus, le processus d'entraînement de l'air détermine le transfert de chaleur et de masse, devenant ainsi un des facteurs déterminants dans les processus de combustion et de production des contaminants.

L'entraînement de l'air par le spray diesel se produit en deux zones différentes (Fig. I-13): le front du spray et les frontières latérales dans la partie conique du spray [HA83, OBO88, OBO90, COS93, ARA97]. Dans le front du spray, le combustible pénètre dans le gaz au repos et le fait dévier vers l'extérieur. Dans cette zone, le spray entraîne de l'air au fur et à mesure qu'il avance car les gouttes avancent plus vite que l'air dévié. Dans la partie conique, le spray induit un écoulement d'air entrant perpendiculairement à l'avancement du spray. Dans cette zone, la vitesse relative goutte/air est faible provoquant une corrélation positive entre la vitesse et la taille des gouttes [SAT82, CHO90].

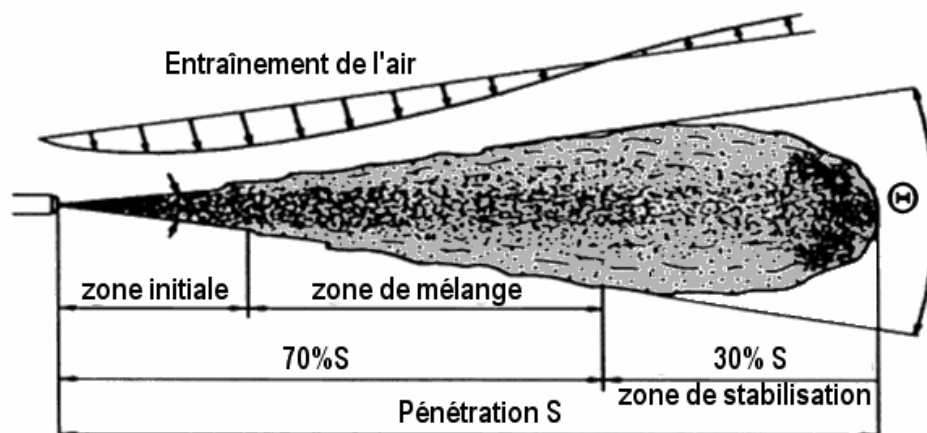


Figure I-13: Aspect d'un spray diesel [BAY93].

Kuniyoshi et al. [KUN80] ont mesuré à l'aide de traceur la vitesse de l'air à l'extérieure de la partie conique du spray diesel dans une atmosphère confinée. Ils ont arrivé à la conclusion que les deux parties du spray entraînent approximativement chacune 50% du volume total de l'air entraîné. Le résultat obtenu est indépendant du temps et de la masse volumique du gaz environnant.

Dans la littérature, existent plusieurs équations pour la quantification du volume de l'air englobé par le spray. Certaines de ces équations sont empiriques d'autres sont basées sur les résultats expérimentaux obtenus pour les jets gazeux. Abramovich [ABR63] a calculé l'évolution d'un spray (liquide/air) en se basant sur le jet gazeux turbulent mais avec une masse volumique moyennée entre le liquide et l'air. Par contre, Ricou et Spalding [RIC61], Khan [KHA73] et Greeves [GRE77] ont utilisé des expressions empiriques obtenues pour les jets gazeux turbulents stationnaires. L'expression proposée par Ricou et Spalding est:

$$\frac{\dot{M}_{tot}}{\dot{M}_0} = \frac{\dot{M}_f + \dot{M}_g}{\dot{M}_0} \approx Tm_1 \cdot \frac{z}{d_0} \quad \text{E(I-38)}$$

La valeur du taux d'entraînement de l'air (Tm_1) a été obtenue de manières diverses dans la littérature. Ricou et Spalding ont rapporté pour le jet gazeux turbulent la valeur $Tm_1=0,32$. L'équation E(I-38) a été utilisée comme point de départ pour beaucoup d'études théoriques et expérimentales [LAK83, HAY72].

Pour les chambres avec de grands tourbillons de l'air résulte l'expression semi-empirique proposée par Rife [RIF74] d'un grand intérêt. Rife a réalisé ses expériences dans une machine de compression rapide avec un spray évaporant, soumis à un courant d'air latéral. Il a décomposé l'air entraîné par le spray en deux termes (Fig. I-14), un proportionnel à la vitesse de l'air tangente à l'avancement du spray et l'autre proportionnel à la vitesse normale de l'air au spray:

$$\frac{d\dot{M}_{tot}}{dz} = \rho_g \cdot P_0 \left[A(u_{z,o} - \mathbf{v}_t) + B \cdot \mathbf{v}_n \right] \quad \text{E(I-39)}$$

Plus tard, Hiraki et Rife [HIR80] ont introduit le rapport des masses volumiques (ρ_f/ρ_g) dans l'équation E(I-39) pour le spray avant le choc avec la parois de la chambre de combustion:

$$\frac{d\dot{M}_{tot}}{dz} = \left(\frac{\rho_f}{\rho_g} \right)^{0.5} \cdot \rho_g \cdot P_0 \cdot [\mathbf{A} \cdot (u_{z,o} - \mathbf{v}_t) + \mathbf{B} \cdot \mathbf{v}_n] \quad \text{E(I-40)}$$

L'inconvénient principal des expressions antérieures réside dans la détermination des constantes d'ajustement **A** et **B**. Il n'existe pas une expression universelle qui soit capable de prédire leurs valeurs. Elles sont très dépendantes des essais (conditions de fonctionnement, injecteur utilisé, conditions d'injection, ...etc.).

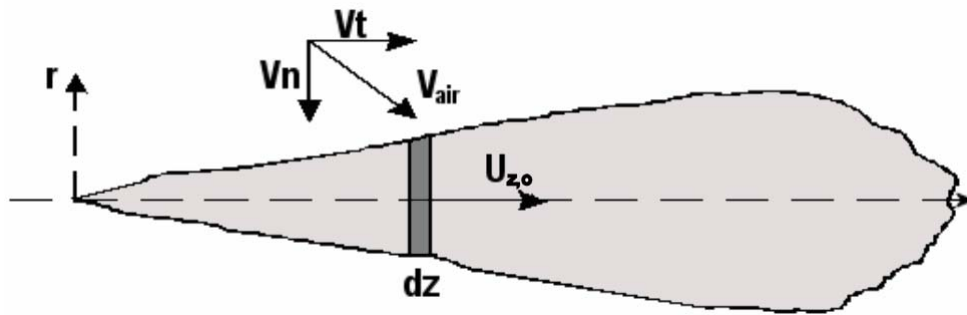


Figure I-14: Model du spray [HIR80].

Cho et al. [CHO90] ont étudié l'entraînement de l'air ambiant par le spray diesel en faisant des comparaisons les jets et les sprays de natures très différents (spray plan stationnaire eau-air atmosphérique, jet non-stationnaire eau-eau et spray diesel injecté dans l'air confiné). Ils ont conclu que la vitesse radiale de l'air entrant dans le spray augmente avec la vitesse d'injection et diminue avec la distance axiale. Cossali et al. [COS91, COS93], en mesurant la vitesse radiale de l'air à une distance sur l'axe du spray diesel avec la vélocimétrie Doppler laser, ont trouvé la dépendance suivante pour la vitesse de l'air entrant dans le spray:

$$\mathbf{v}_g(z, t) = \mathbf{A}(z, t) \cdot r^{\mathbf{B}(z, t)} \quad \text{E(I-41)}$$

Les coefficients **A** et **B** dépendent de l'évolution temporelle de la pression d'injection en plus du temps et de la position. Par contre, il peut être considéré que **A** est pratiquement constante et égale à (-1) durant la durée de l'injection (sauf au début et à la EOI). Certains auteurs, au lieu d'utiliser l'expression de Ricou et Spalding telle qu'elle pour caractériser l'entraînement de l'air par le spray intermittent, ont proposé plutôt de la dériver par rapport à z :

$$Tm_2 = d_0 \cdot \left(\frac{\rho_f}{\rho_g} \right)^{+0,5} \cdot \frac{d \left(\frac{\dot{M}_g}{\dot{M}_0} \right)}{dz}. \quad \text{E(I-42)}$$

Les résultats expérimentaux montrent que la valeur du taux d'entraînement de l'air par le spray (Tm_2) est quasi-constante, mais plus faible au début de l'injection [COS91, COS93]. Aux premiers instants de l'injection le spray tend plus à repousser l'air se trouvant dans sa trajectoire qu'à l'englober.

Cossali et al. [COS96] ont montré, en étudiant l'influence de la température et de la viscosité de l'air ambiant sur l'entraînement de l'air par le spray, que la température de l'ambiant joue un rôle significatif dans le processus d'entraînement. Ils ont confirmé, pour une température ambiante donnée, le comportement du taux d'entraînement de l'air (Tm_2) de l'équation E(I-42). Tm_2 est faible ou négatif au début de l'injection (pas d'entraînement de l'air), constant après jusqu'à la EOI et élevé ensuite car le spray continue d'entraîner l'air. Ils ont aussi démontré que Tm_2 croît avec la distance à l'injecteur et la température de l'ambiant. Tm_2 croît avec la température de l'air parce que en chauffant l'air sa masse volumique diminue et sa viscosité augmente. L'augmentation de la viscosité de l'air fait augmenter le taux d'entraînement des gouttes. L'augmentation du taux d'entraînement des gouttes implique une augmentation du transfert de la quantité de mouvement air-gouttes et pour autant une augmentation d'air entraîné. En plus, il est probable que l'évaporation du combustible aussi modifie le processus d'entraînement. Ce résultat a amené à la définition d'un taux d'entraînement moyen en moyennant les Tm_2 durant la partie principale de l'injection:

$$\overline{Tm_2} = \overline{\frac{d\dot{M}_g}{dz} \cdot \frac{d_0}{\dot{m}_0} \cdot \left(\frac{\rho_f}{\rho_g} \right)^{0,5}} = B \cdot \left(\frac{z_0 + z}{d_0} \right)^\gamma \cdot \left(\frac{\rho_g}{\rho_f} \right)^\beta \cdot \left(\frac{T_g}{273} \right)^\delta \quad \text{E(I-43)}$$

Les ajustements des résultats expérimentaux fournissent l'expression suivante :

$$\frac{d\dot{M}_g}{dz} = 0,044 \cdot \left(\frac{\dot{M}_0}{d_0} \right) \cdot \left(\frac{13 + z}{d_0} \right)^{0,5} \cdot \left(\frac{\rho_g}{\rho_f} \right)^{0,81} \cdot \left(\frac{T_g}{273} \right) \quad \text{E(I-44)}$$

L'augmentation de l'exposant du rapport des masses volumiques est une conséquence de la

diminution de la masse volumique de l'air avec l'augmentation de la température de l'air. Le terme adimensionnel de la température doit rendre compte des effets d'évaporation du combustible et d'augmentation de la viscosité de l'air. L'air entraîné avec cette nouvelle équation ne croît pas linéairement avec la distance z . Ceci a été expliqué par le non achèvement du transfert de la quantité de mouvement combustible-air.

Kozma et al. [KOZ97] ont étudié l'entraînement de l'air par un spray diesel à basse température en mesurant la vitesse des particules contenues dans l'air ambiant. Les résultats obtenus corroborent avec ceux de Cossali, mais leur étude de la dépendance spatio-temporelle de l'entraînement de l'air est plus détaillée. Ils ont trouvé que au début de l'injection, le spray entraîne plus d'air dans la zone proche de l'injecteur ($\sim 5\text{mm}$). Le front du spray passe par cette zone à haute vitesse créant une grande re-circulation, ce qui augmente la vitesse de l'air et la quantité d'air entraîné. Après le front du spray, en s'éloignant de la zone considérée, entraîne moins d'air. Plus tard, lorsque le spray est ralenti, l'entraînement de l'air ne dépend pratiquement pas de la distance par rapport à l'injecteur.

De tout ce qui a été dit là-haut, il peut être déduit que quand le spray diesel (à température normale) est complètement développé, le processus d'entraînement est similaire à celui des jets gazeux stationnaires. Par contre, au début de l'injection, le spray diesel entraîne plus d'air car la quantité de mouvement n'est pas stable (le débit massique d'injection n'est pas constant). Quand la température de l'air ambiant augmente le processus d'entraînement de l'air par le spray se trouve favoriser.

I.7. Mouvement d'une goutte suspendue dans un écoulement

Les sprays atomisés font partie du groupe des écoulements bi-phasiques. La phase liquide est dispersée puisqu'elle n'est formée que de gouttes. L'autre phase est continue car elle est formée de l'air. Le mouvement de l'air est turbulent. La turbulence a un rôle essentiel dans le processus de dispersion des gouttes. Dans le moteur Diesel réel, la dispersion des gouttes est importante puisque c'est elle qui détermine le degré de mixture air/combustible et qui contrôle par la suite la combustion et formation des suies. Le contrôle de ces écoulements passe par la compréhension de l'interaction goutte-air qui est très complexe à cause des facteurs suivants:

- 1.- Les gouttes se déplacent dans un champ de forces variables et non-stationnaires.
- 2.- Le mouvement d'une goutte isolée est différent de celui d'un paquet de gouttes.
- 3.- Le mouvement de l'air influence le mouvement des gouttes.
- 4.- La présence des gouttes dans l'air modifie l'écoulement de celui-ci.

Quand la phase dispersée est formée :

- 5.- Les gouttes se déforment et change de taille à cause de l'atomisation secondaire, l'évaporation et les collisions.
- 6.- La distribution des gouttes poly-dispersives est caractérisée par une taille moyenne. L'écoulement poly-dispersif est différent de celui mono-dispersif (gouttes de même taille).

Au début, on va considérer le mouvement d'une goutte sphérique indéformable dans un fluide isotherme. Boussinesq [BOU85] était le premier à étudier les écoulements visqueux à bas nombre de Reynolds. Basset [BAS88] a formulé l'équation de l'accélération de la goutte dans des écoulements non-stationnaires à faible nombre de Reynolds. Pour les grands nombres de Reynolds, BBO [BAS88, BOU03, OSE27] ont ajouté une correction due à Odar et al. [ODA64].

$$\begin{aligned}
 \frac{d\mathbf{v}_{go}}{dt} = & \underbrace{\frac{3}{4} \cdot \frac{C_D}{d} \cdot \frac{\rho_g}{\rho_f} \cdot |\mathbf{v}_g - \mathbf{v}_{go}| \cdot (\mathbf{v}_g - \mathbf{v}_{go})}_{(I)} + \underbrace{\frac{1}{2} \cdot C_I \cdot \frac{\rho_g}{\rho_f} \cdot \frac{d}{dt} (\mathbf{v}_g - \mathbf{v}_{go})}_{(II)} \\
 & + \underbrace{\frac{\rho_g}{\rho_f} \cdot \frac{D\mathbf{v}_g}{Dt}}_{(III)} + \underbrace{9 \cdot \frac{C_B}{d} \cdot \frac{\rho_g}{\rho_f} \int_{t_0}^t \frac{1}{\sqrt{(t-\tau)}} \cdot \frac{d}{dt} (\mathbf{v}_g - \mathbf{v}_{go}) \cdot d\tau}_{(IV)} + \underbrace{\left(\frac{\rho_g}{\rho_f} - 1 \right) \cdot g}_{(V)}
 \end{aligned} \tag{I-45}$$

où d/dt et D/Dt sont des dérivées pour la goutte et l'air respectivement.

Les termes de l'équation là-dessous représentent dans l'ordre :

- (I) Accélération de la goutte.
- (II) Accélération due à l'entraînement aérodynamique non-stationnaire.
- (III) Accélération de la masse virtuelle par rapport à l'air ambiant.
- (IV) Gradient de pression crée par l'accélération de l'air.
- (V) Terme de Basset qui rend compte de la déviation de l'écoulement de l'état stationnaire.
- (VI) Accélération due aux forces massiques de gravités.

Les coefficients sont fonction du nombre de Reynolds de la goutte, $\mathbf{Re}_{go}$, et du nombre d'accélération, $\mathbf{An}$, définies par:

$$\mathbf{Re}_{go} = \frac{\rho_g \cdot |\mathbf{v}_g - \mathbf{v}_{go}| \cdot d_{go}}{\mu_g} \text{ et } \mathbf{An} = \frac{1}{|\mathbf{v}_g - \mathbf{v}_{go}|^2} \cdot \frac{d(\mathbf{v}_g - \mathbf{v}_{go})}{dt} d_{go} \quad \text{E(I-46)}$$

Quand le rapport des masses volumiques $\rho_g/\rho_f \ll 1$, les termes (III), (IV) et (V) sont négligeables, l'accélération devient dépendante uniquement de l'entraînement et des forces massiques simplifiant ainsi considérablement l'analyse. Par contre, Hansell et al. [HAN92] ont examiné numériquement cette supposition dans le cas de la dispersion des gouttes dans la région de transition d'un spray turbulent et ils ont trouvé que l'importance des termes de Basset, de masse virtuelle et de flottaison augmentent face au terme de l'entraînement en incrémentant la pression et la taille de la goutte. L'équation peut être normalisée en introduisant une vitesse ($\mathbf{v}_{car}$) et une longueur (l_{car}) caractéristiques. Pour le cas $\rho_g/\rho_f \ll 1$, l'équation adimensionnelle devient :

$$\frac{d\mathbf{v}'_{go}}{dt} = \frac{l_{car}}{\mathbf{v}_{car}} \left[\frac{3}{4} \cdot \frac{C_D}{d_{go}} \cdot \frac{\rho_g}{\rho_p} \cdot |\mathbf{v}_g - \mathbf{v}_{go}| \cdot (\mathbf{v}'_g - \mathbf{v}'_{go}) + \frac{\mathbf{g}}{\mathbf{v}_{car}} \right] \quad \text{E(I-47)}$$

Le coefficient du terme d'entraînement est l'inverse du nombre de Stokes et le terme des forces massiques est le carré du nombre de Froude, ces deux nombres représentent les paramètres adimensionnels, gouvernant l'interaction entre air-goutte. Quand les forces massiques sont négligeables, le paramètre adimensionnel, gouvernant l'interaction air-goutte, est le nombre de Stokes.

Le nombre de Stokes ($\mathbf{St}$) est défini comme le rapport du temps caractéristique de la réponse de la goutte à l'interaction aérodynamique (τ_{go}) et du temps caractéristique de l'écoulement (τ_g):

$$\mathbf{St} = \tau_{go} / \tau_g \quad \text{E(I-48)}$$

Le temps de réponse de la goutte est:

$$\tau_{go} = \left(\frac{3}{4} \cdot \frac{C_D}{d_{go}} \cdot \frac{\rho_g}{\rho_f} \cdot |\mathbf{v}_g - \mathbf{v}_{go}| \right)^{-1} \quad \text{E(I-49)}$$

Le nombre de Stokes est le paramètre qui caractérise la réponse dynamique de la goutte avant la variation de l'écoulement de l'air. Quand $St \ll 1$, la goutte répond rapidement au changement de l'écoulement pour rester en équilibre dynamique avec. Par contre, pour $St > 1$, le mouvement de la goutte répond lentement à cause de son inertie.

Temps caractéristique d'une goutte: Si on considère une goutte sphérique de masse volumique beaucoup plus grande que celle de l'air dont le mouvement est uniquement du à l'écoulement (et non aux forces massiques), le seul terme qui reste dans l'équation dimensionnelle du mouvement de la goutte E(I-45) est l'accélération de la goutte:

$$\frac{d\mathbf{v}_{go}}{dt} = f_{rep} \cdot (\mathbf{v}_g - \mathbf{v}_{go}) \quad \text{E(I-50)}$$

où f_{rep} est l'inverse de temps de réponse de la goutte :

$$f_{rep} = \tau_{go}^{-1} = \frac{3}{4} \cdot C_D \cdot \frac{\rho_f}{\rho_g} \cdot |\mathbf{v}_{go} - \mathbf{v}_g| \cdot \frac{1}{d_{go}} \quad \text{E(I-51)}$$

L'équation E(I-50) possède une solution simple quand $f_{rep} = \text{Cte}$:

$$\mathbf{v}_{go} = \mathbf{v}_g \cdot (1 - e^{-f_{rep}t}) \quad \text{E(I-52)}$$

Ici, τ_{go} est le temps nécessaire pour que la vitesse relative entre la goutte et l'air se réduise de $1/e$ et il est, pour autant, le temps de relaxation de l'interaction air-goutte.

Coefficient de traînée: Le temps de relaxation de la goutte E(I-49) dépend du coefficient de traînée. Le coefficient de traînée pour des gouttes isolées sans évaporation est, à son tour, fonction du nombre de Reynolds du mouvement relatif.

Stokes [STO91] a obtenu une solution pour l'écoulement autour d'une sphère rigide en

mouvement à faible vitesse au sein d'un écoulement en négligeant les termes initiaux dans les équations de Navier Stokes. Le champ de vitesses obtenu est symétrique et la force de traînée sur la sphère est:

$$F = 3 \cdot \pi \cdot \mu_g \cdot d_{go} \cdot (\mathbf{v}_g - \mathbf{v}_{go}) \quad \text{E(I-53)}$$

Dans ce cas, le coefficient de traînée (C_D) est:

$$C_D = \frac{24}{\mathbf{Re}_g} \quad \text{E(I-54)}$$

Le temps de relaxation pour le régime de Stokes est donné par:

$$\tau_{go} = f_{rel}^{-1} = \frac{1}{18} \cdot \frac{\rho_f \cdot d_{go}^2}{\mu_g} \quad \text{E(I-55)}$$

Quelques résultats expérimentaux montrent que le régime de Stokes est valide pour $\mathbf{Re}_g < 1$. Si $\mathbf{Re}_g \sim 1$, la description analytique est difficile à obtenir. Oseen [OSE10] a introduit les termes d'inertie dans le champ lointain. Son approximation conduit à une expression du coefficient de traînée comme:

$$C_D = \frac{24}{\mathbf{Re}} \left(1 + \frac{3}{16} \cdot \mathbf{Re} \right) \quad \text{pour} \quad \mathbf{Re} < 5 \quad \text{E(I-56)}$$

Quand le nombre de Reynolds $\mathbf{Re}_g \sim 10$, les forces d'inertie deviennent significatives et la couche limite commence à décoller. Pour les valeurs du nombre de Reynolds $\mathbf{Re}_g \sim 25$, il se forme un vortex annulaire derrière la sphère qui croît avec le nombre Reynolds. Quand le nombre de Reynolds $\mathbf{Re}_g \gg 500$, les vortex décollent et génèrent de la turbulence. Ingebo [ING56] trouve la dépendance expérimentale suivante entre le coefficient de traînée et le nombre de Reynolds:

$$C_D = 27 \cdot \mathbf{Re}^{-0,84} \quad \text{E(I-57)}$$

L'expression du coefficient de traînée la plus utilisée pour les nombres de Reynolds

$Re_g < 1000$ a été présentée par Putnam [PUT61]:

$$C_D = \frac{24}{Re} \cdot \left(1 + \frac{1}{6} \cdot Re^{2/3} \right) \quad \text{E(I-58)}$$

Pour la gamme des nombres de Reynolds $700 < Re_g < 2 \cdot 10^5$, caractérisant le régime de Newton, la force sur la sphère possède la forme [SOO89]:

$$F = 0,22 \cdot \pi \cdot d_{go}^2 \cdot \rho_f \cdot v^2 \quad \text{E(I-59)}$$

Ce qui conduit à une valeur du coefficient de traînée de $C_D = 0,44$.

Pour des valeurs de nombre de Reynolds $Re_g > 10^5$, représentant le passage de la couche limite laminaire à turbulente, le coefficient de traînée décroît brusquement. La figure I-15 montre l'évolution du coefficient de traînée pour une sphère rigide en fonction du nombre de Reynolds.

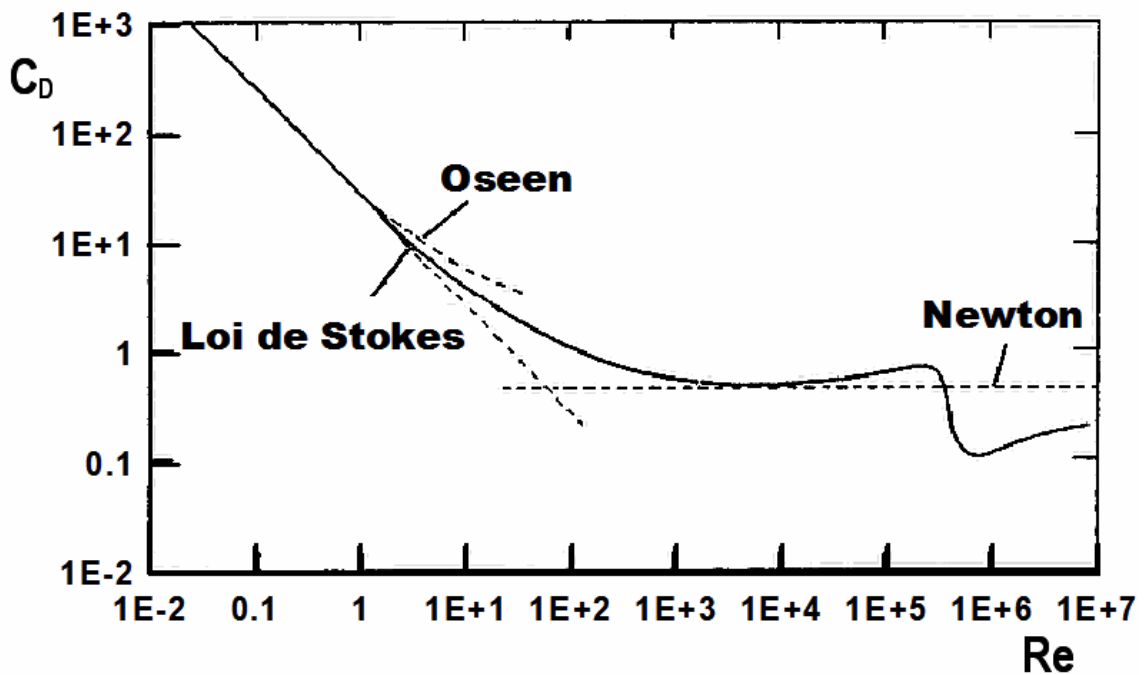


Figure I-15: Coefficient de traînée d'une sphère en fonction du nombre Reynolds [SOO89].

Dans l'analyse antérieure, la goutte est considérée comme isolée. La proximité des autres gouttes modifie le champ des vitesses incidentes, ce qui signifie que le coefficient de traînée, correspondant à une goutte isolée, n'est pas valide pour un brouillard de gouttes. On parle dans

ce cas de l'interaction goutte-goutte. Comme il a été remarqué par Poo et al. [POO91], le terme interaction reflète la méconnaissance du champ réel entre les gouttes. Ces auteurs trouvent que le coefficient de traînée diminue lorsque les gouttes sont alignées avec l'écoulement, tandis qu'il augmente quand elles sont alignées de manière transversale.

O'Rourke et al. [ORO80] ont utilisé la corrélation suivante pour des champs de gouttes denses où le coefficient de traînée est fonction, en plus du nombre de Reynolds, de la fraction du vide, ω .

$$C_D = \frac{24}{\text{Re}_g} \left(\omega^{-2,65} + \frac{\text{Re}_g^{2/3}}{6} \cdot \omega^{-1,78} \right) \quad \text{E(I-60)}$$

Le coefficient de traînée d'une goutte liquide est différent de celui d'une particule solide pour deux causes. La première cause est due à la circulation du liquide à l'intérieur de la goutte. Ce phénomène entraîne la diminution du gradient de vitesses sur la surface de la goutte ce qui implique la diminution du coefficient de traînée. La deuxième cause est une conséquence de la déformation de la goutte sous l'action des forces aérodynamiques. Cette caractéristique de la goutte fait que le coefficient de traînée est dépendant du nombre de Reynolds et, aussi, de la tension superficielle. Ceci est montré sur la figure I-16 par une comparaison des coefficients de traînée obtenus expérimentalement entre des gouttes de différentes tensions superficielles et une particule solide. Le coefficient de traînée augmente avec le nombre de Reynolds pour les gouttes (courbes continues) et chute de manière monotone pour la particule solide (courbe discontinue). Cette augmentation est d'autant plus rapide que la tension superficielle de la goutte est faible, c'est-à-dire la goutte est plus déformable (cas de σ_1). Pour les faibles nombres de Reynolds, les coefficients de traînée des gouttes plus déformables (cas des tensions superficielles σ_1 (courbe 1) et σ_2 (courbe 2)) sont plus faibles que celui de la particule solide (courbe discontinue) à cause de la circulation du liquide à l'intérieur de la goutte, pour autant, pour la goutte moins déformable (cas des coefficients superficiels σ_3 (courbe 3)), le coefficient de traînée est plus élevé.

L'effet de la déformation de la goutte sur le coefficient de traînée a été pris en compte par Liu et al. [LIU93]. Ils ont trouvé un bon accord entre leurs calculs et les mesures de la trajectoire des gouttes se déformant jusqu'à l'atomisation.

Finalement, l'autre phénomène qui réduit le coefficient de traînée des gouttes est l'évaporation. Dans ce cas, la variation du coefficient de traînée est due à la variation de la viscosité des gaz dans la couche limite, créée par les gradients de température, et à l'effet de souffle Yuen et al. [YUE76].

Temps caractéristique de la phase continue: Le temps associé au mouvement de l'air (τ_g) peut s'obtenir à partir d'une échelle spatiale (l_{car}) et une vitesse caractéristique (v_{car}):

$$\tau_g = \frac{l_{car}}{v_{car}} \quad \text{E(I-61)}$$

En général, il n'y a pas d'accord sur l'échelle appropriée à prendre pour normaliser l'inertie de la goutte dans chaque situation, à cause de l'existence de plusieurs longueurs et vitesses caractéristiques. Ainsi, pour un système géométrique donné, il peut être trouvé dans la littérature de multiples choix de τ_g .

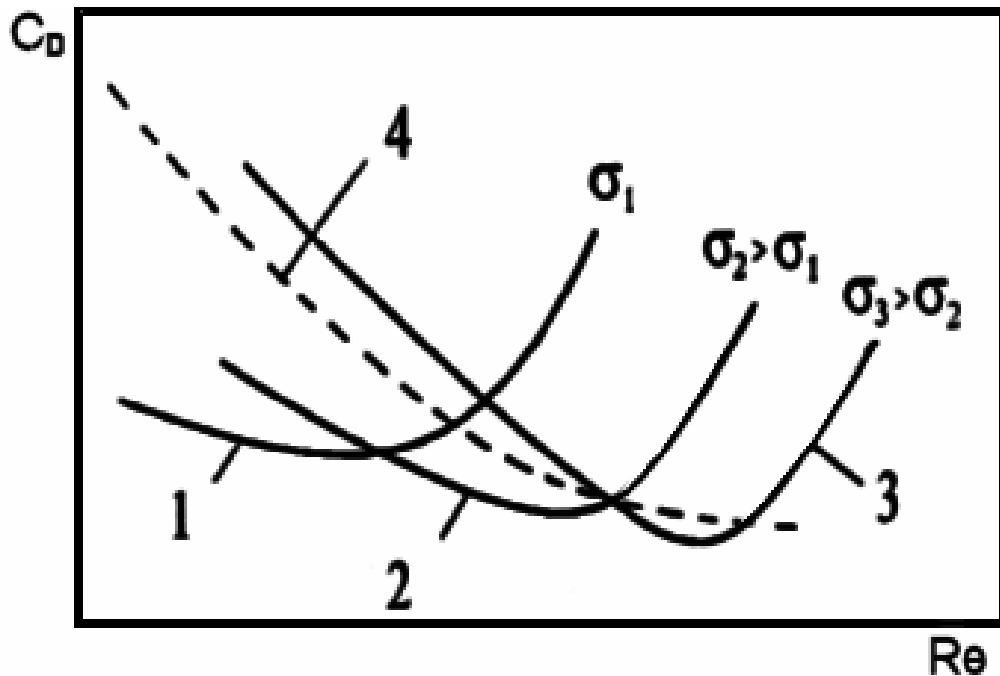


Figure I-16: Coefficient de traînée pour des tensions superficielles croissantes [BAY93].

Dans le cas de le spray, la couche de mélange ou le sillage, les structures cohérentes dans l'interaction goutte-écoulement jouent un rôle important Crowe et al. [CRO95]. L'échelle

temporelle (τ_g) de l'écoulement est en général obtenue à partir d'une échelle spatiale et d'une vitesse caractéristiques. Chung et al. [CHU88] ont modélisé la dispersion des gouttes dans un spray turbulent axisymétrique, en obtenant (τ_g) à partir du diamètre de l'orifice (d_0) et la vitesse de sortie du spray (u_0).

Hishida et al. [HIS92], en étudiant expérimentalement la dispersion des gouttes dans une couche de mélange, ont défini l'échelle temporelle de l'écoulement comme:

$$\tau_g = \frac{2\lambda}{\Delta u} \quad \text{E(I-62)}$$

- $\Delta u = u_1 - u_2$: La différence entre les vitesses des deux courants.

λ est l'échelle de longueur dans le sens de l'écoulement des grandes structures:

$$\lambda = f_{pp}^{-1} \frac{(u_1 + u_2)}{2} \quad \text{E(I-63)}$$

- f_{pp} : La fréquence la plus probable.

- $\frac{(u_1 + u_2)}{2}$: La vitesse de convection des grandes structures.

Aggarwal et al. [AGG94] ont indiqué que dans la zone de mélanges des couches, la taille des grandes structures varie à cause de l'assemblage et pour autant il n'est pas possible de définir une échelle temporelle à partir de sa taille. Ils ont alors proposé de définir l'échelle temporelle de l'écoulement de l'inverse de la fréquence dominante associée aux grandes structures dans des sprays ou couches de mélange turbulents.

$$\tau_g = f_{pp}^{-1} \quad \text{E(I-64)}$$

En général (τ_g) est estimé, en considérant l'interaction entre les gouttes et les échelles dissipatives, comme le minimum entre le temps de vie du tourbillon (t_v) et le temps que tarde la goutte à traverser le tourbillon (t_{tra}).

$$\tau_g = \min(t_v, t_{tra}) \quad \text{E(I-65)}$$

Le temps nécessaire pour que la goutte traverse le tourbillon peut être approché par:

$$t_t = \frac{l}{|\mathbf{v}_g - \mathbf{v}_{go}|} \quad \text{E(I-66)}$$

- l : L'échelle intégrale de la turbulence.

Call et al. [CAL92], en étudiant numériquement et expérimentalement la dispersion des gouttes dans les sprays axisymétriques turbulents, ont obtenu le temps de vie des tourbillons à partir de l .

$$\begin{cases} t_v = l \left(\frac{2k}{3} \right)^{-\frac{1}{2}} \\ l = \frac{Cte \cdot k^{\frac{3}{2}}}{\varepsilon} \end{cases} \quad \text{E(I-67)}$$

L'échelle temporelle, associée aux échelles dissipatives, est aussi considérée dans l'étude d'interaction goutte-turbulence. Yuan et al. [YUA92] et Trichet et al. [TRI94] ont calculé le temps de vie des tourbillons comme:

$$t_v = \frac{l^2}{\nu_g} \quad \text{E(I-68)}$$

De la même manière, Tomboulides et al. [TOM89], en étudiant numériquement l'interaction goutte-turbulence dans un spray atomisé, calculent (t_v) comme :

$$t_v = \frac{k}{\varepsilon} \quad \text{E(I-69)}$$

Il est aussi possible de prendre l'échelle temporelle associée à l'échelle de Kolmogorov:

$$\tau_g = \tau_K = \left(\frac{\mu}{\varepsilon} \right)^{\frac{1}{2}} \quad \text{E(I-70)}$$

Ceci signifie que les gouttes dont le temps de réponse est (τ_K) sont capables de suivre toutes les fluctuations de l'écoulement.

Les autres échelles temporelles employées sont l'échelle intégrale Lagrangienne [HAR89]. L'échelle temporelle qui caractérise les variations dans la vitesse relative goutte-air est l'inverse du taux de variation de la vitesse:

$$\tau_g = \left| \frac{d\mathbf{v}_{gi}}{dz_j} \right|^{-1} \quad \text{E(I-71)}$$

ou selon Hinzé [HIN71]:

$$\tau_g = \left| \frac{\mathbf{v}'_{goj}}{\mathbf{v}_{gi}} \cdot \frac{d\mathbf{v}_{gi}}{dz_j} \right|^{-1} \quad \text{E(I-72)}$$

Interaction goutte-turbulence: En général, pour les écoulements bi-phasiques turbulents sont traités indépendamment deux aspects de l'interaction goutte-turbulence:

- 1.- Effet de la turbulence de l'air sur la dynamique des gouttes isolées.
- 2.- Modification de la turbulence de l'air par la présence des gouttes.

En réalité, ces deux effets sont liés de telle sorte que la dynamique d'une phase (air ou gouttes) modifie celle de l'autre.

La turbulence de l'air modifie la distribution de vitesses de gouttes et influe sur la dispersion de gouttes. Trichet et al. [TRI94], en étudiant expérimentalement la dispersion de gouttes par la turbulence créée par une grille, ont remarqué que la réponse des gouttes à la turbulence dépend du nombre de Stokes (**St**):

- 1.- Si $\mathbf{St} \ll 1$: Les gouttes suivent les fluctuations de la vitesse de l'air.
- 2.- Si $\mathbf{St} \gg 1$: La réponse des gouttes à la turbulence de l'air diminue avec **St**. Résultat, la vitesse de gouttes est déphasée par rapport aux fluctuations de la vitesse de l'air (la corrélation goutte-air diminue). Cette corrélation décroît aussi avec la turbulence.

La dispersion des gouttes par la turbulence de l'air (effet de la macroéchelle) quand $\rho_g/\rho_f \ll 1$ a fait l'objet de plusieurs types d'études [LAZ89, HIS92, AGG94, CHU88, HAN92]. Les résultats indiquent que la dispersion n'est pas homogène et dépend fortement du temps de réponse de gouttes:

- 1.- Si $St \ll 1$: Les gouttes se diffusent parfaitement car elles suivent bien les lignes de courant de l'écoulement.
- 2.- Si $St \gg 1$: La trajectoire des gouttes est peu altérée et les gouttes se diffusent mal.
- 3.- Si $St \approx 1$: Les gouttes sont centrifugées et se concentrent dans les bords des structures.

La modification de la turbulence par la suspension de gouttes est causée par plusieurs mécanismes inter-reliés [HIN71, YUA92] :

- 1.- L'augmentation des gradients de vitesse de l'air entre deux gouttes, modifie le spectre de la turbulence dans la gamme des nombres d'ondes correspondants à la distance moyenne inter-gouttes.
- 2.- Le décollement des tourbillons ou l'existence de sillage derrière les gouttes modifie le spectre de la turbulent dans la gamme des nombres d'ondes élevés.
- 3.- La dissipation de l'énergie turbulente quand la goutte est accélérée par un tourbillon.
- 4.- L'incrément de la viscosité turbulente par la présence de gouttes.
- 5.- La présence de gouttes diminue l'espace occupé par l'air, ce qui modifie l'intensité, l'échelle intégrale, la diffusion turbulente, et la dissipation visqueuse de l'écoulement.
- 6.- Le mouvement d'ensemble air-goutte comme une masse additionnelle (virtuelle).
- 7.- La déformation des gouttes (ou bulles).
- 8.- La dispersion inhomogène de gouttes par l'écoulement à cause de leur temps de relaxation, fait que la turbulence de l'air est affectée d'une manière aussi inhomogène.

Les mécanismes là-dessus dépendent de la concentration des gouttes et de leur taille face à l'échelle la turbulente de telle sorte que l'influence de la concentration sur l'intensité turbulente dépend du problème et des conditions considérées. La dissipation de l'énergie d'un tourbillon par l'accélération de la goutte est prise comme mécanisme principal de réduction de la turbulence [YUA92] (**mécanisme 3**). Ce mécanisme a lieu quand la taille de la goutte est plus petite que

l'échelle de la turbulente de l'écoulement et quand la concentration des gouttes est plus élevée. Cependant, le mécanisme principal générateur de la turbulence est la perturbation générée par le sillage ou le décollement des tourbillons et devient important quand l'échelle de la turbulence de l'écoulement est plus petite que la taille des gouttes.

D'un autre côté, le taux de dissipation augmente avec la concentration. Ceci se produit par la modification du spectre de turbulence dans la gamme des grands nombres d'onde (mécanismes 1 et 2) [HIN71]. Il paraît aussi que le coefficient de diffusion la turbulence diminue avec la concentration.

Finalement, les analyses de la stabilité linéaire des sillages et couches de mélanges bi-phasiques indiquent que la stabilité est favorisée quand l'inertie des gouttes n'est pas négligeable [CRO95]. Par contre, les gouttes dont le nombre de Stokes est petit déstabilisent l'écoulement.

Anisotropie des fluctuations de la vitesse de la goutte: Un phénomène caractéristique des écoulements bi-phasiques est l'anisotropie dans les fluctuations de la vitesse de la goutte. Les résultats expérimentaux indiquent que dans les sprays bi-phasiques turbulents stationnaires [WU84, SOL85, HAR89] et intermittents [HAR92] existe une anisotropie dans les fluctuations de la vitesse des gouttes plus grande que celle observée dans les sprays monophasiques [YUL78]. La fluctuation de la vitesse dans la direction axiale de l'écoulement est plus grande que dans la direction radiale. Le même comportement a été observé par Hishida et al. [HIS92] dans une couche de mélange turbulente bi-phasique.

Les résultats numériques sont contradictoires. Le modèle de Andrews et Bracco [AND89] prédit des fluctuations isotropes de la vitesse de goutte pour des sprays atomisés semblables à ceux de Wu et al. [WU84] en utilisant le modèle de turbulence isotrope. Par contre, Tomboulides et al. [TOM89] reproduisent l'anisotropie des fluctuations de vitesse de goutte avec un modèle de turbulence isotrope. Ces auteurs concluent que les fluctuations de la vitesse de goutte radiales sont dues au transfert de la turbulence de l'air vers les gouttes tandis qu'à la fluctuation axiale contribue le mécanisme proposé par Hinze [HIN71].

Selon Hinze [HIN71], l'anisotropie des fluctuations de la vitesse des gouttes dans les écoulements turbulents est due à l'existence de gradients de vitesse ensemble avec un temps de

réponse de la goutte fini. Les gouttes qui, par la composante fluctuante ($\mathbf{v}'_{goj}$) passent d'une région de l'écoulement à l'autre où la vitesse est différente, gardent la mémoire de la vitesse dans la première région. Et étant donnée que leur temps de réponse devant les variations de l'écoulement est fini, elles contribuent à augmenter la composante fluctuante de la vitesse dans la seconde région. Ceci se produit quand le temps de réponse de la goutte est grand face à l'échelle temporelle du taux de variation de la vitesse :

$$St = \frac{\tau_{go}}{\tau_g} = \frac{\tau_{go}}{\left| \frac{\mathbf{v}'_{goj}}{\mathbf{v}_{gi}} \frac{d\mathbf{v}_{gj}}{dx_j} \right|} \gg 1 \quad \text{E(I-73)}$$

D'un autre coté, Hardalupas et al. [HAR89], en étudiant les caractéristiques des jets de particules, ont observé que les fluctuations de la vitesse radiale de l'air sont plus grandes que les fluctuations de la vitesse radiale de gouttes, tandis que pour la composante longitudinale se produit le contraire. Ils attribuent la grande fluctuation longitudinale de la vitesse de gouttes à l'effet "dispersion en éventail". Cet effet a son origine dans le profil de vitesses non-uniforme à la sortie de l'injecteur. Comme $St \gg 1$ pour leurs tests, la turbulence de l'air ne modifie pas considérablement les trajectoires des particules, depuis la sortie de l'injecteur, qui sont des droites. A la sortie de l'injecteur, les particules possèdent une certaine composante fluctuante radiale $\mathbf{v}'_{go}$ qui leur concèdent une certaine trajectoire oblique. Ainsi, les gouttes, arrivant à une distance radiale donnée en aval de l'injecteur, contribuent à augmenter la fluctuation de la vitesse de gouttes par ce que elles proviennent de différentes positions radiales à la sortie de l'injecteur y possèdent donc des vitesses axiales différentes.

CHAPITRE II

**INSTALLATION EXPÉRIMENTALE
ET
SYSTÈME D'INJECTION**

Chapitre II

Installation expérimentale et Système d'injection.

L'étude du spray diesel, dans son environnement réel, c'est-à-dire la chambre de combustion du moteur diesel, présente plusieurs limites comme: le manque d'accessibilité de la chambre de combustion et la très haute température y régnante qui entraîne l'évaporation d'une partie du combustible, devenant ainsi invisible. À cause de ces contraintes, le spray diesel est plus souvent étudié dans des installations expérimentales reproduisant seulement une ou quelques conditions existantes dans le moteur réel. Les installations doivent être munies d'accès faciles aux techniques de mesures complexes souvent optiques comme les techniques lasers ou de visualisation [NAB96, SAT82].

Comme la masse volumique de l'ambient est le paramètre le plus important pour le spray diesel, des gaz inertes de masse moléculaire élevée remplacent l'air. De cette manière, la reproduction de la masse volumique, régnante dans le moteur réel, avec une pression plus faible est possible. Ainsi, l'évaporation et la combustion du mélange sont inhibées pour permettre des injections répétitives. Le dioxyde de carbone (CO_2) est le gaz le plus utilisé pour l'ambient [HIR90, VAR83]. Mais d'autres gaz, comme l'hexafluorure de soufre (SF_6), sont également employés [COG94, PAY96, DES97, DES98].

II.1. Maquette d'injection de haute masse volumique

Dans le département des moteurs et machines thermiques de l'université polytechnique de Valencia, un maquette d'injection de haute masse volumique a été développée pour étudier les sprays diesel tant macroscopiquement comme microscopiquement [ARR97a]. La maquette d'injection est utilisée pour diverses techniques de mesures entre autres la visualisation (*VideoSystem*) et l'Anémomètre Phase Doppler (PDPA). Avec cette maquette, le processus de l'injection est isolé des autres processus se produisant dans le moteur réel et agissant aussi sur l'évolution du spray diesel comme peuvent être la combustion et l'évaporation. Ainsi, l'évolution du spray peut être suivie dans la maquette sans les hautes températures et pressions, induites par la combustion et la compression de l'ambient respectivement.

Le gaz de l'ambient dans la maquette doit être renouvelé après chaque injection à cause des gouttes du combustible qui restent suspendues en lui. Un écoulement d'entraînement doit être assuré pour amener le gaz de l'ambient à un système de filtres pour extraire ces gouttes. L'ajustement des conditions dans la maquette pour chaque injection aux conditions existantes dans le moteur réel est indispensable. Toutes ces interventions doivent permettre de garantir la répétitivité des essais dans la maquette, sans laquelle les résultats ne peuvent être valides et fiables pour servir à des comparaisons sérieuses et concluantes.

La maquette est adaptée à l'application de différents systèmes d'injection, conventionnel ou électronique, Common Rail.

Les caractéristiques principales de la maquette vont être décrites dans la suite.

II.1.1. Atmosphère gazeuse intérieure

La principale caractéristique de la maquette est d'avoir un système simple et efficace capable de simuler les conditions ambiantes régnantes dans la chambre de combustion dans le moteur réel durant le processus d'injection. Les paramètres critiques, assurant la ressemblance entre le moteur réel et la maquette d'injection, sont la masse volumique et la viscosité du gaz.

La reproduction de la masse volumique de l'ambient dans le moteur réel est nécessaire pour

les raisons suivantes:

- 1- La masse volumique de l'ambient, incluse dans l'expression du nombre de Reynolds, est indispensable pour établir la similitude entre la maquette et le moteur réel.
- 2- La masse volumique a une influence primordiale sur la géométrie du spray (pénétration et angle du cône).
- 3- La masse volumique, en intervenant dans l'expression des forces aérodynamiques, définit le diamètre caractéristique des gouttes.

Dans le moteur réel, durant le processus d'injection, la masse volumique de l'ambient, sous l'action de la compression (haute pression), acquiert des niveaux trop élevés ($\sim 25\text{-}35 \text{ kg/m}^3$). Par contre, dans la maquette, l'obtention d'une masse volumique identique est possible sans une pression élevée ($< 10 \text{ bar}$ (1 MPa)), grâce à un gaz de poids moléculaire élevé introduit sous vide. Le gaz doit être inerte pour éviter les corrosions par formation d'acides et la combustion pour étudier le développement du spray dans son intégralité. Enfin, le gaz doit être aussi transparent pour l'usage des méthodes de mesure optiques, inodores et non toxique pour la sécurité des manipulateurs lors de l'introduction et la purge.

Le gaz, choisi parmi ceux existants sur le marché pouvant remplir les exigences là-haut, est le SF_6 commercial de pureté 3,0. Ses caractéristiques sont montrées dans le tableau A-2 (annexe A2). Le SF_6 permet d'atteindre une masse volumique ambiante de 30 kg/m^3 avec une pression de l'ordre de 5 bar ($0,5 \text{ MPa}$) seulement à la température ambiante 25°C . La pression et la température nécessaires pour atteindre cette masse volumique avec de l'air seront de l'ordre de 70 bar (7 MPa) et de 900K respectivement. Le SF_6 possède plusieurs similarités avec l'air, telles que la viscosité dynamique (air: $1,8 \cdot 10^{-5} \text{ kg/ms}$ à 20°C) et les propriétés optiques [COG94, SAL94a, SAL94b].

Pour déterminer la masse volumique de SF_6 en fonction de la pression et la température dans la maquette, l'équation de Van der Waals pour les gaz réels a été utilisée. La valeur déduite corrobore celle obtenue par Hurly et al. [HUR00] qui ont étudié ce gaz plus succinctement.

II.1.2. Composantes de la maquette et leurs fonctionnement

La figure A-1 (annexe A.3) montre le schéma de l'installation complète où peuvent être identifiés les différents éléments formant la maquette.

Chambre pressurisée: La chambre est l'enceinte dans laquelle est injecté le combustible et où sont réalisées toutes les mesures nécessaires pour les études macroscopiques et microscopiques du spray. Elle est formée d'une carcasse creuse d'aluminium soudée sur laquelle existent les mécanismes pour placer les trois accès optiques, le port injecteur, l'entrée et sortie du gaz, et enfin, la thermo-résistance et le capteur de pression. La chambre est munie de trois fenêtres de méthacrylate pour les accès optiques. L'épaisseur des fenêtres est capable de supporter une pression allant jusqu'à 5 bar (0,5 MPa). La figure A-1b montre une coupe longitudinale de la chambre (élément 1 (Fig. A-1a)). Le support de l'injecteur est monté verticalement et orienté vers le haut (orientation inverse dans le moteur). Un redresseur d'écoulement en nid d'abeilles est placé derrière l'injecteur pour éviter les turbulences de l'écoulement d'entraînement, pouvant se former autour de l'injecteur, et qui peuvent influencer le développement du spray.

Compresseur Roots: Le compresseur (élément 4 (Fig. A-1b)), utilisé pour faire circuler le gaz à travers la maquette, est formée d'un piston rotatif type Roots dont la soufflerie est une RNA-21.10. La soufflerie est actionnée par un moteur électrique triphasique. L'écoulement d'entraînement du gaz, engendré par le compresseur, nettoie la chambre des gouttes du combustible qui restent en suspension dans le gaz ambiant après chaque injection. Le compresseur doit posséder certaines caractéristiques pour assurer un fonctionnement optimal durant les essais:

- 1.- Le débit du compresseur Roots, variant avec la fréquence du moteur électrique, doit atteindre $5\text{m}^3/\text{min}$ pour épurer la chambre.
 - 2.- La pression d'impulsion du compresseur doit être de l'ordre de 6,2 bar (0,62 MPa) pour que la masse volumique du gaz dans la chambre soit de l'ordre de 35 kg/m^3 .
 - 3.- Un échangeur de chaleur, accouplé au compresseur et contrôlé par une valve thermoélastique, permet de stabiliser la température dans la chambre pour que les variations de pressions, que peut produire la modification de la température de l'ambient, n'aient pas lieu.
 - 4.- Le compresseur est muni d'une série d'accessoires: Une cabine d'insonorisation pour isoler le bruit du compresseur, un by-pass de recirculation pour le réglage manuel, un
-

by-pass en parallèle à l'échangeur de chaleur et une valve de sécurité.

Le compresseur Roots assure la répétitivité des essais par la mise en recirculation du gaz de l'ambient (SF_6) à une vitesse de l'ordre de 4m/s. La vitesse du gaz est négligeable devant la vitesse d'injection du spray diesel, c'est pourquoi elle n'affecte pas le comportement du spray.

Système de filtrage: Le système des filtres assure l'épuration du gaz (SF_6) qui circule à travers la maquette. Pour une meilleure épuration, les filtres sont placés en aval de la chambre et en amont du compresseur Roots (éléments 2 et 3 (Fig. A-1a)). Les filtres permettent de condenser le combustible, qui est sous forme de gouttes dans le gaz de l'ambient (SF_6), pour être extrait ensuite. La tâche est réalisée par deux filtres:

1. Un filtre centrifuge de type cyclone (élément 2 (Fig. A-1a)), placé juste devant la chambre, extrait la plus grande partie du combustible, suspendu dans le gaz ambient, et l'évacue ensuite vers l'extérieur avec un système de purge.
- 2.- Un filtre céramique (élément 3 dans la figure A-1a), situé devant le premier filtre centrifuge, permet d'extraire du gaz de l'ambient les gouttes les plus fines.

Valves de sectionnement: Les valves de sectionnement (éléments 10 (Fig. A-1a)) permettent d'isoler la chambre et les filtres pour le nettoyage et la manipulation pour ne pas gaspiller le gaz de l'ambient (SF_6). Les valves entre la chambre et les filtres sont placées le plus proche possible de la chambre. Les valves sont de type sphérique. Les valves, une fois fermées, sont totalement hermétiques et peuvent supporter des pressions absolues supérieures à 10 bar (1 MPa).

Conductions: Les unions entre les différentes composantes de la maquette sont assurées par une série de conduites d'aciers soudées. Ces conduites supportent les hautes pressions en permettant de faibles pertes de la charge. Le diamètre et l'épaisseur des conduites sont de 100 mm et 4,5 mm respectivement. Les unions entre les conduites dans certains points du circuit de la maquette sont flexibles pour faciliter les opérations de montage et démontage. Ces unions absorbent les non-alignements entre les composantes de la maquette et assouplissent la rigidité de l'ensemble.

Convertisseur de fréquence: Un système électronique permet d'ajuster la vitesse de révolution du moteur électrique, qui est actionné par le compresseur, et par conséquent le débit du gaz. Le convertisseur de fréquence de type "3G3IV-B4330" a une précision de 0,01% et une réponse de

sortie variable, oscillant entre 0,1 et 400Hz.

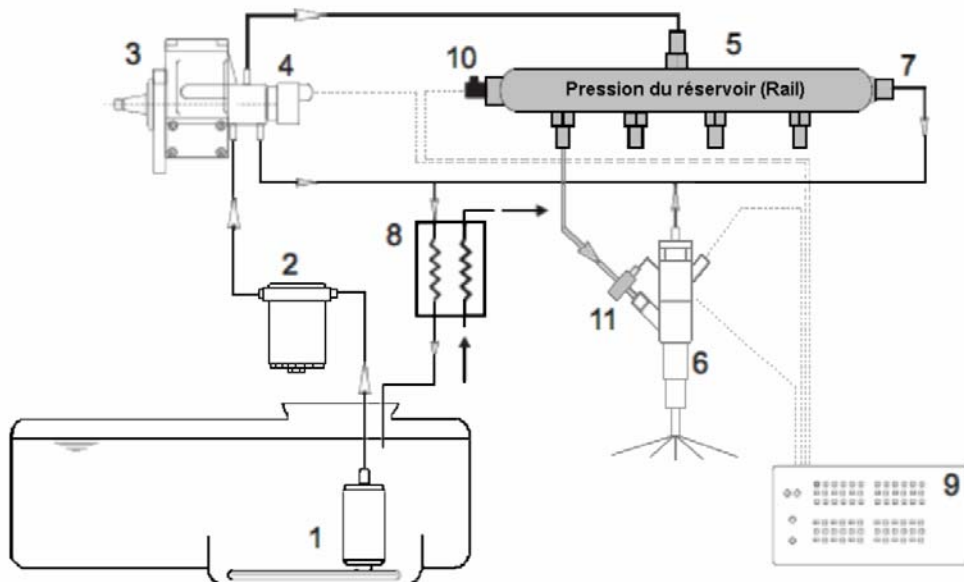
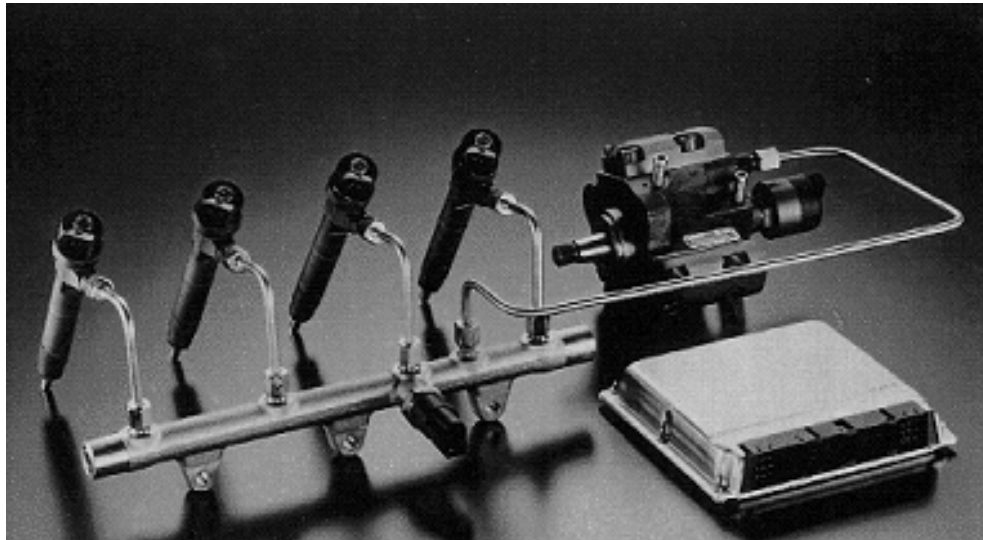
II.2. Système d'injection Common Rail.

Durant des années, des ingénieurs du secteur automobile travaillaient sur le développement d'un système d'injection électronique flexible pour les moteurs diesel d'injection directe (D.I.), communément nommé système Common Rail. Le système, contrôlé électroniquement, permet de varier librement et indépendamment la pression d'injection, l'instant et la durée d'injection (t_{inj}). Ce système est complètement différent des systèmes d'injection conventionnels. Une pompe de haute pression alimente de manière continue un réservoir, nommé Rail. Dans ce réservoir, le combustible est gardé à la pression souhaitée pour alimenter par la suite plusieurs injecteurs ou un seul, comme c'est le cas dans ce travail. De cette manière, la compression du combustible est découplée de l'injection. Le système C.R., utilisé dans ce travail, est présenté dans la figure II-1. Une quantité du combustible est injectée, l'autre, moins importante, sert à contrôler les aiguilles des injecteurs et retourne ensuite au dépôt, d'où son nom de débit de retour. Le volume du combustible, se trouvant entre la pompe de haute pression et les injecteurs, agit comme un accumulateur. Le combustible, qui est compressible, amortit les vibrations produites par la pompe de haute pression et surtout par la brusque extraction du combustible par les injecteurs.

Injecteur: Dans la figure II-2, un porte injecteur est présenté dans lequel il peut être distingué:

- Une tuyère multi-orifices à ressort, qui ramène l'aiguille à sa position.
- Un piston de commande (P).
- Un orifice (Z) pour alimenter en combustible le piston de commande.
- Un orifice (A) qui s'ouvre et se ferme par une électrovalve.

En absence de pression du combustible sur le côté du ressort de l'aiguille de l'injecteur, la tuyère s'ouvre à une pression de 45bar (4,5MPa). La désactivation de l'électrovalve ferme l'orifice A, situé dans la partie supérieure du piston de commande. La pression du combustible dans le Rail agit au niveau de l'extrémité supérieure du piston de l'injecteur (étranglement Z) et de l'extrémité inférieure de l'aiguille de l'injecteur (étranglement D). Ainsi la pression du combustible exerce une force, en plus de celle du ressort de l'aiguille, pour fermer la tuyère.



1-Réservoir du combustible avec pompe près assistée (0,25MPa), 2-Filtre, 3-Pompe de haute pression (15-140MPa), 4-Régulateur de pression, 5-Réservoir de stockage (Rail), 6-Injecteur avec valve solénoïde et trou, 7-Valve de surpression, 8-Échangeur de chaleur, 9-Tuner amplificateur, 10-Capteur de pression (0-160MPa), 11-Capteur de pression de précision piézorésistif (0-200MPa)

Figure II-1: Système Common-Rail, photo (en haut) et schéma (en bas).

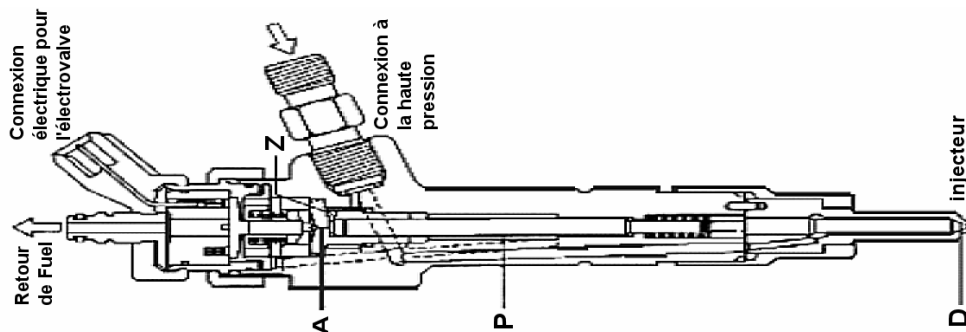


Figure II-2: Ensemble porte-injecteur et injecteur.

Quand le pulse de l'électrovalve est activé, l'orifice (A) s'ouvre et ainsi la pression dans le volume de contrôle, compris entre la partie supérieure du piston et l'orifice de sortie (A), chute et la tuyère s'ouvre. Quand la tuyère est complètement ouverte, la partie supérieure du piston de l'injecteur couvre l'étranglement (A) ce qui réduit la quantité du combustible retournant au réservoir. Quand le pulse disparaît, la pression, exercée sur la partie supérieure du piston de l'injecteur, augmente et l'injecteur se referme.

II.2.1. Injection multiple

L'électrovalve de l'injecteur peut être activée plusieurs fois durant un cycle du moteur. De cette manière, une pré-injection, une injection principale et une post-injection peuvent être utilisées durant un même cycle. Ceci proportionne une grande flexibilité dans l'ajustement de l'injection.

Pré-injection:

L'injection d'une petite quantité du combustible, 1 à 2mm³/cycle durant la phase de compression du moteur avant l'injection principale, peut permettre de réduire le bruit de la combustion. Dans ce but, la quantité pré-injectée doit être contrôlée de manière précise et avoir lieu dans un intervalle de temps précis avant l'injection principale. Une pré-injection, effectuée très tôt, augmentera le bruit de la combustion. Par contre, elle augmentera l'émission de suies si elle est effectuée trop tard. En général, la quantité pré-injectée et l'intervalle de temps (angle du vilebrequin) doivent décroître avec l'augmentation du régime du moteur. La pré-injection peut être variable avec le C.R.

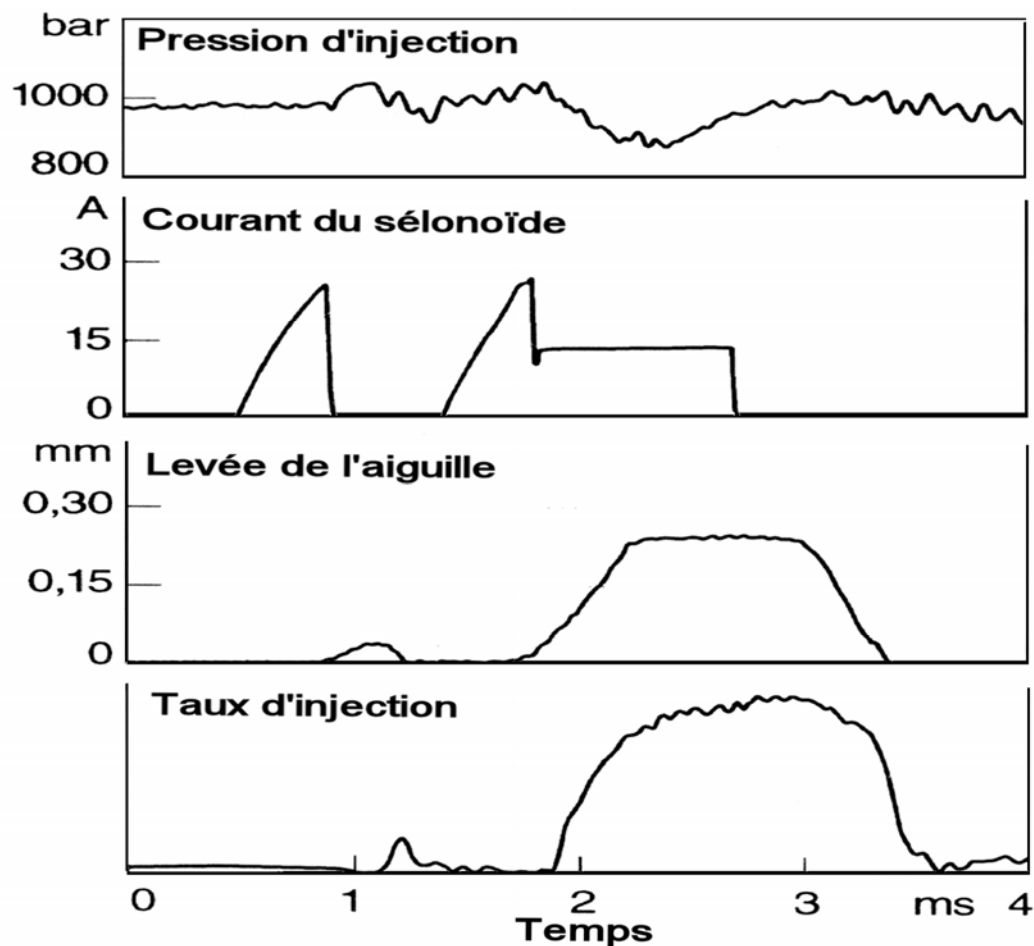
La figure II-3 montre la forme du courant du solénoïde, actionnant l'électrovalve, et comment celui-ci agit sur la levée de l'aiguille, le débit d'injection et même la pression d'injection. Un contrôle rigoureux de la quantité pré-injectée exige l'usage d'injecteurs extrêmement précis. Pour cela, une grande considération doit être accordée aux sections efficaces de l'écoulement dans les étranglements suivants (Fig. II-2) :

- Étranglement de l'entrée (Z).
 - Étranglement de sortie (A) depuis le volume de contrôle.
 - Étranglement variable (D) produit par la levée dans le temps de l'aiguille.
-

Pour un contrôle rigoureux, la valve électromagnétique (A) doit s'ouvrir et se fermer rapidement et complètement. La pré-injection dans la figure II-3 dure 300 μ s, alors que la valve électromagnétique ne nécessite que 270 μ s pour s'ouvrir et se refermer complètement.

Post-injection:

L'électrovalve peut s'ouvrir à nouveau après l'injection principale. Le combustible peut être ainsi injecté pendant la phase d'expansion du moteur, c'est la post-injection. La post-injection peut jouer, dans ce cas, le rôle d'agent réducteur parallèlement à un catalyseur de NOx.



P_0 : 100MPa, injection pilot: 1,7 mm³/stroke,
injection principale: 45mm³/stroke, trous de l'injecteur: 5x0,18mm

Figure II-3: Pré-injection dans l'injection diesel.

II.2.2. Buse de l'injecteur

Les injecteurs diesel d'injection directe actuels peuvent être classés en deux groupes:

- 1.- Injecteurs à sac, pour lesquels l'aiguille de l'injecteur s'ouvre et se ferme au passage du combustible vers le volume défini (sac) qui alimente les orifices de sortie à la chambre de combustion (Fig. II-4a).
- 2.- Injecteurs d'orifices fermés par l'aiguille (VCO : "*Valve Covered Orifice*"). Dans ceux-ci, l'assise de l'aiguille de l'injecteur s'ouvre et se ferme directement au passage de combustible vers les orifices de l'injecteur (Fig. II-4b).

Les injecteurs à sac, qui sont d'une conception plus ancienne, sont les plus utilisés dans les moteurs diesel d'injection directe. Le rôle du sac est d'assurer une répartition uniforme du combustible entre les orifices pour que les sprays soient de mêmes formes géométriques. L'inconvénient de ces injecteurs est qu'à la fermeture de l'aiguille, le volume du combustible restant dans le sac entre dans la chambre de combustion en forme de goutte non atomisée et cause des émissions de fumées.

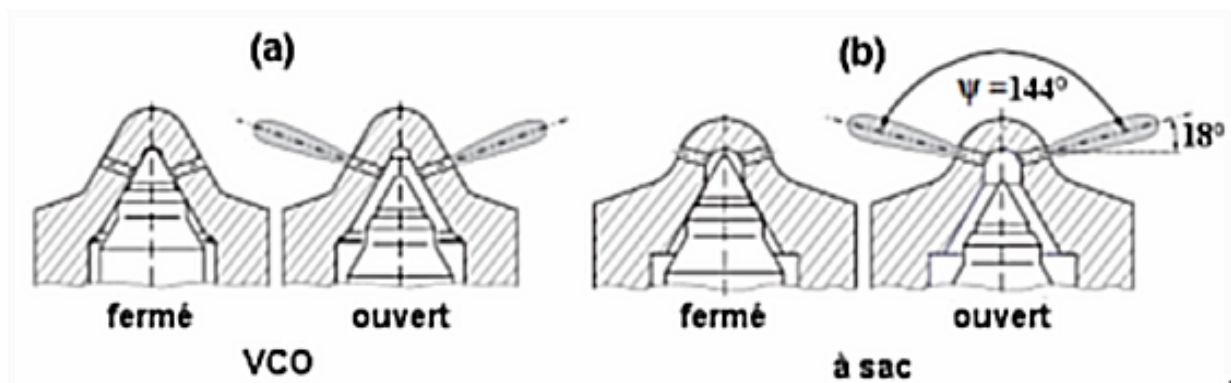


Figure II-4: Schéma des injecteurs VCO (a) et à sac (b).

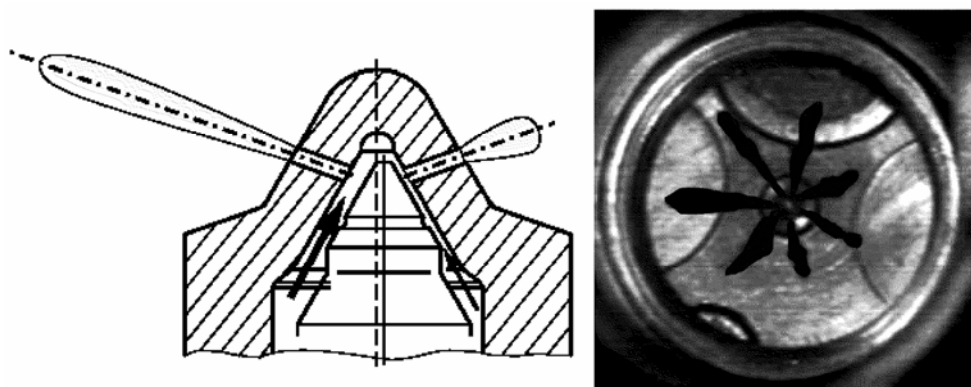


Figure II-5: Asymétrie des sprays d'un injecteur VCO.

Les injecteurs VCO ont été conçus pour remédier à ce problème. Par contre, l'absence du sac ne permet pas une distribution uniforme du combustible entre les orifices (Fig. II-5). La forme des sprays générés dépend de la disposition et l'inclinaison des orifices, et de la levée de l'aiguille. La variation de forme entre les sprays des injecteurs VCO est plus importante que dans le cas des injecteurs à sac. La vibration de l'aiguille de l'injecteur VCO à cause de la haute pression provoque l'ouverture de certains orifices avant d'autres induisant des sprays d'aspects différents [CAM94].

Pour éviter le problème de la flexion de l'aiguille des injecteurs VCO, les fabricants ont modifié partialement les injecteurs en ajoutant des guides pour l'aiguille. En plus, la tendance actuelle est le retour aux injecteurs à sac, où le volume du sac est réduit au minimum indispensable (mini-sac). Farrar-Khan et al. [KHA92] concluent que le volume du sac affecte directement la taille moyenne des gouttes dans le spray. Ils rapportent aussi que le diamètre moyen de Sauter (DMS) est plus grand dans les sprays des injecteurs à mini-sac que dans ceux des injecteurs à sac et VCO.

Les injecteurs utilisés au laboratoire (DMMT-UPV-Valencia) sont de deux types et ils dépendent du système d'injection appliqué. Les premiers sont des injecteurs à sac commercial type Bosh DSLA-PV de 5 orifices et sont utilisés avec le système d'injection conventionnel. Un seul orifice est perforé sur les cinq qu'il peut comporté l'injecteur. Un dispositif, couplé à l'injecteur, permet pendant l'injection du combustible à travers l'orifice perforé de récupérer le combustible non-utilisé, correspondant aux quatre orifices non perforés. Ceci procure l'avantage de traiter un seul spray au lieu de cinq que peut produire l'injecteur commercial. L'inconvénient majeur de ces d'injecteurs réside dans la variation importante des masses du combustible injectées par les différents orifices, comme pour les injecteurs VCO (Fig. II-5). Ceci rend impossible de déterminer le débit massique d'injection correspondant à chaque orifice, car la technique de mesure détermine le débit massique d'injection globale. Les seconds sont des injecteurs type Bosh DLLA-PV 3185594 à mini-sac (Fig. II-6) et sont utilisés avec le système C.R., dont le prototype de recherche possède un seul orifice perforé. L'injecteur à mini-sac facilite l'expérimentation et élimine l'erreur de masse entre les orifices. Mais son principal inconvénient est la modification des conditions hydrauliques. Le spray, généré par l'injecteur mono-orifice, est différent des sprays générés par l'injecteur multi-orifices associé [SOT95, XU90a, XU90b]. L'épaisseur de la buse de cet injecteur est de 1mm. Trois diamètres de buses

sont utilisés avec cet injecteur 0,11, 0,19 ou 0,27mm, ce qui donne alors trois valeurs différentes pour le rapport longueur/diamètre (L_0/d_0) de l'injecteur.

Par la forte chute de pression, le phénomène de la cavitation est inévitable. En plus, les trous cylindriques (comme ceux utilisés dans cette étude) sont plus disposés à la cavitation que ceux des autres types de géométries comme par exemple les trous convergents [PAY02, MAC03, KOO03].

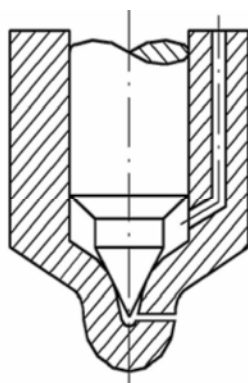


Figure II-6: Schéma de l'injecteur à mini-sac à 1-orifice.

Pour les trous cavitants, le nombre de cavitation critique (Cn_{cri}) correspond à la chute de pression quand la cavitation commence à apparaître dans le trou. Quand ce phénomène se produit pour un niveau de pression d'injection donnée, il est révélé par la stabilisation du débit massique d'injection à travers le trou, en dépit des augmentations dans la pression de décharge (choc) [DES03, MAC03, PAY04a, PAY04c].

Il est connu que l'angle du cône du spray augmente quand la cavitation se produit dans le trou de l'injecteur. Dans ce cas, l'angle du spray augmente proportionnellement à la longueur de l'écoulement affecté par la cavitation dans le trou de l'injecteur [MAC03, PAY04a, PAY04c]. L'angle du spray ne se stabilise que lorsque la cavitation ait occupée tout le trou (cavitation complètement développée). Cependant, dans le présent cas, ce comportement transitoire a été évité parce que les chutes de pressions sont suffisantes pour assurer la cavitation complète même pour la pression d'injection de 30 MPa. En réalité, le nombre de cavitation critique (Cn_{cri}) pour les injecteurs de cinq trous axisymétriques a été caractérisé par Desantes et al. [DES05]. Cette caractérisation a confirmé la condition de cavitation complète.

CHAPITRE III

TECHNIQUES DE MESURES OPTIQUES

Chapitre III

Techniques de mesures optiques.

Les études macroscopiques et microscopiques des sprays des moteurs diesel demandent des techniques de mesure assez complexes. À cause des temps trop courts (<5 ms) et des hautes vitesses des injections (>200 m/s), et des tailles de goutte trop petites (<20 μm), une bonne précision des mesures ne peut être atteinte qu'avec les méthodes optiques. Les méthodes de mesure optiques sont non intrusives et libre d'inertie. Les sondes mécaniques sont écartées à cause de leur trop lent dépouillement et leur perturbation de l'écoulement.

Dans la littérature peuvent être trouvées de nombreuses méthodes de mesure optiques qui s'adaptent parfaitement à l'étude des sprays des moteurs diesel. La méthode de Schlieren et la technique de diffusion de Mie de la lumière sont souvent utilisées pour discerner les contours du spray [PAU99]. Ces méthodes utilisent des caméras modernes assez rapides pour enregistrer des séquences d'images définissant la forme et l'expansion du spray. Les méthodes de spectroscopie, basées sur la diffusion de Rayleigh ou Raman, délivrent des informations sur la vaporisation du combustible ou la composition du mélange dans le spray à un temps bien défini [RAB99]. Les méthodes lasers, induites de fluorescence (LIF et LIPF), permettent un suivi du mouvement de la phase gazeuse à travers la visualisation 2D des molécules fluorescentes à un temps donnée [FET00]. La vélocimétrie Doppler laser (LDA) permet de suivre l'évolution temporelle de la vitesse des gouttes traversant le volume de mesure en un point donnée [ARA99b]. Avec l'anémomètre phase Doppler, le diamètre des gouttes est déterminé en plus [ARA99a]. La taille

de goutte peut être en principe déterminée par la photographie d'impulsion 3D [GEB96, MAY01]. Les essais, réalisés au sein de ce travail, montrent, cependant, que le spray trop dense et les gouttes de tailles trop petites sont évalués de manière adéquate.

À cause de la complexité du spray diesel dans son évolution spatio-temporelle, deux méthodes de mesure optiques complémentaires; le système vidéo d'acquisition d'images (*Video-System*) et l'anémomètre phase Doppler, ont été choisies pour effectuer les mesures. La première permet une caractérisation macroscopique du spray diesel (pénétration, angle du cône,...etc.), par contre la deuxième caractérise le spray diesel de manière microscopique (vitesse et taille de gouttes, ...etc.). La technique vidéo d'acquisition d'images est décrite dans la littérature [ARR97a, ARR97b, GON98, KAM90, PAU96]. Cependant, une brève description de ses principales caractéristiques est présentée. L'anémomètre phase Doppler, qui est moins connu, est discuté de manière extensive dans la suite.

III.1. Système d'acquisition d'images “Video-System”.

Les prises photographiques de la technique d'ombroscopie du *Video-System* permettent de caractériser le spray diesel de manière macroscopique, notamment la pénétration du spray, l'angle du cône du spray et d'autres paramètres dérivés (le volume et la masse du spray).

La technique photographique d'ombroscopie est basée sur l'obtention de l'ombre de l'objet (spray) s'interposant entre la caméra et le projecteur de la lumière (Fig. III-1). Le montage se compose d'un support de flash, d'une lentille de 200mm de diamètre, d'une caisse de miroirs (périscope) et d'un écran diffuseur. La lentille et l'écran diffuseur permettent d'uniformiser la lumière du flash qui est plus concentrée.

L'acquisition des images est réalisée para la chaîne Video-Scope AVL 513D de la firme autrichienne AVL. La chaîne est formée d'une unité d'illumination, une camera CCD couleur, un ordinateur PC ayant plusieurs cartes de communication pour la visualisation et l'enregistrement des images.

Unité d'illumination: L'intensité de la lumière utilisée est variable, permettant une illumination stroboscopique de haute puissance. La durée du flash de la lumière du stroboscope peut réduite à

une valeur minimale de 100 μ m. Cette durée d'illumination est suffisamment courte pour assurer les prises d'images nettes, même pour le spray injecté à grandes vitesses.

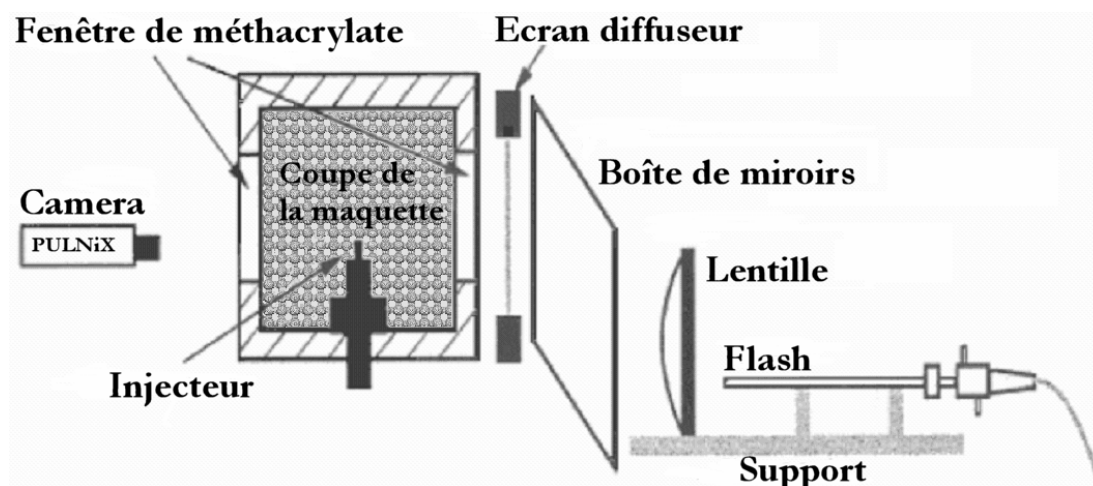


Figure III-1: Technique de photographie d'ombroscopie.

Camera CCD: La caméra couleur digitale (TMC-9700) de firme PULNiX est formée d'un objectif SIGMA 70-300 auquel s'accouple une lentille d'approximation de 25 mm ou 50mm de distance focale. La camera peut prendre et enregistrer une image pour des événements se produisant dans un intervalle de temps de 100 μ s. La résolution maximale de la camera peut atteindre 768x484pixels.

Le signal d'acquisition d'image est un *trigger* externe fourni par le pulse de commande du système d'injection C.R. Le signal *trigger* est pris comme référence de temps. Le décalage entre la prise de deux images consécutives peut être réduit à 62,5 μ s (1/16000s). Dix images, prises à un même instant depuis le début de l'injection, sont moyennées pour réduire la dispersion, existant entre les différentes images. Les images, obtenues de cette manière, permettent de caractériser le spray diesel avec une résolution temporelle suffisante.

Système de visualisation et d'enregistrement: La visualisation des images est faite avec un PC, ayant un processeur Pentium Pro 200 (opérant avec Windows NT à 32bits), 128Mb de RAM, un disque dur de 4Gb et un moniteur couleur 17". Ensuite, les images sont enregistrées par une unité magnéto-optique sur des disques SCSI portables d'une capacité de 2,6Gb. Deux cartes RS-422 d'acquisition de données permettent la communication entre le PC et les différentes composantes du système Video-Scope. Un exemple des images du spray, obtenues

par cette technique, est présenté sur la figure III-2.

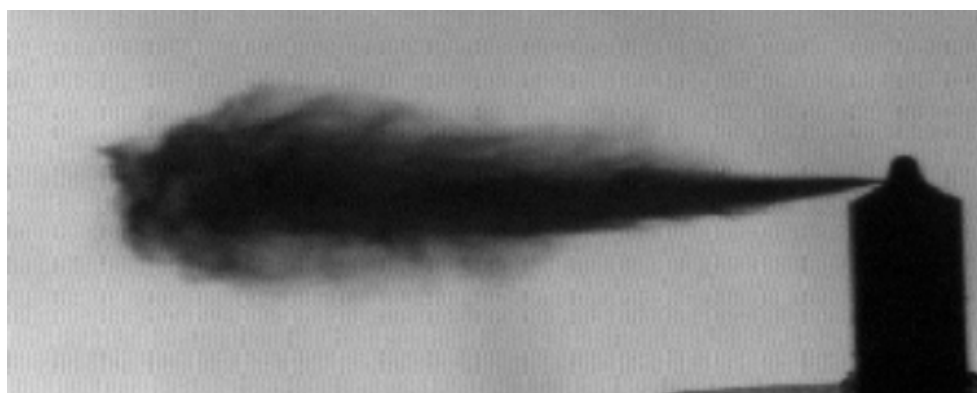


Figure III-2: Image d'un jet prise par la technique d'ombroscopie.

La séquence d'images de l'évolution d'un spray diesel est formée d'une succession d'images décalées entre elles d'un intervalle de temps déterminé au préalable. Ensuite, les séquences d'images captées pour des injections différentes sont moyennées. Cette technique permet d'obtenir des informations sur la dispersion cyclique entre les différentes injections. La séquence moyenne d'images, fournissant une information importante sur l'évolution spatio-temporelle du spray, permet de déterminer la pénétration et l'angle du cône du spray.

III.2. Système de mesure PDPA.

Durst et Zaré dans l'année 1975 [DUR75] étaient les premiers à étendre le principe de l'anémomètre Doppler laser ("*Laser Doppler Anemometer*": LDA), inventé par Yeh et Cummins en 1964 [YEH64] et utilisé depuis à mesurer la vitesse des particules dans les écoulements des fluides, pour mesurer aussi la taille des particules. La nouvelle technique ainsi née se nomme l'anémomètre phase Doppler ("*Phase Doppler Particle Analyzer*": PDPA). Le premier prototype de la technique PDPA a été commercialisé en 1984 par la firme Danoise Dantec.

Cette technique est utilisée dans ce travail pour l'étude microscopique du spray diesel par les mesures simultanées de la taille et de la vitesse de gouttes à différentes positions au sein du spray pour différents instants depuis le début de l'injection.

Les bases physiques de la technique PDPA vont être exposées là-dessous pour une meilleure compréhension des résultats qui vont être présentés par la suite. Cependant pour plus

d'information sur la technique, la consultation des travaux de Mayinger et Feldman [MAY01] est recommandée.

Le schéma de base du système PDPA est représenté sur la figure III-3. Dans le schéma, on peut distinguer deux faisceaux de lumière laser cohérents de même longueur d'onde λ qui se font converger sous un angle (2θ) en traversant une lentille convergente. Le volume de mesure ("probe volume") se forme au point où les deux faisceaux se croisent. Le volume de mesure est constitué de franges d'interférence. Les particules diffusent de la lumière lorsque elles traversent les franges du volume de mesure. Une optique de réception, dont l'axe fait un angle φ (angle de diffusion) avec l'axe de l'optique de transmission, collecte la lumière diffusée grâce aux détecteurs D_1 et D_2 . Les détecteurs sont symétriques par rapport au plan-XY avec des angles d'élévation $\pm\psi$.

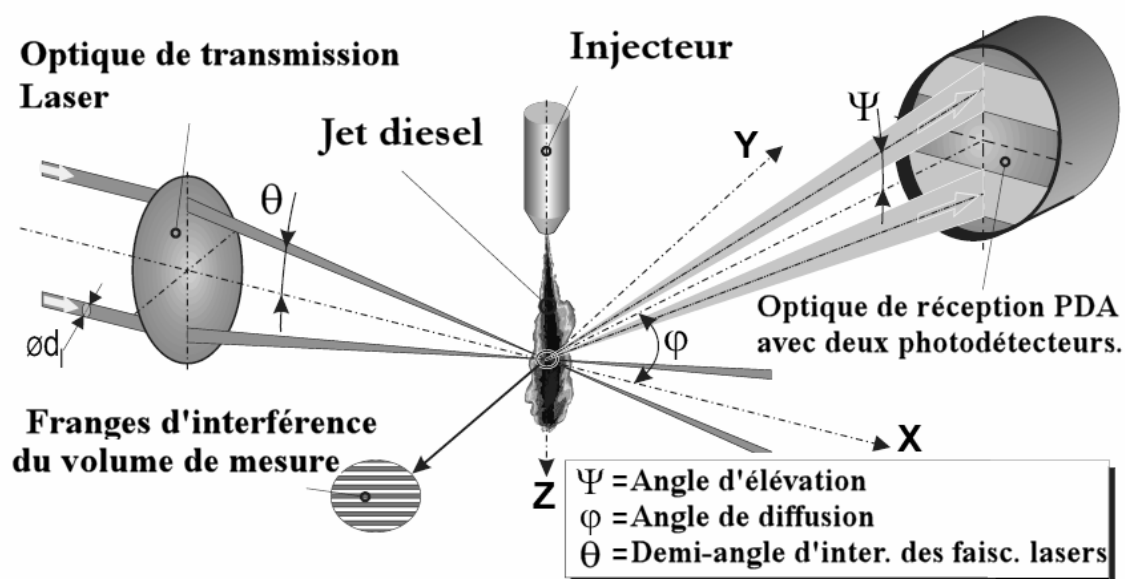


Figure III-3: Schéma d'un système PDPA à 1D avec deux photo-détecteurs (D_1) au-dessus et (D_2) au-dessous du plan de diffusion (Plan -XY).

III.2.1. Détermination de la vitesse de gouttes

La mesure de la vitesse de la goutte avec la technique PDPA, basée sur le principe de l'anémomètre Doppler laser (LDA), est expliquée par la figure III-4.

Une particule, en traversant le volume de mesure, diffuse les lumières issues des deux faisceaux lasers dans toutes les directions. Les deux composantes de la lumière diffusée possèdent par rapport aux deux faisceaux incidents respectifs un déplacement de fréquence (Δf), c'est l'effet (ou déplacement) Doppler. Le déplacement Doppler est dépendant de l'angle que forme la direction du vecteur vitesse de la particule avec les faisceaux incidents, il peut être négatif ($+\Delta f$) ou positif ($-\Delta f$). Par contre, ce déplacement de fréquence est tellement petit pour qu'il soit facilement mesurable en utilisant un seul faisceau incident. La superposition des lumières diffusées issues des deux faisceaux incidents sur un même photo-détecteur (photomultiplicateur) résulte en un signal modulé. À partir de la fréquence modulée (f_s) (ou fréquence Doppler) de ce signal modulé, la vitesse de la particule est déterminée [DUR89]:

$$v = \frac{f_s \lambda}{2 \sin(\theta)} \quad (\text{III-1})$$

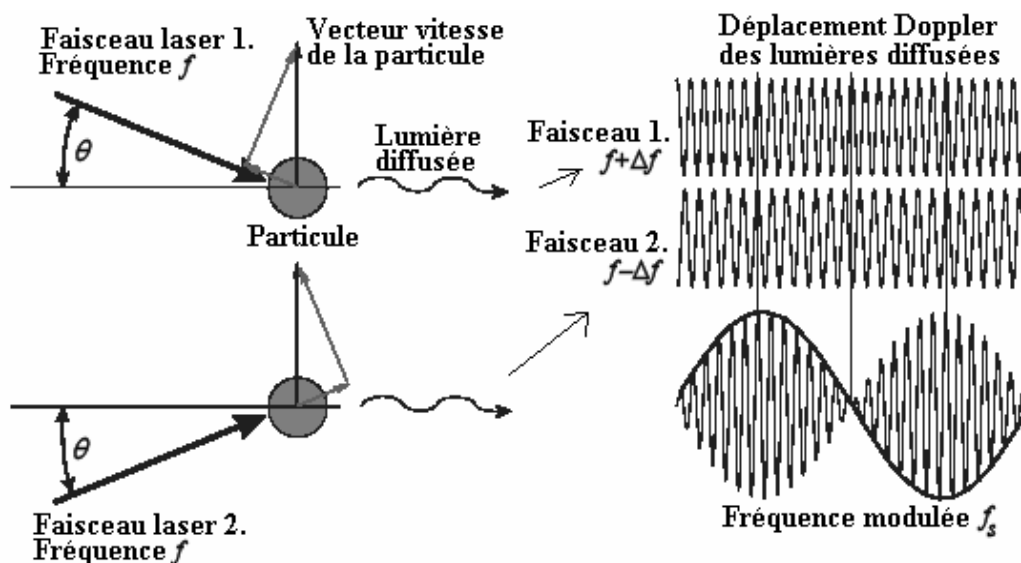


Figure III-4: Mesure de la vitesse avec l'Anémomètre Phase Doppler [JOR99].

Puisque à partir de la fréquence doppler, ne peut pas être déterminée la direction du mouvement de la particule, la fréquence d'un des deux faisceaux lasers incidents est augmentée avec l'aide d'une cellule de Bragg de 40MHz (Fig. III-5). Ceci entraîne un mouvement des franges d'interférence. Ainsi, une particule, immobile dans le volume de mesure, produit une fréquence modulée égale à la fréquence de mouvement des franges c'est à dire 40MHz. Par

contre, pour une particule en mouvement dans le même sens que les franges (direction positive), la fréquence modulée détectée est supérieure à 40MHz. Si la particule se déplace dans le sens opposé (direction négative), la fréquence détectée est alors inférieure à 40MHz. La largeur de bande sélectionnée dans ce travail sur le compteur de fréquence est de 36MHz, ce qui permet de détecter des fréquences dans l'intervalle 34-70MHz.

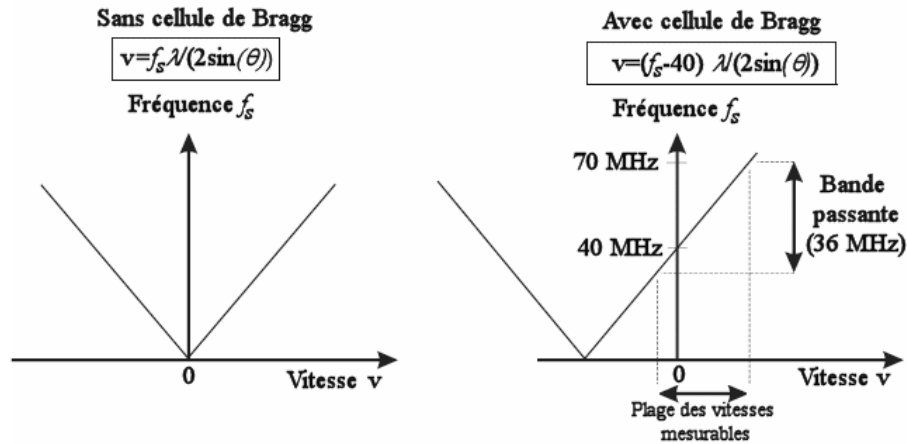


Figure III-5: Signal typique reçu par le photo-détecteur sans (à gauche) et avec (à droite) cellule de Bragg.

III.2.2. Détermination du diamètre de gouttes

Les lumières des deux faisceaux lasers incidents sont diffusées dans toutes les directions par la présence d'une particule dans le volume de mesure (Fig. III-6). La lumière diffusée est en fait le résultat d'interférence entre les deux lumières, diffusées par la particule sur chacun des deux faisceaux lasers incidents. Deux détecteurs, placés dans l'espace (D_1 et D_2), détectent chacun une portion différente du signal d'interférence. Les deux portions du signal d'interférence ont la même fréquence Doppler mais peuvent être déphasés pour avoir parcouru des chemins optiques différents. Durst et Zaré [DUR75] ont montré que ce déphasage, aussi bien pour la lumière diffusée réfractée que réfléchi, possède une dépendance linéaire avec le diamètre de la particule (ou de la goutte) (d_{go}) comme c'est le cas dans ce travail.

Les relations phase-diamètre pour la réflexion et la réfraction de 1^{er} ordre peuvent être décrites à l'aide des équations E(III-2) et E(III-3) [DAN00] suivantes:

$$\text{Réflexion: } \Phi = \frac{2\pi d_{go}}{\lambda} \left(\frac{\sin \theta \sin \psi}{\sqrt{2(1+q)}} \right) \quad \text{E(III-2)}$$

$$\text{Réfraction (1^{er} ordre): } \Phi = \frac{-2\pi d_{go}}{\lambda} \left(\frac{m \sin \theta \sin \psi}{\sqrt{2(1+q)(1+m^2 - m\sqrt{2(1+q)})}} \right) \quad \text{E(III-3)}$$

avec $q = \cos \theta \cos \psi_i \cos \varphi$, $\sin \theta \sin \psi \ll q$, $m = n_{go}/n_g$ et $m > 1$.

L'indice de réfraction relatif (m) décrit la relation entre l'indice de réfraction n_{go} de la goutte (diesel) et l'indice de réfraction n_g du milieu environnant (air).

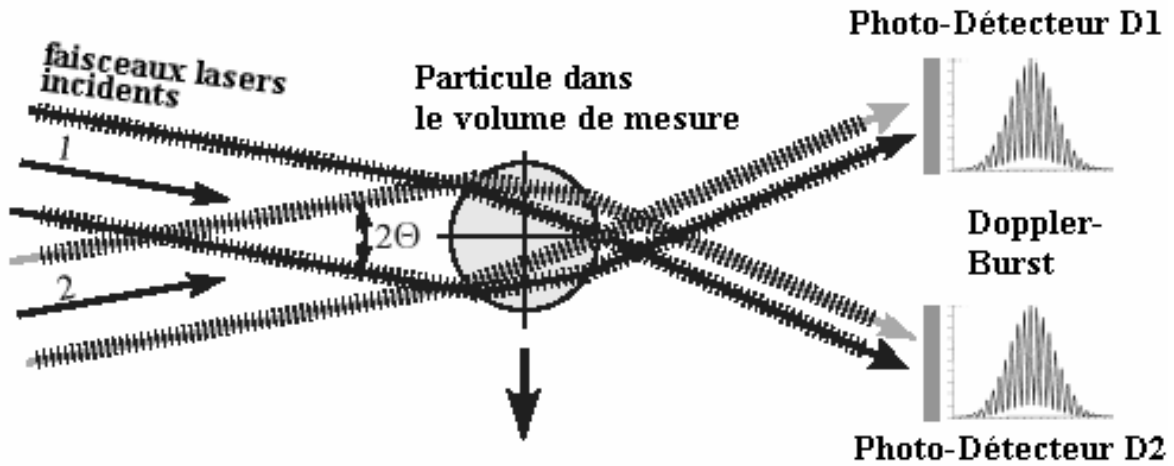


Figure III-6: Lumière diffusée par une particule et les Bursts Doppler dus aux interférences sur les détecteurs D1 et D2.

Pour le cas de la réflexion (équation E(III-2)), le déphasage Φ entre les détecteurs D_1 et D_2 est indépendant de l'indice de réfraction relative m . Ainsi, la réflexion peut être choisie comme mode de diffusion pour les mesures de particules, dont l'indice de réfraction est inconnu. Puisque avec les particules transparentes, l'intensité de la lumière réfractée est plus puissante que celle de la lumière réfléchie, la réflexion est utilisée comme mode de diffusion seulement pour les particules opaques. A l'aide des équations E(III-2) et E(III-3), le diamètre de la gouttes (d_{go}) peut être déterminé à partir de la différence de phase entre les détecteurs D_1 et D_2 en fonction de la longueur d'onde de la lumière laser λ , des angles (θ, φ, ψ) et de l'indice de réfraction relatif m .

III.2.3. Choix de l'angle de diffusion

Puisque les lumières diffusées, réfléchiée et réfractée, provoquent des déphasages avec des signes opposées, un calcul du diamètre de gouttes peut être fait à partir des équations E(III-2) et E(III-3) seulement si l'angle de diffusion est choisi de telle manière que seul un mécanisme de diffusion est dominant (la réflexion ou la réfraction). Cependant, le bon choix de l'angle de diffusion (φ) assume une connaissance exacte de la diffusion de la lumière par la goutte diesel. Le calcul de la lumière diffusée est effectué dans ce but en se basant sur les principes de l'optique géométrique et la théorie de diffusion de Mie à l'aide du logiciel LSA.

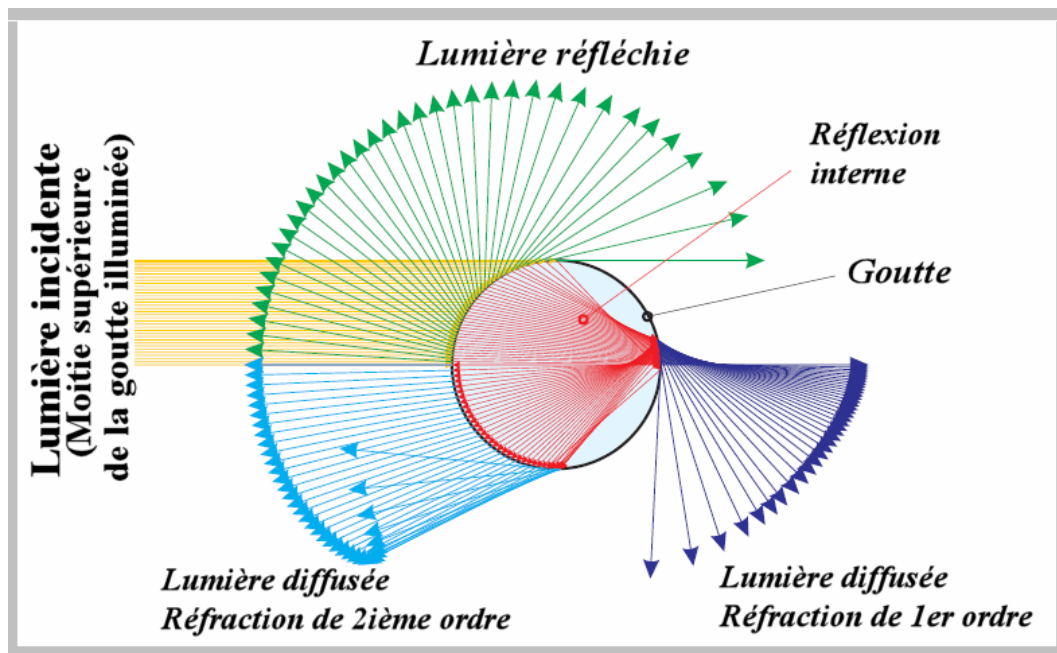


Figure III-7: Modes de diffusion de la lumière par une goutte diesel ($m=n_{go}/n_g$).

La lumière du faisceau laser incident, après interception d'une goutte, est en même temps réfléchiée et réfractée (Fig. III-7). L'intensité de la composante réfléchiée comme celle de la composante réfractée dépendent après tout de l'indice de réfraction relatif (m) de la polarisation de la lumière et de l'angle de diffusion (φ).

Dans la figure III-8, la distribution de l'intensité de la lumière, diffusée par une goutte diesel de $d_{go}=5\mu m$ pour les angles de diffusion allant de ($\varphi=0 \dots 180^\circ$), est présentée dans un diagramme polaire logarithmique. La ligne rouge décrit l'intensité de la lumière diffusée totale, et les lignes verte, bleue, et bleu-claire montrent les portions des intensités des lumières réfléchiée, réfractée de 1^{er} ordre et réfractée de 2^{ème} ordre en fonction de l'angle de diffusion (φ).

Pour la lumière laser de polarisation parallèle, la courbe de diffusion (moitié supérieure de la figure III-8) montre que seule la diffusion par réfraction de 1^{er} ordre prédomine pour l'angle $\varphi \approx 68,6^\circ$. Pour cet angle, nommé angle de Brewster "*Brewster angle*", la diffusion par réflexion est nulle. La moitié inférieure de la figure III-8 montre l'intensité diffusée pour un faisceau laser polarisé verticalement. Au fur et mesure que l'angle de diffusion (φ) augmente, l'intensité de la lumière diffusée par réfraction de 1^{er} ordre devient faible jusqu'à disparaître complètement ($\varphi \approx 90^\circ$). Par conséquent, pour cet angle seul la lumière réfléchie peut être reçue. Raison pour laquelle, cet angle est ordinairement choisi pour les particules d'indice de réfraction inconnu pour lesquelles existe seulement la réflexion (particules opaques). Pour les angles de diffusion $\varphi > 90^\circ$, la réflexion et la réfraction de 2^{ème} ordre sont les seules qui prédominent. Ces angles ne sont choisis que pour les dispositifs expérimentaux ayant des accès optiques ne permettant des mesures que en diffusion arrière.

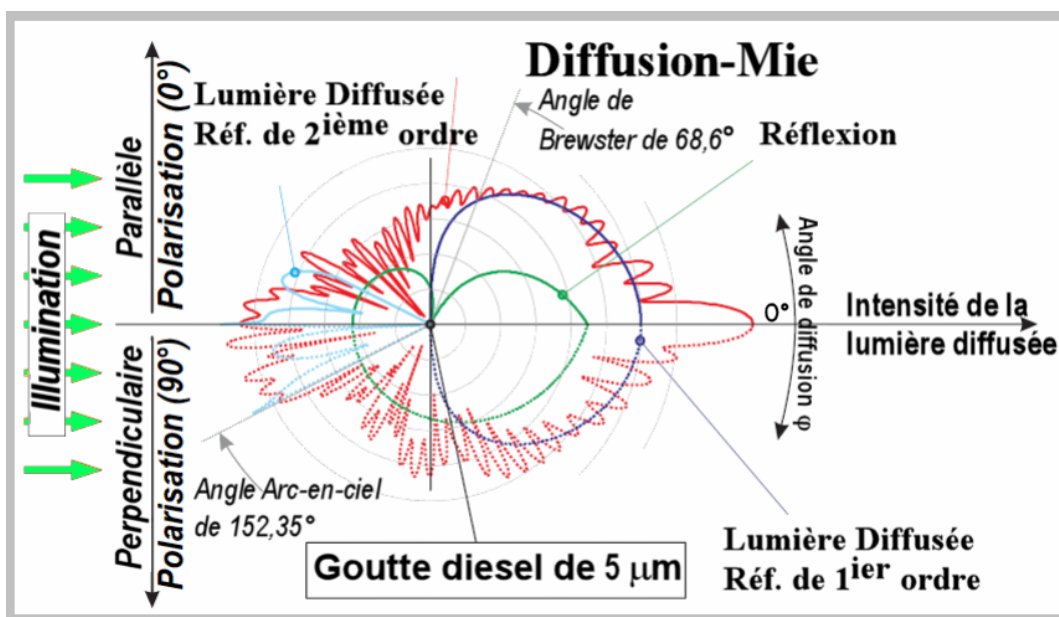


Diagramme polaire de l'intensité de la lumière diffusée par une goutte diesel de $5 \mu\text{m}$ de diamètre dans le volume de mesure d'un 1D-PDPA pour deux types de polarisation du faisceau laser: parallèle (la moitié supérieure) et perpendiculaire (la moitié inférieure) dans le plan de diffusion (plan YZ); la réflexion, réfraction de 1^{er} ordre, réfraction de 2^{ème} ordre et l'intensité de la lumière diffusée totale (calculée par la théorie de Lorenz-Mie) sont représentées.

Figure III-8: Intensité diffusée en fonction des modes de diffusion pour les polarisations parallèle (en haut) et perpendiculaire (en bas) du faisceau laser.

Dans la littérature, on peut trouver de nombreuses publications traitant de la diffusion de la lumière par des particules sphériques [VAN81, NEG82, BOH83, NAQ91, GOU91, ALB94,

ALB95, BOR98].

III.2.4. Description du système PDPA.

A cause de la haute concentration des gouttes dans le spray diesel ($\sim 10^{+5}$ gouttes/cm³) [STR98], l'intensité des faisceaux laser incidents est réduite et par conséquent la lumière diffusée aussi. Le taux de transfert (I/I_0) est réduit à des valeurs inférieures à 10^{-4} [STR98]. Pour contrecarrer cet effet, d'un côté un laser Argon Ion de haute puissance (INNOVA 70 de COHERENT, 4 W) est utilisé. Le laser fonctionne en mode monochromatique (seul la raie verte 514 nm est sélectionnée) pour lequel la puissance réelle devient 2,2 W dans les conditions optimales (puissance nominale: 1,7 W, c'est à dire 0,85W pour chaque faisceau). De l'autre côté, la taille du volume de mesure est réduite. Ceci est réalisé par une sonde miniature (15 mm de diamètre et 100 mm de longueur) [URU93]. La sonde, fixée à un bras rigide d'aluminium au-dessus de la chambre d'injection, est supportée avec l'optique de réception par la table des coordonnées (Fig. III-9). La sonde procure une grande flexibilité de maniement pour être séparée des éléments les plus lourds de l'optique de transmission par un cordon de fibre optique de 10 m. La sonde, dotée d'une lentille focalisante principale de 60mm, laisse émerger deux faisceaux lasers de 0,5 mm de diamètre écartés de 8 mm. Les faisceaux en se croisant forment un volume de mesure ellipsoïde de dimension 0,11x1,68 mm de 29 franges, séparées par un interfrange de 3,87 μ m. Cependant dans notre cas, une seconde lentille de 100 mm, placée après la lentille principale, permet d'allonger le volume de mesure. La nouvelle dimension du volume devient 0,198x7,55 mm contenant 20 franges, séparées alors par un interfrange de 9,78 μ m. La petite dimension du volume de mesure permet de réduire la probabilité d'y avoir simultanément plusieurs gouttes, réduisant ainsi la diffusion multiple.

Les mesures sont réalisées dans une chambre pressurisée à la température ambiante, c'est à dire sans évaporation du combustible, avec un angle de diffusion $\varphi \approx 68^\circ$ (Fig. III-8). Cet angle offre l'avantage d'avoir une haute intensité de la lumière réfractée de 1^{er} ordre et une intensité de la lumière réfléchie quasi nulle. Par conséquent, la condition d'avoir un seul mécanisme de diffusion dominant est remplie et la détermination correcte de la taille de la goutte par les équations E(III-2) et E(III-3) est valable. L'inconvénient du choix d'un grand angle de diffusion ($\varphi \approx 68^\circ$) est que l'intensité de la lumière diffusée décroît d'un facteur 8 à 10 (Fig. III-8). Ceci ne

permet des mesures au long de l'axe du spray qu'à partir d'une distance de 10 mm de la buse de sortie de l'injecteur.

Le tableau A-3 (annexe A4) résume les plus importants paramètres choisis pour les mesures. Toutes les mesures sont effectuées avec un système de mesure 1D-PDPA incorporant un processeur (ou corrélateur) model *58N10* de la firme Dantec. Le réglage des paramètres, contrôlant la fréquence et le déphasage du signal de réception, est réalisé à partir d'un ordinateur (PC) avec le logiciel *SizeWare2,4* en utilisant une carte de communication *58G110* de Dantec.

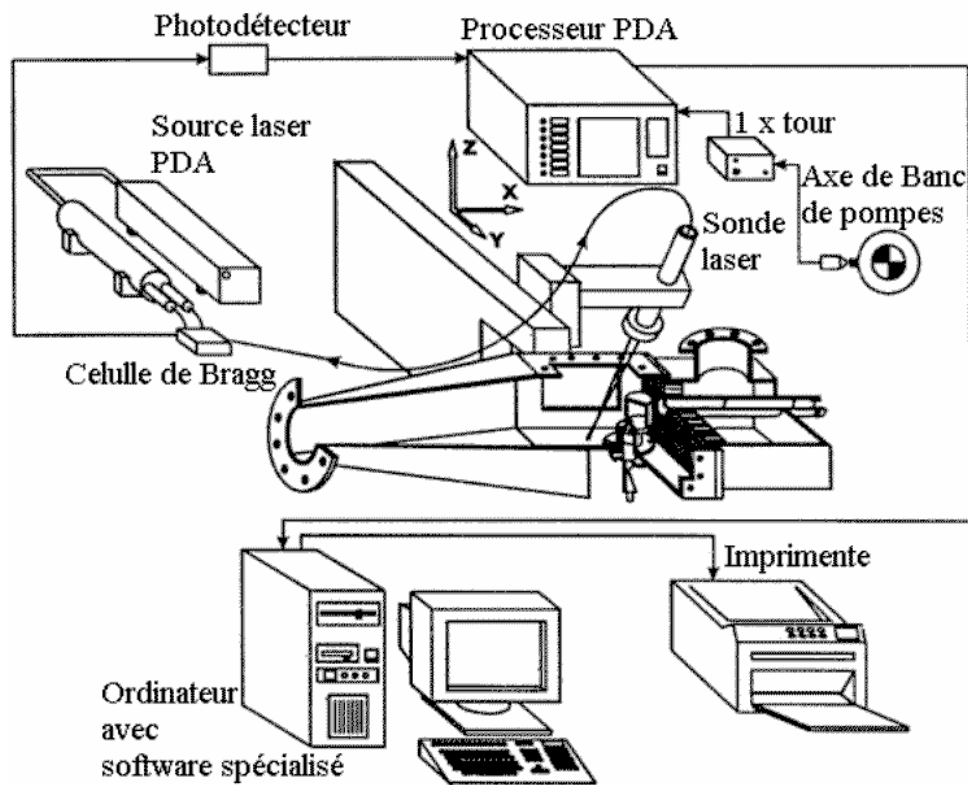


Figure III-9: Composantes du système PDPA.

Dans la chambre pressurisée à la température ambiante et avec un écartement des faisceaux laser incidents de $a=5,26\text{mm}$, les vitesses maximales mesurables sont d'un peu plus de 293 m/s. Un "trigger", provenant du système C.R., permet au processeur de déterminer avec exactitude le temps du début de l'injection. Ce temps est pris comme origine des temps des mesures à chaque injection.

Dans ce travail, les mesures, provenant des injections successives, sont accumulées. Le taux de validation des mesures, très dépendant de la position au sein du spray, peut varier de 10 à 60% entre la région du spray dilué et la région dense respectivement.

III.2.5. Incertitude des mesures avec le système PDPA

Dans l'annexe A5, un calcul d'erreur avec l'incertitude de mesures du système PDPA peut être trouvé. L'erreur obtenue pour la vitesse mesurée dans la chambre pressurisée est:

$$\Delta v = 5,93 \text{ m/s} \quad \text{et} \quad \frac{\Delta v}{v} = 2,0\%$$

de la même manière, on détermine l'erreur sur la mesure de la taille de la goutte:

$$\Delta d_{go} = 1,392 \mu\text{m} \quad \text{et} \quad \frac{\Delta d_{go}}{d_{go}} = 13,9\%$$

La détermination de l'erreur (Δd_{go}) est valable uniquement pour les particules sphériques. En plus, une relation phase-diamètre et un mécanisme de diffusion dominant, sous l'exclusion de la diffusion multiple, doivent être assurés. Pour les petites gouttes, la cassure de la surface d'une déformation de la goutte est retenue par les hautes forces. Cependant, les gouttes, dont la forme est non sphérique, peuvent exister.

Pour éviter les erreurs de mesure, dues à l'influence de la taille, un algorithme supplémentaire est ajouté au système PDPA. L'usage de deux détecteurs (D_1 et D_2) est suffisant pour effectuer les mesures de diamètre des gouttes. L'ajout d'un troisième détecteur D_3 permet d'augmenter la gamme des diamètres mesurables (Fig. III-10). Cependant, la précision sur le diamètre mesuré est améliorée grâce aux deux premiers détecteurs. La mesure s'effectue de la manière suivante: Quand une goutte traverse le volume de mesure, sa lumière diffusée est détectée simultanément par les trois détecteurs (D_1, D_2 et D_3). Le déphasage ($\Phi_{1/3}$), mesuré entre les détecteurs D_1 et D_3 , permet de déterminer un diamètre provisoire de la goutte. Ensuite, avec un décalage multiple de 2π du déphasage $\Phi_{1/2}$, obtenu entre les détecteurs D_1 et D_2 , le diamètre mesuré de la goutte ($d_{go \text{ mes}}$) est déterminé avec grande précision (Fig. III-10).

Le diamètre de la goutte est déterminé par une comparaison entre les mesures des déphasages ($\Phi_{1/2}$ et $\Phi_{1/3}$). Les déphasages mesurés pour des gouttes individuelles sont représentés dans la figure III-11. Les deux déphasages donnent les mêmes diamètres de gouttes aussi longtemps que leur relation est située sur une droite. Les gouttes, dont les déphasages ne suivent pas cette droite théorique, sont détectées, et tant que la déviation est hors intervalle de tolérance elles sont rejetées. L'intervalle de tolérance pour les mesures effectuées dans ce travail est ajusté à 2%.

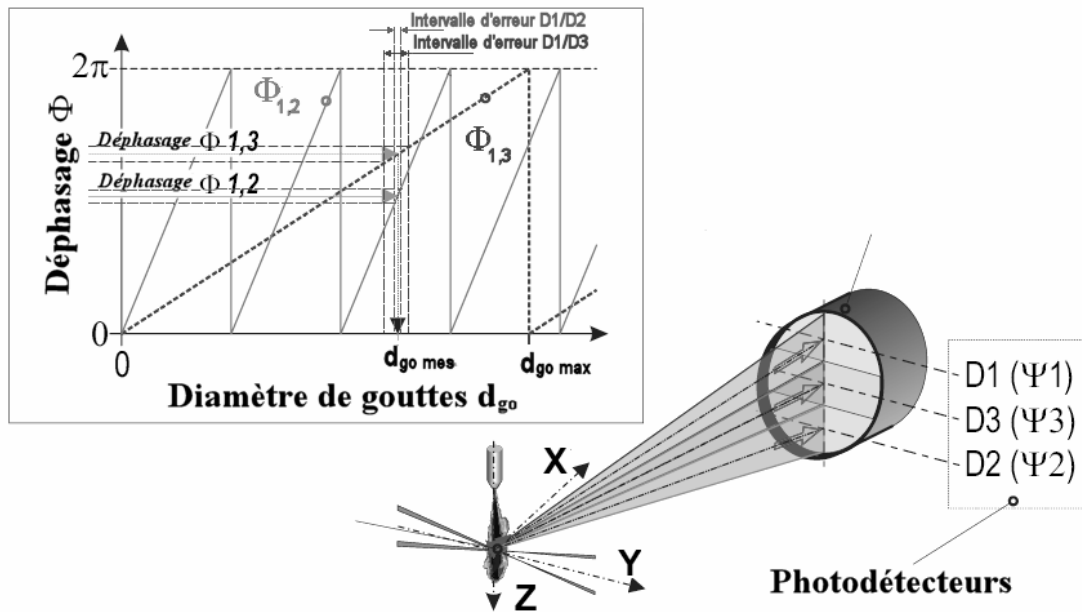


Figure III-10: Ordre des détecteurs dans l'optique de réception (en bas à droite) et méthode de détermination du diamètre de gouttes (en haut à gauche).

Sur la figure III-12 sont représentés les points de mesures. Les mesures sont faites à quatre sections (z_{20} , z_{30} , z_{40} et z_{50}) perpendiculaires à l'axe qui passe par le centre de l'injecteur. Les sections z_{20} , z_{30} , z_{40} et z_{50} correspondent aux distances 20, 30, 40 et 50mm respectivement depuis la sortie de l'injecteur. Les mesures commencent loin de la buse de l'injecteur, car près de l'injecteur les mesures ne sont pas possibles à cause de la haute densité des gouttes du spray. Les points périphériques se trouvent sur une droite dans le plan vertical à l'axe du spray faisant un angle de 8° avec l'axe. Cet angle a été choisi grâce aux mesures d'angle du cône du spray réalisées par les essais de visualisation.

Les mesures avec PDPA exigent beaucoup de précision. Pour pouvoir positionner le

volume de mesure avec exactitude dans le cône du spray, en premier lieu, il faut déterminer avec précision l'axe du spray, c'est à dire il faut obtenir l'équation de l'axe. Cette équation est déterminée à partir de plusieurs points, les plus éloignés possible de l'injecteur sur l'axe. Après il sera facile de positionner le volume de mesure dans le point de mesure qu'on cherche à traiter grâce à cette équation. Les optiques de transmission (la sonde) et de réception sont attachées à une table de coordonnées à trois degrés de libertés (Fig. III-9), correspondants aux translations sur les trois axes orthogonaux. Ceci permet d'effectuer des mesures en tout point du spray avec une précision de 0,05 mm.

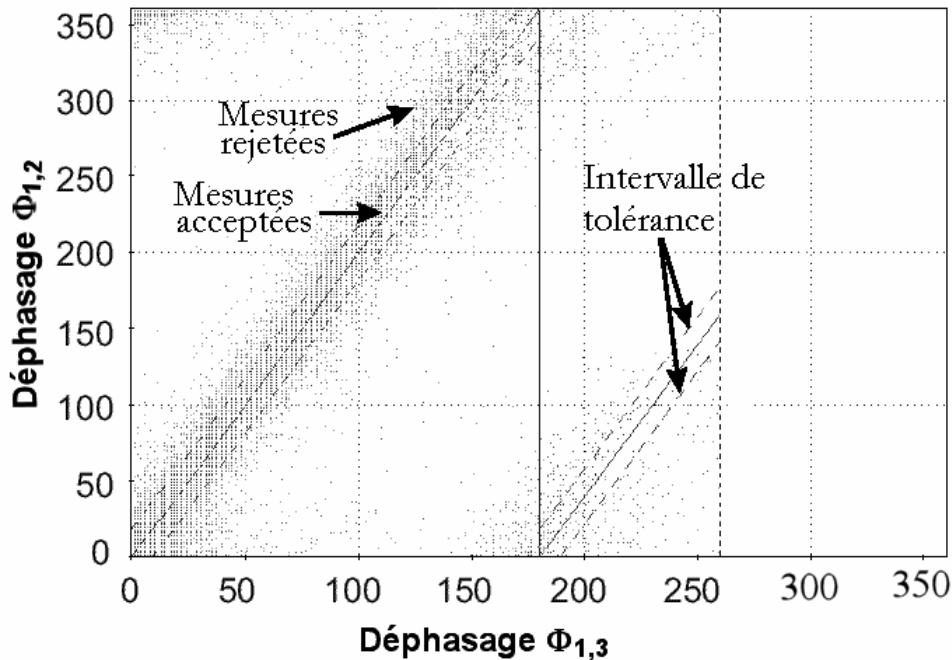


Figure III-11: Validation des diamètres des gouttes par comparaison entre les déphasages $\Phi_{1,2}$ et $\Phi_{1,3}$.

Pour que les mesures soient statistiquement représentatives, le nombre de gouttes (N_{go}) mesurées doit être d'environ 50000 gouttes. Ceci est réalisé par l'accumulation des mesures effectuées sur plusieurs injections simples successives. Après chaque injection, le système de mesure est re-calibré pour éviter la dispersion due au système d'acquisition. Il a été vérifié qu'une augmentation de (N_{go}) jusqu'à 10^{+5} ne provoque aucune modification dans les valeurs du diamètre moyen (d_{10}), du diamètre moyen de Sauter "DMS" (d_{32}) et de la vitesse moyenne.

Enfin, il faut noter que l'effet de trajectoire, du à la distribution gaussienne de l'intensité de

la lumière du faisceau laser [AIZ93, TRO99, DAN99, MAY01], n'a ici aucune influence importante. L'effet de trajectoire est important pour les gouttes qui sont 50% plus grandes que le diamètre du volume de mesure. Celles-ci sont exclues des mesures.

III.3. Méthode de détermination des concentrations

La méthode pour déterminer la concentration du combustible dans le spray diesel a été décrite dans [DES97, TIN97, KAM89, VAN81] et appliquée aux images du spray diesel dans [PAL01, PAS01, PAS02].

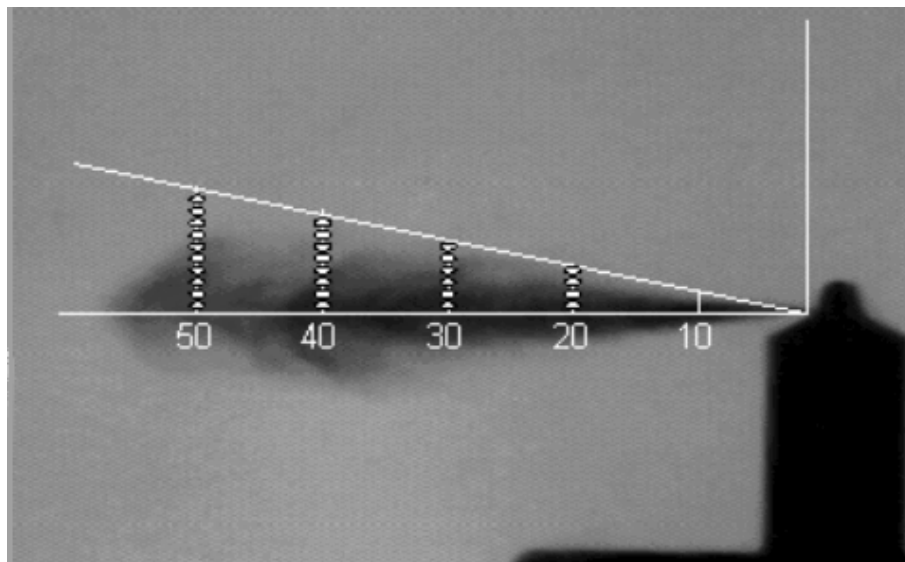


Figure III-12: Points de mesures dans le spray diesel.

La méthode combine les mesures de la PDPA et les images du spray diesel de l'ombroscopie en utilisant la technique d'extinction de la lumière. Les acquisitions des images et des mesures PDPA sont réalisées indépendamment, mais elles sont synchronisées par rapport au système d'injection. Les deux types de mesures sont effectués aux mêmes instants depuis le début de l'injection. Les données, obtenues avec les deux techniques, sont combinées pour déterminer la concentration du combustible par unité de volume pour différentes positions dans le spray.

Par la suite, sont détaillés les fondements théoriques sur lesquels se base la méthode de détermination des concentrations.

III.3.1. Principe d'extinction de la lumière.

La technique d'ombroscopie, ensemble avec la distribution de diamètres moyens des gouttes mesurées par le PDPA, permettent d'estimer, au moins quantitativement, les profils de concentration moyenne du combustible. Pour cela, le principe d'extinction de la lumière est appliqué aux images [ARR97a, ARR97b, GON98, KAM90, PAU96].

Si un rayon de lumière traverse un nuage de gouttes, une partie de cette lumière est absorbée et une partie est diffusée. Donc, la lumière émergente est plus faible que lumière incidente. La perte de l'énergie de la lumière incidente dans le nuage de particules est dénommée extinction de la lumière. La transmittance (Γ) est le rapport entre la lumière émergente et la lumière incidente:

$$\Gamma = \frac{I_t}{I_0} \quad \text{E(III-4)}$$

Quand le nuage de particules n'est constitué que de (N_{go}) gouttes de même diamètre (d_{go}), la transmittance, en négligeant la dispersion multiple, s'exprime par:

$$\Gamma = \frac{I_t}{I_0} = \exp\left(-Q_{ext} \cdot \frac{\pi}{4} \cdot d_{go}^2 \cdot N_{go} \cdot l\right) \quad \text{E(III-5)}$$

Quand le nuage de particules est formé de gouttes de différents diamètres, l'expression précédente peut être réécrite comme:

$$\Gamma = \exp\left(-\frac{1}{V} \sum_{j=1}^N Q_{ext j} \cdot \frac{\pi}{4} \cdot d_{go j}^2 \cdot l\right) \quad \text{E(III-6)}$$

Le coefficient d'extinction (Q_{ext}), obtenu par la théorie de Lorenz-Mie pour les gouttes de diamètre (d_{go}), s'exprime comme:

$$Q_{ext} = 2 - \frac{4}{\kappa} \sin(\kappa) + \frac{4}{\kappa^2} (1 - \cos(\kappa)) \text{ avec } \kappa = 2\chi(m-1) \text{ et } \chi = (\pi d_{go})/\lambda$$

Quand l'angle d'observation $\varpi \neq 0$, Q_{ext} doit être corrigé par le coefficient de correction:

$$\begin{cases} R(\chi \cdot \varpi) = \frac{1 + (J_0(\chi \cdot \varpi))^2 + (J_1(\chi \cdot \varpi))^2}{2} \\ J_0, J_1 \text{ fonctions de Bessel de l'ordre zéro et un} \end{cases}$$

La densité du brouillard de gouttes (γ) dans une zone donnée est définie par:

$$\gamma = \frac{\sum_{i=1}^N \frac{\pi}{4} d_{go\ i}^2}{V}$$

Quand la lumière traverse N régions, chacune de longueur l_j et de densité de zone constante γ_j , la transmittance s'exprime comme:

$$\Gamma = \exp\left(-\sum_{j=1}^N \overline{R_j Q_j} \gamma_j l_j\right) \quad \text{et} \quad \overline{R_j Q_j} = \frac{\sum_{i=1}^N R_i Q_i d_{go\ i}^2}{\sum_{i=1}^N d_{go\ i}^2}$$

La concentration du combustible, exprimée en terme de densité de zone et distribution de diamètres, peut s'exprimer comme:

$$C_j = \frac{2}{3} \gamma_j d_{32} \quad \text{E(III-7)}$$

Pour la détermination de la concentration du combustible au sein du spray, un algorithme a été développé au laboratoire des moteurs et machines thermiques de l'université polytechnique de valencia [PAL01][PAS01].

CHAPITRE IV

RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX
ET
DISCUSSIONS

Chapitre IV

Résultats expérimentaux et Discussions.

Dans ce chapitre, sont exposés et analysés les résultats principaux de la présente thèse de doctorat d'État. L'étude est réalisée sur les sprays diesel injectés à haute pression à travers des injecteurs à mini-sac de petit trou. Les injections sont menées par le système d'injection électronique Common Rail (C.R.). Les sprays sont injectés dans une atmosphère inerte d'hexafluorure de soufre (SF_6) de haute masse volumique à température ambiante pour éviter l'évaporation du combustible.

Les résultats sont présentés en deux sections. Dans la section IV.1, est analysé le caractère macroscopique du spray diesel par la technique de visualisation d'ombroscopie [DOU07, DOU04]. Par contre, dans la section IV.2, c'est l'aspect microscopique qui est abordé en utilisant la technique de mesure PDPA [DOU07, DOU05]. À la fin de la section, la concentration du combustible, déterminée par la combinaison des deux techniques de mesure, est présentée et discutée. La concentration est calculée à partir du diamètre de Sauter, obtenu par les mesures de PDPA, et la densité du brouillard de gouttes, obtenue à partir de la technique d'ombroscopie en appliquant le principe de l'extinction de la lumière.

Dans la section IV.1, est étudié, en premier, l'influence de la forme du débit massique d'injection (S. § IV.1.1). En suite, les paramètres macroscopiques des sprays diesel (l'angle du

cône (S. § IV.1.2), la pénétration de la pointe (S. § IV.1.3) et le volume (ou masse) d'air englobé (S. § IV.1.4)) sont analysés, en variant la pression d'injection, la masse volumique de l'atmosphère ambiante et le diamètre du trou de l'injecteur. Les corrélations obtenues sont présentées et comparées avec celles de la bibliographie.

Dans la section IV.2, l'aspect microscopique du spray diesel est analysé seulement pour le trou de l'injecteur de 0,11mm et la masse volumique de l'atmosphère ambiante de 30kg/m³. La durée d'injection (t_{inj}) est prise égale à 3 10⁻³ s, au lieu de 1,5 10⁻³ s de la section IV.1, pour prolonger la partie quasi-stationnaire du spray. L'effet de la durée d'injection est étudié dans la sous-section IV.2.1. Les évolutions en fonction du temps de la vitesse longitudinale et du diamètre de gouttes, des coefficients d'asymétrie et d'aplatissement de la vitesse, et de l'intensité de la turbulence sont analysée dans la sous-section IV.2.2 sur plusieurs sections transversales dans les principales zones du spray: **bord d'attaque "BA", partie centrale "PC" et bord de fuite "BF"**. Ensuite, les évolutions longitudinales de la vitesse longitudinale et du diamètre des gouttes sur l'axe du spray sont traitées dans la sous-section IV.2.3. Dans la sous-section IV.2.4., est étudiée la distribution radiale de la vitesse longitudinale des gouttes, de ses coefficients d'asymétrie et d'aplatissement, et de l'intensité de la turbulence. L'origine virtuelle pour le spray diesel est aussi abordée dans cette sous-section. Les résultats obtenus sont discutés, en se référant aux jets gazeux, puisque c'est la seule source de comparaison dont on dispose dans l'actualité. Enfin, dans la sous-section IV.2.5, les profils radiaux de la concentration sont présentés et comparés avec ceux de la vitesse longitudinale, et une évaluation du nombre de Schmidt effectif (Sc_{eff}) est effectuée.

IV.1. Analyse macroscopique

Les paramètres macroscopiques du spray (pénétration de la pointe, angle du cône et volume géométrique) permettent de donner des informations assez importantes sur la distribution spatio-temporelle du combustible dans la chambre de combustion des moteurs Diesel à injection directe. La connaissance de ces paramètres est primordiale pour le développement et l'optimisation du processus de combustion juste après la EOI. Par conséquent, il est indispensable de disposer des mesures de ces paramètres macroscopiques dans une atmosphère pressurisée à température ambiante, évitant l'évaporation du combustible, comme celle dont on dispose pour ce travail.

Plusieurs travaux expérimentaux et théoriques ont été réalisés sur les jets intermittents gazeux et les sprays diesel stationnaires. La plupart d'entre eux concluent que, pour prédire la pénétration, l'angle du cône du spray, etc., les lois empiriques ou semi-empiriques doivent s'exprimer en fonction de plusieurs paramètres. Les lois disponibles dans la bibliographie sont assez diverses (et quelquefois contradictoires), selon les expériences elles-mêmes et les auteurs. Hay et Jones [HAY76], en faisant une révision critique des lois (ou corrélations) disponibles dans la littérature pour les sprays diesel, sont arrivés à la conclusion que les meilleurs sont celles proposées par Dent [DEN71] et Wakuri [WAK60]. La loi de la pénétration de Dent est basée sur la théorie de l'injection de gaz. Par contre, la loi de la pénétration de Wakuri prend en compte l'angle du cône du spray. Plus tard, Hiroyasu et Arai [HIR90] ont proposé une loi de la pénétration en deux étapes: une pour la zone avant le temps de rupture (t_{rup}) de la veine liquide et une autre pour la zone d'après où l'air domine le spray.

Toutes les corrélations expérimentales, impliquent les mêmes paramètres (P_0, d_0, ρ_g, t) avec plus ou moins le même poids. Par conséquent, pour un trou donné de l'injecteur (d_0), les paramètres, ayant plus d'influence sur la pénétration, sont la masse volumique du gaz ambiant (ρ_g), la pression d'injection (ou vitesse d'injection) (P_0) et le temps depuis le début d'injection (t) (à cause de la non-stationnarité du phénomène). L'expression de la pénétration peut être obtenue aussi théoriquement en effectuant une analyse dimensionnelle avec les variables ($\rho_g, t, \dot{M}_0$). $\dot{M}_0$ est le débit massique à travers le trou, ce paramètre caractérise les effets du couple (P_0, d_0). Le débit massique d'injection rectangulaire est donné par:

$$\dot{M}_0 = \dot{M}_f \cdot v_0 = \rho_f \cdot \frac{\pi}{4} \cdot d_0^2 \cdot v_0^2 \quad \text{E(IV-1)}$$

où $\dot{M}_f$ est le débit massique instantané.

En appliquant le théorème π -Vashy-Buckingham, la pénétration est donnée par:

$$S(t) \propto \rho_g^{-0,25} \cdot \dot{M}_0^{0,25} \cdot t^{0,5} \quad \text{E(IV-2)}$$

En remplaçant $\dot{M}_0$ par l'expression E(IV-1) et en appliquant le théorème de Bernoulli à travers le trou de l'injecteur sans cavitation, l'expression de la pénétration devient:

$$S(t) \propto \rho_g^{-0,25} \cdot (P_0 - P_g)^{0,25} \cdot d_0^{0,5} \cdot t^{0,5} \quad \text{E(IV-3)}$$

IV.1.1. Effet du débit massique

Dans l'analyse théorique, décrite précédemment, la forme du débit massique d'injection est supposée parfaitement rectangulaire. Cependant, dans la pratique, la levée de l'aiguille n'est pas instantanée, par conséquent, le débit massique d'injection est non-rectangulaire et sa forme change avec les conditions d'injection. Les conditions d'injection dépendent du comportement dynamique de la pression d'injection du système common-rail, de la variation de la section efficace comme fonction de la levée de l'aiguille et de la dimension de(s) trou(s) de l'injecteur.

Les figures IV-1 et IV-2 montrent les débits massiques d'injection, mesurés pour une masse volumique du gaz ambiant $\rho_g=20\text{kg/m}^3$, ensemble avec les courbes rectangulaires théoriques. Dans la première figure, sont représentés les débits massiques d'injection mesurés pour trois pressions d'injection et le trou de diamètre $d_0=0,19\text{mm}$. Cependant, ceux présentés dans la deuxième figure correspondent à trois trous de diamètres différents pour la pression d'injection $P_0=70\text{MPa}$.

L'équipement utilisé pour mesurer le débit massique d'injection est un standard "*Injection Rate Discharge Curve Indicator (IRDCI)*", décrit par Bosch [BOS66]. Le dispositif permet aux données, décrivant de la séquence chronologique d'un événement individuel d'injection de combustible, d'être décrites et enregistrées. Pour obtenir une bonne estimation des erreurs expérimentales, plusieurs mesures répétitives ont été effectuées au même point de test (temps de simulation, pression du rail et contre pression). La dispersion obtenue n'excédait pas les 6% avec une bonne calibration de l'équipement. Les instabilités du débit massique d'injection sont dues aux fluctuations de pression dans le trou de l'injecteur, intrinsèque au processus d'injection [PAY04b, KIM03].

Il faut noter que, pour un trou de diamètre donné, l'augmentation de la pression d'injection implique des pentes plus abruptes pour le débit massique d'injection pendant la levée de l'aiguille (Fig. IV-1). Par contre, la forme rectangulaire, c'est à dire le plateau de la courbe, est atteinte au même temps avec toutes les pressions. La figure IV-2 montre que, pour une pression d'injection

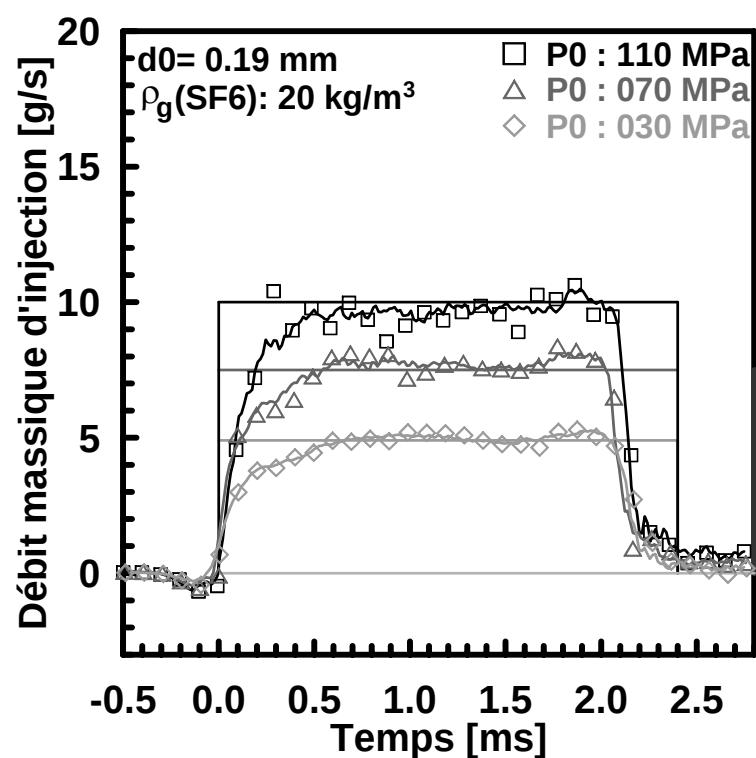


Figure IV-1: Effet de la pression d'injection sur le débit massique.

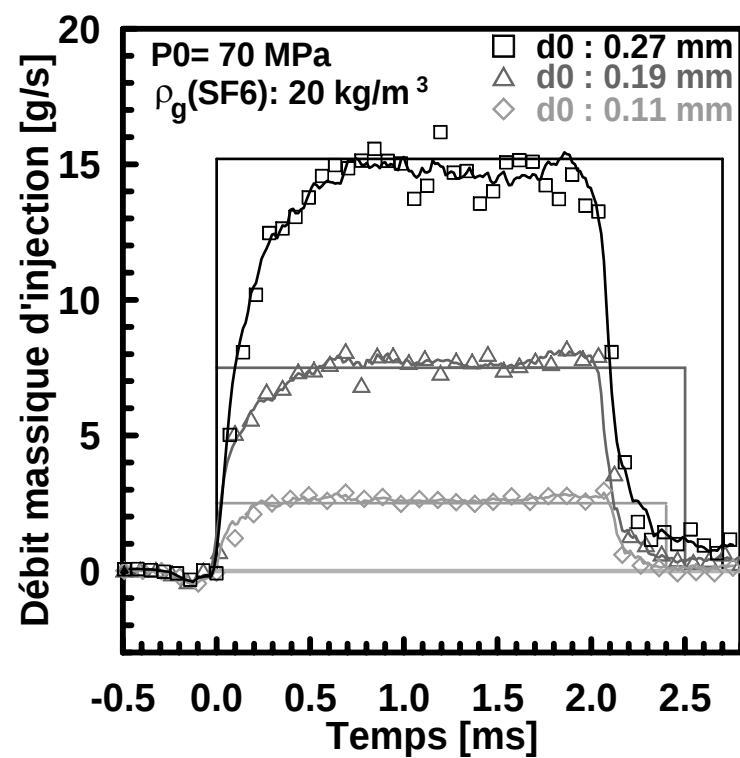


Figure IV-2: Effet du diamètre de l'injecteur sur le débit massique.

fixe, les pentes les plus abruptes du débit massique d'injection apparaissent pour les trous de diamètres élevés. Cependant, la forme rectangulaire est atteinte plutôt avec les trous de plus petits diamètres.

La figure IV-3 montre l'influence de la pression d'injection sur la pénétration et l'angle du cône pour le cas ($d_0=0,19\text{mm}$, $\rho_g=30\text{kg/m}^3$). Par contre, la figure IV-4 représente l'influence du diamètre du trou de l'injecteur pour le cas ($P_0=70\text{MPa}$, $\rho_g=20\text{kg/m}^3$). La figure IV-5 montre l'influence de la masse volumique de l'ambient pour le cas ($P_0=30\text{MPa}$, $d_0=0,11\text{mm}$). Les symboles représentent les mesures et les lignes solides sont des ajustements statistiques aux premières (Figs IV-3a et IV-4a). L'expression des ajustements statistiques est définie par l'équation E(IV-3), assumant un débit massique d'injection rectangulaire. Dans les figures IV-3 (b,c,d), IV-4 (b,c,d), IV-5(b,c), les pénétrations du spray (disques noirs), les angles du cône du spray (disque gris) et les débits massiques d'injection sont tracés en fonction du temps en échelle logarithmique. Ces figures montrent que la pénétration expérimentale change de pente en fonction du temps. Depuis le début de l'injection jusqu'à un temps (t_i), la pénétration expérimentale s'ajuste plus ou moins à loi linéaire ($S \propto t$). Tandis que après (t_i), elle s'ajuste plutôt à la loi ($S \propto t^{0.5}$). L'instant (t_i) marque un changement dans la dépendance de la pénétration du temps, d'où son nom de temps de transition. Le temps de transition a été reporté dans la littérature [HIR90, NAB96]. Hiroyasu et Arai [HIR90] ont observé un temps de transition qu'ils ont appelé eux temps de rupture "*break-up time*" auquel la pénétration passe d'une dépendance linéaire à une autre en racine carrée en fonction du temps. Selon eux, ce temps est relié à la rupture de la longueur intacte du spray "*break-up length*". D'un autre côté, Naber et Siebers [NAB96] considèrent cela comme étant l'instant où le mélange air-combustible du spray passe à être dominé par l'air.

Dans notre cas, le temps de transition (t_i) est indépendant du débit massique d'injection, mais dépendant de la pression d'injection, du diamètre du trou de l'injecteur et de la masse volumique du gaz de l'ambient. Il augmente légèrement avec la pression d'injection (Fig. IV-3), mais fortement avec le diamètre du trou de l'injecteur (Fig. IV-4). Il décroît quand la masse volumique du gaz environnant augmente (Fig. IV-5). La dépendance du (t_i) des trois paramètres corrobore avec l'expression rapportée par Hiroyasu et Arai [HIR90] (voir équation E(I-11)). Cependant, l'explication de Naber et Siebers [NAB96], selon laquelle le temps de transition (t_i) est le temps quand l'air commence à dominer le mélange air-combustible, paraît plus correcte.

Le temps de transition a été déterminé pour tous les cas étudiés dans ce travail. L'étude macroscopique de ce travail concerne les temps $t > t_t$, dans le but de faire des comparaisons avec l'analyse théorique, établie dans l'arrière plan, équation E(IV-3).

IV.1.2. Angle du cône du spray

L'angle du cône informe sur les processus qui se déroulent au sein du spray; comme l'atomisation et l'entraînement de l'air. Par conséquent, il est étroitement lié au comportement global du spray, et particulièrement à sa pénétration. Cependant, il faut préciser que l'angle du cône est calculé, en considérant seulement les 60% de la longueur de la pénétration depuis la sortie du trou de l'injecteur [PAS03]

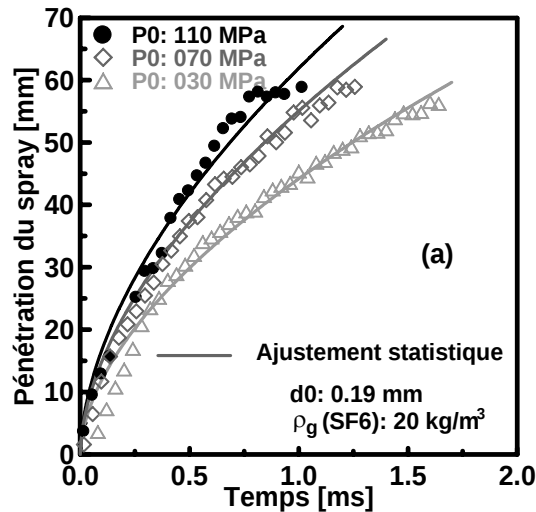
D'après les considérations théoriques [RAN58] et les évidences expérimentales [HIR90, REI79, WU83, PAY96], l'angle du cône est une fonction de la masse volumique du gaz environnant pour le spray complètement atomisé. Desantes et al. [DES98] n'ont pas trouvé d'évidences sur l'influence de la masse volumique et de la viscosité du combustible sur l'angle du cône du spray, qui a été cependant très influencé par la géométrie de l'injecteur. Tomohisa et al. [TOM97] ont montré expérimentalement, sur sept injecteurs différents, une dépendance très importante de l'angle du cône du spray de la levée de l'aiguille par la variation de la section efficace de l'écoulement dans le trou de l'injecteur. Quand la section efficace se stabilise, l'angle du cône devient constant. Tous ces travaux expérimentaux n'ont montré aucune dépendance de l'angle du cône du spray de la pression d'injection.

Dans ce travail, l'angle du cône du spray a été calculé à partir des images de la technique d'ombroscopie avec un logiciel développé à propos. L'angle est calculé sur les 70% de la longueur totale du spray depuis la sortie de l'injecteur. Sur la base des mesures de l'angle du cône du spray, quand l'angle se stabilise (après la levée maximale de l'aiguille), la corrélation suivante est déterminée pour l'angle du cône du spray:

$$\tan\left(\frac{\theta}{2}\right) \propto d_0^a \cdot P_0^b \cdot \rho_g^c \quad \text{E(IV-4)}$$

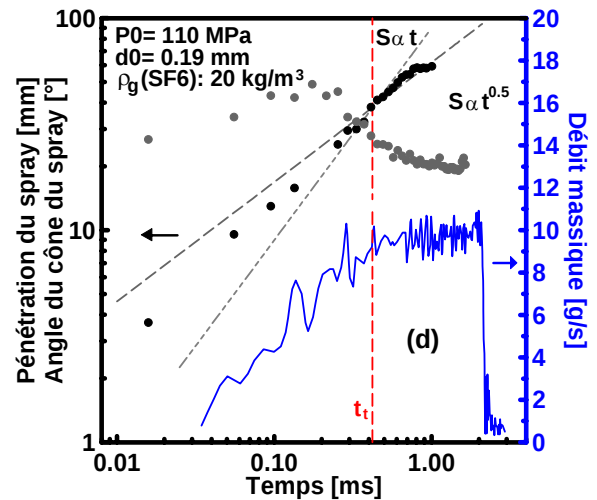
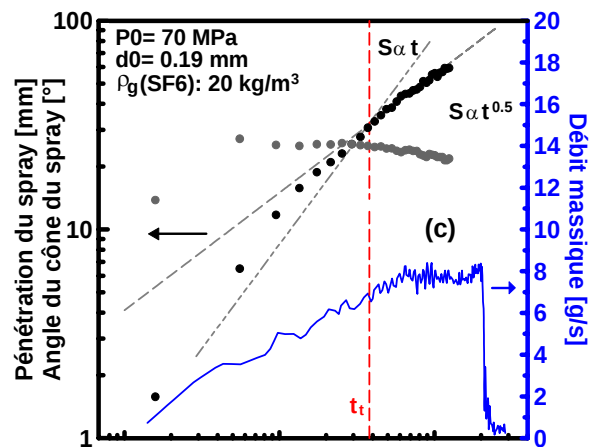
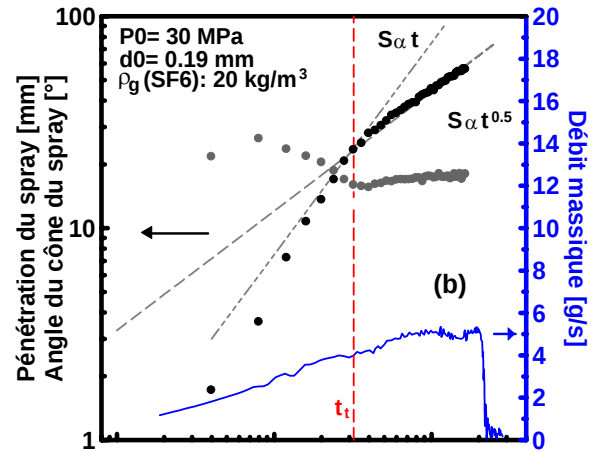
Les exposants de la corrélation sont estimés et reportés dans le tableau IV-1.

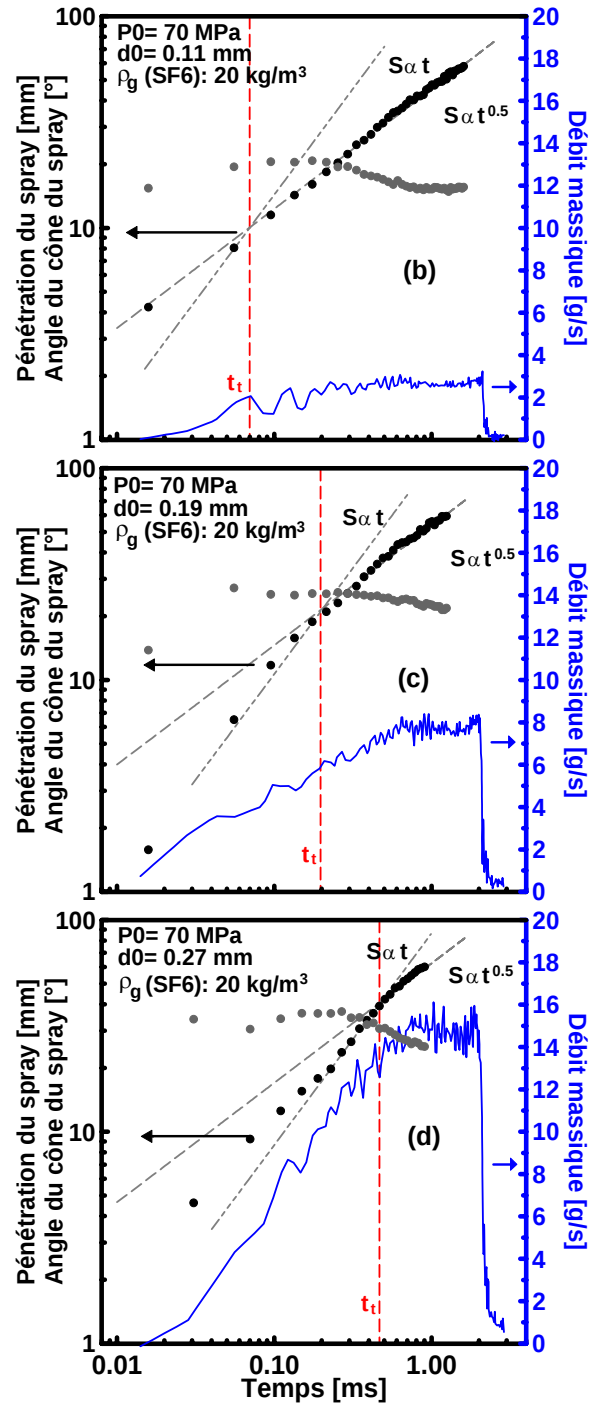
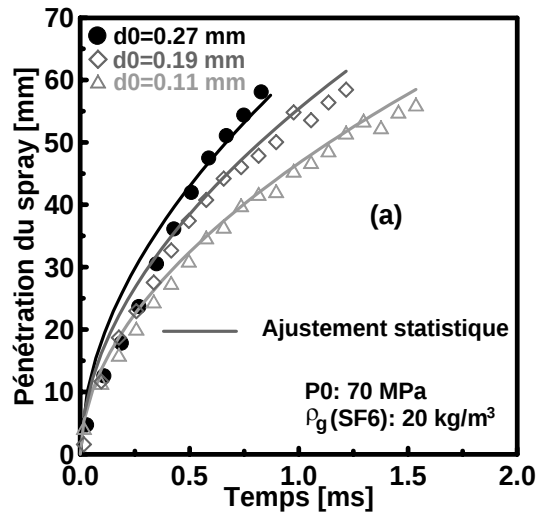
En terme général, les résultats expérimentaux disponibles dans la littérature ne montrent pas de dépendance entre l'angle du cône du spray et le diamètre de l'injecteur (d_0). Notre corrélation, cependant, montre une très importante influence de ce paramètre. Dans notre cas, l'épaisseur de la paroi de l'injecteur (L_0) est constante, autrement la variable à considérer aurait été (L_0/d_0) qui est le vrai paramètre représentatif de la géométrie du trou de l'injecteur. L'influen-



• Pénétration, • Angle, – Débit massique d'injection

Figure IV-3: Effet de la pression d'injection (débit massique) sur la pénétration de la pointe du spray en échelle linéaire (a) et logarithmique (b, c et d). Identification du temps de transition, t_t .





• Pénétration, • Angle, – Débit massique d'injection

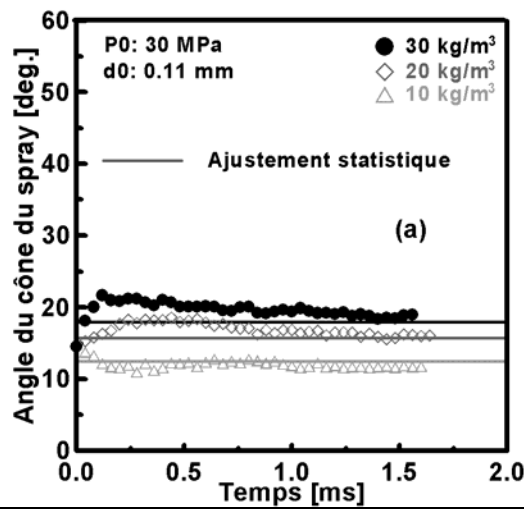
Figure IV-4: Effet du diamètre de l'injecteur (débit massique) sur la pénétration de la pointe du spray en échelle linéaire (a) et logarithmique (b, c et d). Identification du temps de transition, t_t .

ce de (L_0/d_0) est en accord avec les résultats de Reitz et Bracco [REI82] et Ruiz et Chigier [RUI91], qui ont trouvé que l'angle du cône du spray décroît quand (L_0/d_0) augmente.

Les valeurs dans le tableau IV-1 ne montrent pas d'influence importante de la pression d'injection sur l'angle du cône du spray. Pour la dépendance de la masse volumique (ρ_g), la valeur $c=0,3$ est en accord avec la valeur expérimentale trouvée par Ruiz et Chigier [RUI91], et

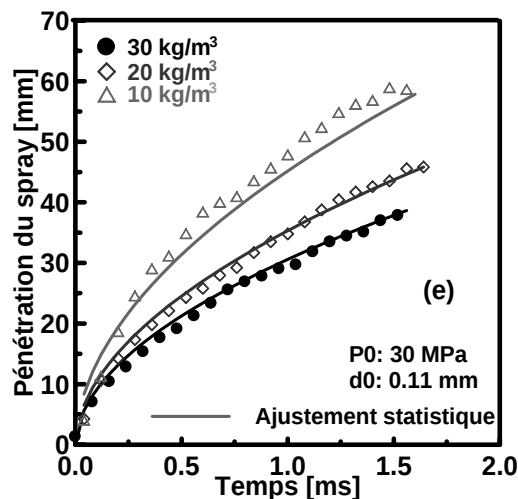
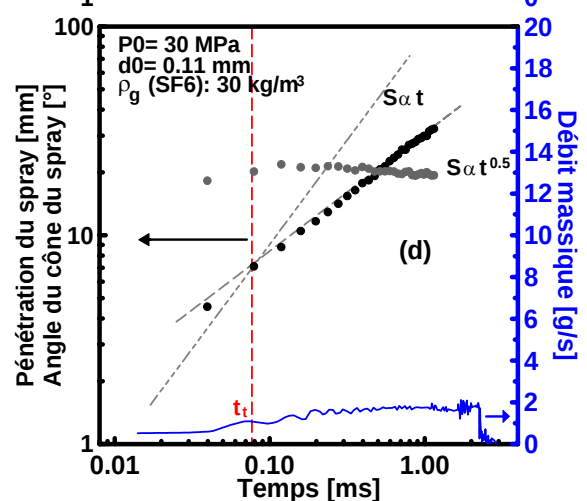
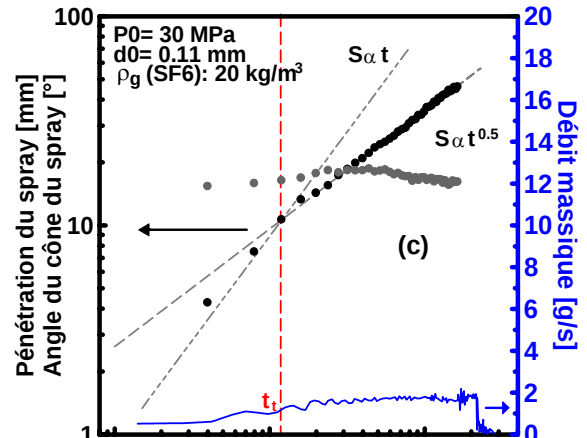
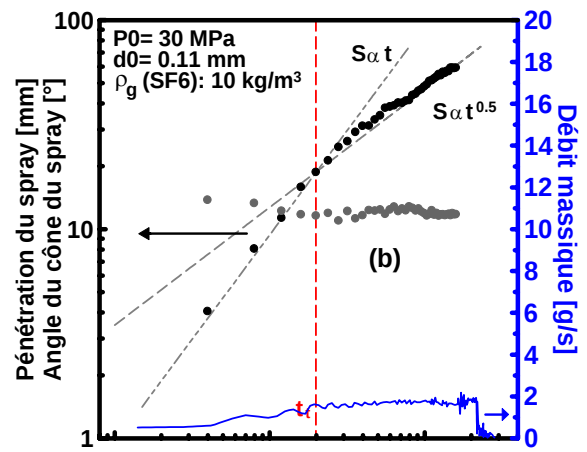
théoriquement déduite par Mayer [MAY61] à partir des études de l'atomisation des liquides.

La figure IV-5a montre des angles mesurés avec les ajustements de l'équation E(IV-4). L'angle du cône du spray se stabilise après un temps qui doit correspondre à la fin de la levée de l'aiguille de l'injecteur (quand l'écoulement commence à occuper toute la section interne du trou de l'injecteur). Ce temps correspond au temps de stabilisation du débit massique d'injection et ne



• Pénétration, • Angle, – Débit massique d'injection

Figure IV-5: Angles du cône du spray mesurés et déterminés avec la corrélation statistique (a), Angles du cône du spray mesurés avec la pénétration et le débit d'injection (b-c), et Pénétrations avec les ajustement statistiques (e).



peut être confondu avec le temps de transition (t_t), discuté dans le paragraphe antérieur (Figs IV-5 (b-c)). La figure IV-5e montre que la pénétration s'ajuste aux corrélations statistiques bien avant l'angle du cône du spray.

Tableau IV-1: Exposants de la corrélation pour l'angle du cône.

Exposant	Ajustement	Intervalle de confiance
a	0,508	[0,467; 0,549]
b	0,00943	[-0,00967; 0,0284]
c	0,335	[0,308; 0,362]
$R^2 = 85,82 \%$		

IV.1.3. Pénétration de la pointe du spray

Comme un premier pas dans l'analyse de la loi de pénétration, les résultats expérimentaux ont été ajustés à l'expression:

$$S(t) = k \cdot d_0^a \cdot P_0^b \cdot \rho_g^c \cdot t^d \quad \text{E(IV-5)}$$

Par l'ajustement de l'équation E(IV-5) aux mesures expérimentales de la pénétration de la pointe du spray, les valeurs des exposants ont été déterminées et présentées dans le tableau IV-2. Tous les paramètres, inclus dans la corrélation, jouent un rôle important. En dépit des conditions d'injection différentes, la valeur du R^2 suggère une grande confiance de la corrélation du point de vue statistique.

Tableau IV-2: Exposants de la corrélation pour la pénétration.

Exposant	Ajustement	Intervalle de confiance
k	0,235	[0,206; 0,264]
a	0,314	[0,304; 0,325]
b	0,329	[0,324; 0,333]
c	-0,355	[-0,355; -0,346]
d	0,526	[0,522; 0,529]
$R^2 = 94,61 \%$		

Les résultats expérimentaux sont incohérents avec l'analyse dimensionnelle (équation E(IV-3)), mais ils sont assez cohérents avec les résultats expérimentaux des sprays diesel injectés

dans des ambiants de masses volumiques élevées, existants dans la littérature, [ARR99, NAB96, PAY96]. Par exemple, l'exposant de la masse volumique ($c=-0,35$), qui diffère de la valeur théorique ($-0,25$), est exactement le même que celui trouvé par Naber et Siebers [NAB96].

Cependant, il faut noter que l'analyse dimensionnelle ne prend pas en compte les variations de l'angle du cône du spray au cours de l'évolution du spray, ce qui peut être important comme on verra ci-dessous. Pour corriger ce problème, Wakuri [WAK60] a proposé la corrélation suivante pour la pénétration en considérant les variations de l'angle du cône du spray:

$$S(t) = k \cdot d_0^a \cdot P_0^b \cdot \rho_g^c \cdot t^d \cdot \tan\left(\frac{\Theta}{2}\right)^{-0.5} \quad \text{E(IV-6)}$$

Ainsi, les mesures expérimentales de la pénétration ont été réajustées à l'équation E(IV-6). Les valeurs des exposants sont reportées dans le tableau IV-3. La valeur de R^2 suggère, encore une fois, une grande confiance pour la corrélation. En plus, maintenant les exposants s'accordent presque parfaitement à ceux de l'analyse dimensionnelle. Ce résultat implique que pour un angle donné la pénétration du spray diesel est un processus semblable à celui des jets gazeux.

Tableau IV-3: Exposants de la corrélation pour la pénétration avec l'angle du cône du spray.

Exposant	Ajustement	Intervalle de confiance
k	0,155	[0,136; 0,174]
a	0,416	[0,407; 0,426]
b	0,336	[0,331; 0,341]
c	-0,228	[-0,232; -0,224]
d	0,549	[0,545; 0,552]
$R^2 = 94,79 \%$		

De cette façon, la difficulté principale dans la prédiction de la pénétration de la pointe du spray réside dans l'estimation de l'angle du spray, qui est une fonction de la géométrie du trou de l'injecteur et de la masse volumique de l'ambiant. La figure IV-6 montre une comparaison entre les mesures de pénétration et les corrélations, obtenues sans et avec la prise en considération de l'angle du spray. L'ajustement est plus parfait dans le dernier cas.

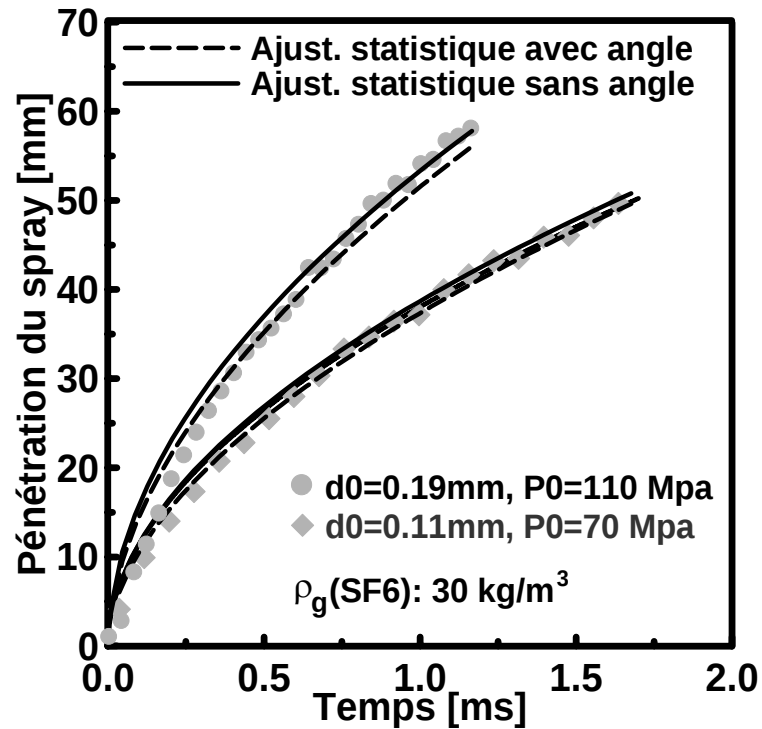


Figure IV-6: Pénétration de la pointe du spray avec et sans l'angle du cône du spray.

IV.1.4. Volume et masse de l'air englobé par le spray

Le volume du spray a été calculé en intégrant les contours du spray, obtenus par les images, avec l'hypothèse de la symétrie axiale du spray. Le volume du spray rend compte de la masse d'air entraîné par le spray et la concentration combustible/air globale. Les résultats ont été ajustés à la loi suivante:

$$V(t) \propto d_0^a \cdot P_0^b \cdot \rho_g^c \cdot t^d \quad \text{E(IV-7)}$$

Les valeurs de ses exposants, reportées dans le tableau IV-4, montrent des influences positives du diamètre de l'injecteur (d_0) et de la pression d'injection (P_0), et une influence négative de la masse volumique du gaz (ρ_g). La loi de volume avec les valeurs de ses exposants s'ajuste parfaitement aux valeurs expérimentales (Fig. IV-7).

Les valeurs des exposants (tableau IV-4) sont en bon accord avec ceux de Minami et al. [MIN90] et Kuniyoshi et al. [KUN81]. Dans leurs travaux, ils ont traité les influences de la pression d'injection et du diamètre du trou de l'injecteur. Dans le cas de Minami et al. [MIN90],

la pression d'injection a atteint des valeurs extrêmement élevées (280MPa) pour un diamètre du trou de l'injecteur ($d_0=0,19$ mm). Ils ont noté une augmentation nette du volume du spray avec le diamètre du trou de l'injecteur et la pression d'injection, sans quantifier cette dernière influence. De l'autre côté, Kuniyoshi et al. [KUN81] ont mesuré le volume du spray à partir de la pénétration de la pointe du spray et de l'angle du cône du spray visible. De cette façon, ils ont pu définir un "volume équivalent du spray". En plus dans leurs travaux, ils ont fait varier la valeur de la contre pression et ils ont montré que le volume du spray décroît lorsque la contre pression augmente.

Dans notre cas, l'effet de la contre pression est inclus dans la valeur de la masse volumique du gaz (ρ_g). Une augmentation de la contre pression entraîne une augmentation de la masse volumique du gaz. Cet effet est reflété par le ralentissement de la pénétration de la pointe du spray et l'augmentation du volume du spray simultanément.

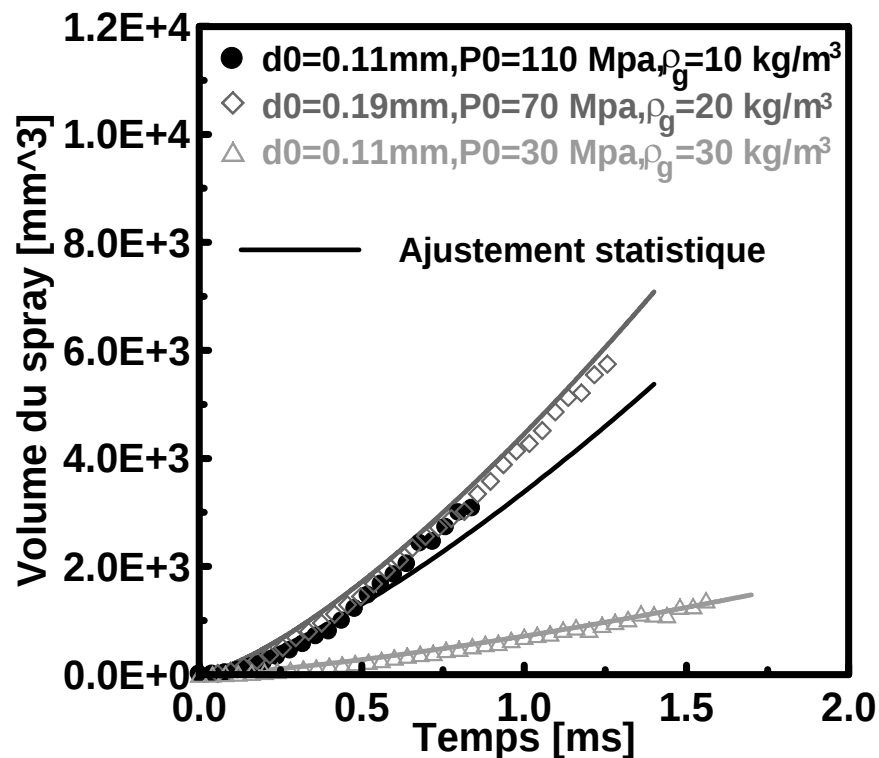


Figure IV-7: Volume du spray mesuré et calculé avec l'ajustement statistique.

La masse d'air englobé par le spray est estimée à partir de son volume. Dans les calculs, nous n'avons pas tenu compte de la masse du combustible pour être négligeable face à la masse d'air englobé. La masse d'air est obtenue en multipliant le volume du contour du spray par la

masse volumique du gaz (ρ_g). Dans tous les cas analysés, la masse de l'air englobé augmente à mesure que la masse volumique de l'air environnant augmente. Une augmentation de la masse de l'air englobé avec le diamètre du trou de l'injecteur et la pression d'injection est aussi observée.

Tableau IV-4 : Exposants de la corrélation pour le volume du spray.

Exposant	Ajustement	Intervalle de confiance
a	1,672	[1,608; 1,735]
b	0,950	[0,916; 0,984]
c	-0,299	[-0,345; -0,253]
d	1,379	[1,334; 1,423]
$R^2 = 94,46 \%$		

Les analyses statistiques, réalisées par le programme *StatGraphics*, ont permis d'obtenir une loi de la masse de l'air englobé comme:

$$M_g(t) \propto d_0^a \cdot P_0^b \cdot \rho_g^c \cdot t^d \quad \text{E(IV-8)}$$

Les valeurs estimées des exposants de l'équation E(IV-8) sont reportées dans le tableau IV-5.

Tableau IV-5 : Exposants de la corrélation pour la masse d'air englobé par le spray.

Exposant	Ajustement	Intervalle de confiance
a	1,9	[1,88; 1,93]
b	1,0	[0,98; 1,01]
c	0,5	[0,46; 0,56]
d	1,5	[1,48; 1,53]
$R^2 = 97,7 \%$		

Pour un débit massique d'injection quasi-rectangulaire, la loi de la masse du combustible introduit dans la chambre est:

$$M_f(t) \propto d_0^{+2} \cdot P_0^{+0,5} \cdot \rho_f^{+0,5} \cdot t \quad \text{E(IV-9)}$$

En combinant les équations E(IV-8) et E(IV-9), la loi de la richesse est obtenue comme:

$$\frac{M_g}{M_f} \propto d_0^{-0,1} \cdot P_0^{+0,5} \cdot \left(\frac{\rho_g}{\rho_f} \right)^{+0,5} \cdot t^{+0,5} \quad \text{E(IV-10)}$$

La richesse est pratiquement indépendante du diamètre du trou de l'injecteur, mais fortement dépendante de la pression d'injection et de la masse volumique du gaz.

IV.2. Analyse microscopique

IV.2.1. Effet de la durée d'injection

Les évolutions temporelles de la vitesse longitudinale moyenne et le diamètre moyen des gouttes sur l'axe central du spray ($r=0$ mm) sont reportés ensembles avec leurs dispersions dans les figures IV-8 et IV-9 respectivement pour deux durées d'injection 1,5 et 3 ms. Les valeurs moyennes sont obtenues avec un algorithme de lissage utilisant la méthode du spline cubique. La technique de lissage tient compte de la dispersion locale de la vitesse ou du diamètre selon le cas dans des intervalles de temps bien définis. Les rms de la vitesse ou du diamètre sont obtenues après la soustraction de la courbe lissée de la vitesse ou du diamètre à leurs mesures instantanées respectives. Les rms sont représentées par des barres grises verticales autour des valeurs moyennes. Par contre, dans le cas de la vitesse, la rms est aussi tracée ensemble avec la vitesse lissée pour faciliter l'interprétation.

Les mesures pour la durée d'injection de 1,5 ms sont effectuées sur 12688 cycles avec 4 échantillons/cycle en moyenne, ce qui donne un totale de 50955 échantillons mesurés. Par contre, dans le cas de la durée d'injection de 3 ms sont mesurés 25590 échantillons, répartis sur 8735 cycles de 3 échantillons/cycle en moyenne. Les intervalles de temps pour le lissage sont choisis pour obtenir une bonne résolution et une stabilité satisfaisante, dans ce cas il est de 50 μ s.

Le comportement transitoire du spray est généralement divisé en trois parties (Figs IV-8 et IV-9). En premier arrive le bord d'attaque "BA", suivie de la partie centrale "PC" et enfin le bord de fuite "BF".

La bord d'attaque "BA" ou le front ("*leading edge*" en anglais) est caractérisé par trois points d'inflexion de la vitesse "piv", un pic de vitesse "pv" et deux pics de la rms de vitesse "prv". Le BA peut être à son tour divisé en deux phases, la phase ascendante de la vitesse et la phase descendante de la vitesse jusqu'au 3^{ième} piv. Dans la phase ascendante de la vitesse, la vitesse des gouttes est soumise à une forte dispersion. (rms de vitesse "rv"). La dispersion maxi-

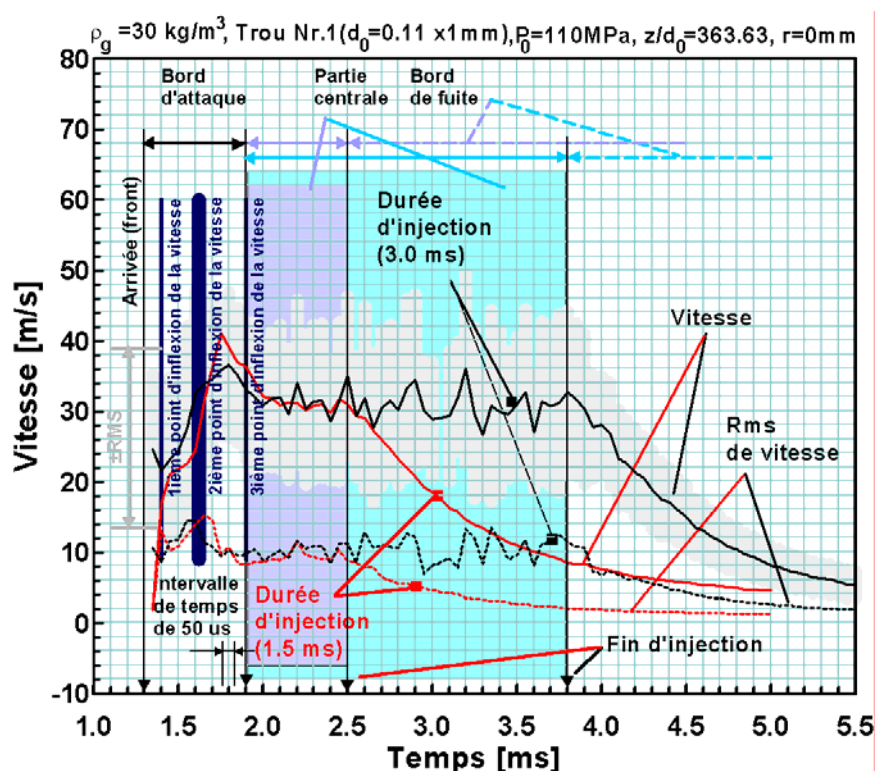


Figure IV-8: Effet de la durée d'injection sur l'évolution de la vitesse longitudinale des gouttes.

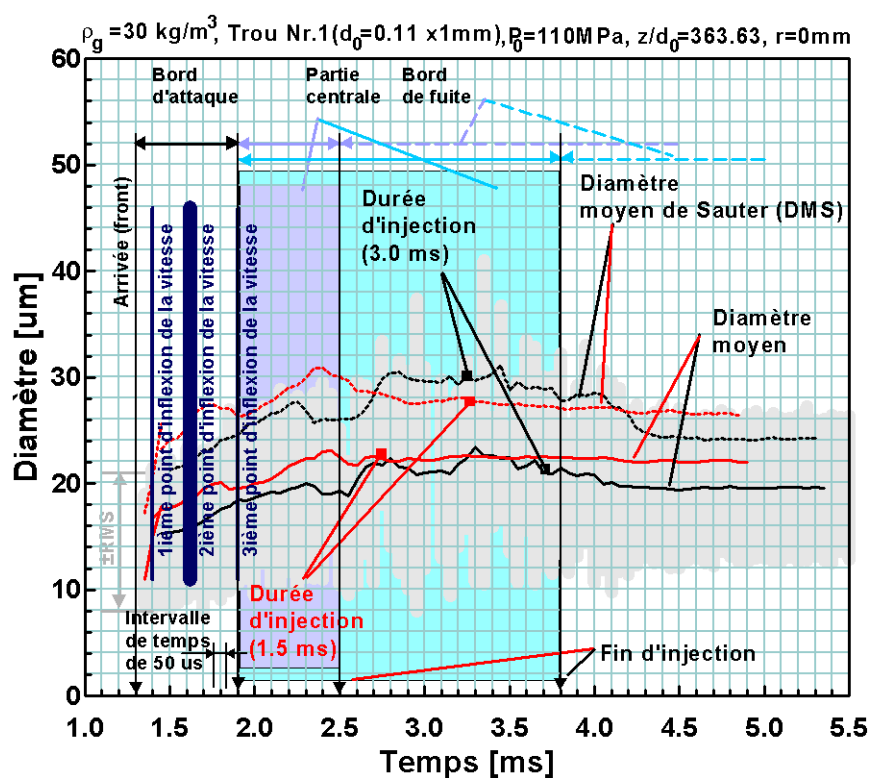


Figure IV-9: Effet de la durée d'injection sur l'évolution du diamètre moyen des gouttes.

male est située sur 2^{ème} piv qui coïncide avec le 2^{ème} prv. Dans cette phase, le spray s'ouvre radialement en rentrant directement en contact avec la résistance de l'air extérieure. Le diamètre, après avoir expérimenté une augmentation à cause de la coalescence, s'affaisse par l'effet de la désintégration secondaire. Dans la phase descendante de la vitesse, la dispersion de la vitesse est constante. Cependant, le diamètre moyen arithmétique (d_{10}) (ou de Sauter d_{32}), pour la durée d'injection de 3 ms, est plus faible que pour la durée d'injection de 1,5 ms, sûrement parce que les mesures n'intègrent pas suffisamment de grosses gouttes par intervalle de temps dans le premier cas.

Après le BA arrive la partie centrale "PC" ("*steady spray*" en anglais) durant laquelle le spray est stable. La PC commence au 3^{ème} piv et s'arrête à la EOI. Dans les figures IV-8 et IV-9, la PC est représentée par deux rectangles colorés; le rectangle de couleur violette pour la durée d'injection de 1,5 ms et le rectangle de couleur bleue claire pour la durée d'injection de 3 ms. La PC peut aussi être divisée en deux phases; la première phase s'étend du 3^{ème} piv jusqu'au début du plateau de vitesse et la deuxième phase s'étend depuis le début du plateau de vitesse jusqu'à la EOI. La PC est plus longue dans le cas où la durée de l'injection est plus grande 3 ms. Dans la PC, le diamètre moyen continue d'augmenter jusqu'aux instants 2,4 ms et 2,7 ms pour les durées d'injection de 1,5 ms et 3 ms respectivement. La désintégration secondaire s'arrête à partir de ces instants et le diamètre se stabilise. Durant la PC, le diamètre moyen arithmétique (d_{10}) pour les deux durées d'injection est quasi-identique. Par contre, le diamètre de Sauter (d_{32}) est plus important dans le cas de la durée d'injection de 3 ms.

Enfin arrive le bord de fuite BF ("*trainling edge*" en anglais) qui commence juste après la EOI. Dans le BF, la vitesse chute pour tendre après de manière asymptotique vers zéro. Les deux diamètres (d_{10}) et (d_{32}) comme dans le BA sont plus faibles pour la durée d'injection de 3 ms. Pour cette durée d'injection, les petites gouttes, qui en général subissent le freinage plus que les grosses, ont le temps suffisant d'être dépassées par les grosses gouttes rapides et restent ainsi dans la queue du spray.

Durant l'injection, le spray diesel est quasi-stationnaire depuis la buse de l'injecteur et jusqu'à 70% de sa longueur totale "*quasi-steady cone*". Cette partie du spray correspond à la PC dans l'évolution temporelle. Et le spray est instable dans les 30% restantes de sa longueur totale se trouvant dans le front du spray [COR98]. Cette partie du spray correspond au BA dans

l'évolution temporelle. Les courbes rouges sont plus indicatives que les courbes noires car elles intègrent plus de mesures (~50000 échantillons). Ainsi sur les courbes rouges, on arrive à déceler les plus petites gouttes qui sont quasi aux arrêts dans la pointe du BA (Fig. IV-8).

IV.2.2. Évolution temporelle

a) Évolution temporelle en un point sur l'axe

Les évolutions temporelles de la vitesse longitudinale et du diamètre moyen (d_{10}) à la position axiale z_{40} sur l'axe du spray ($r=0\text{mm}$) sont montrées dans les figures IV-10 et IV-11.

Les pdfs "*probability density functions*" de la vitesse et du diamètre des gouttes, sur la durée de temps allant de l'arrivée des premières gouttes au volume de mesure de la PDPA jusqu'à la EOI, sont représentées sur dans les figures IV-10 et IV-11. Par contre, les pdfs de la vitesse et du diamètre par intervalle de temps de 50 μm sont représentées dans les figures IV-12 et IV-13. Les coefficients d'aplatissements (F_u) et d'asymétries (S_u), pour la vitesse et le diamètre de gouttes, sont représentés sur la figure IV-14 et l'intensité de la turbulence dans la figure IV-15. Par contre, sur la figure IV-16, sont reportés le nombre de gouttes et les incertitudes relatives par intervalle de temps de 50 μm pour la vitesse et le diamètre de gouttes.

Sur les figures IV-10 et IV-11, montrant les évolutions temporelles de la vitesse et du diamètre de gouttes, les barres gris foncé marquent les valeurs extrémales par intervalle de temps. Par contre, les barres gris clair indiquent les limites des rms autour des valeurs moyennes. Les rms de la vitesse comme du diamètre sont tracées en couleur verte. Les courbes de couleur violette illustrent la vitesse centrale entre la maximale et la minimale (Fig. IV-10) et le diamètre de Sauter (Fig. IV-11). Les valeurs instantanées sont représentées par des points orange.

Dans le BA (c'est à dire depuis l'arrivée des premières gouttes jusqu'à 2,0 ms), la vitesse des gouttes expérimente des variations très importantes (Fig. IV-10). Les gouttes fines dans la pointe du BA (Fig. IV-11) sont quasi aux arrêts, l'air extérieur les freine plus facilement. Cependant, ces gouttes sont peu nombreuses à en juger par le nombre de gouttes, mesurées pour les trois premiers intervalles (Figs IV-12, -13, -16). Ces premières gouttes mettent en mouvement l'air par le transfert de leur quantité de mouvement. Les gouttes, arrivant juste après,

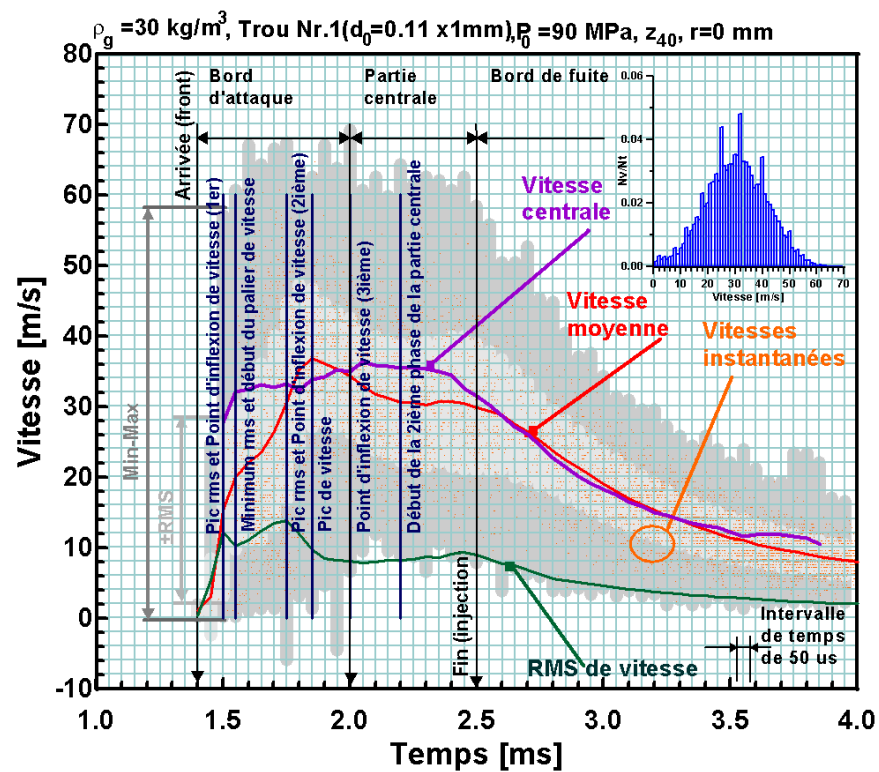


Figure IV-10: Évolution temporelle de la vitesse longitudinale de gouttes

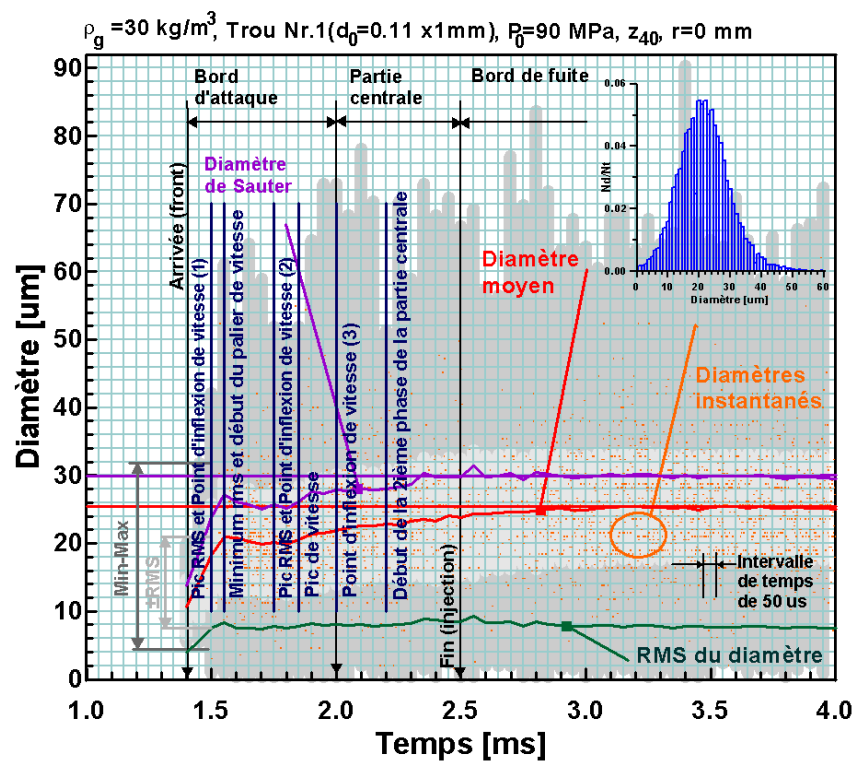


Figure IV-11: Évolution temporelle du diamètre de gouttes.

souffrent un peu moins l'effet du freinage, et la vitesse relative goutte-air commence à diminuer. Ceci explique l'apparition d'une forte dispersion de la vitesse des gouttes, révélée par le 1^{er} prv (courbe verte). Le 1^{er} prv coïncide avec le 1^{er} piv (1,5 ms) (Fig. IV-10). Le 1^{er} prv (1,55ms) est suivi après d'un affaïssement de la rv, qui coïncide avec le début du palier de vitesse, et une augmentation légère du diamètre, provoquée par une coalescence locale. Autour de cet instant, la vitesse varie très peu comme si les gouttes tentent de résister au freinage de l'air. Ensuite, arrive le 2^{ième} prv en 1,75 ms (2^{ième} piv) qui indique un fort arrivage de gouttes rapides mais de petites tailles (Fig. IV-11). Ces gouttes proviennent sûrement des petites gouttes rapides du pv (1,85 ms). Enfin, arrive la deuxième phase du BA, c'est-à-dire entre le 3^{ième} piv (2.0 ms) et le pv (1,85 ms), la vitesse augmente et le diamètre continue de diminuer. Ceci ne peut être que le résultat de l'action conjuguée de l'atomisation secondaire et l'accélération des gouttes par l'air, entrant dans le spray latéralement par l'effet des vortex latéraux.

Pour résumer, entre le 2^{ième} prv (1,75 ms) et le palier de vitesse (1,55 ms), le freinage des gouttes entraîne une minimisation de la dispersion de la vitesse et une légère coalescence qui augmente le diamètre moyen (1,55 ms). Entre le pv (1,85 ms) et le 2^{ième} prv (1,75 ms), la dispersion de la vitesse des gouttes est assez importante par le phénomène de rattrapage qu'effectuent les gouttes rapides sur les gouttes freinées. C'est grâce à ce mécanisme que le spray diesel effectue sa pénétration dans l'air ambiant. Enfin, entre le 3^{ième} piv (2.0 ms) et le pv (1,85 ms), l'effet des vortex latéraux transfère la quantité de mouvement de l'air vers les gouttes.

Dans la première phase de la PC, c'est à dire entre le 3^{ième} piv (2.0 ms) et le début de la deuxième phase de la PC (2,2 ms), les gouttes sont de moins en moins affectées par l'effet des vortex, et la coalescence commence à agir. Pendant la deuxième phase de la PC, c'est à dire entre 2,2 ms et 2,5 ms (instant de ressentiment de la EOI par les gouttes), la vitesse des gouttes est constante et les gouttes continuent de se coaliser. Cette coalescence des gouttes continue même après la EOI dans le BF pour s'arrêter en 2,8 ms (Fig. IV-11). Après cet instant, le diamètre est constant et la vitesse continue de chuter.

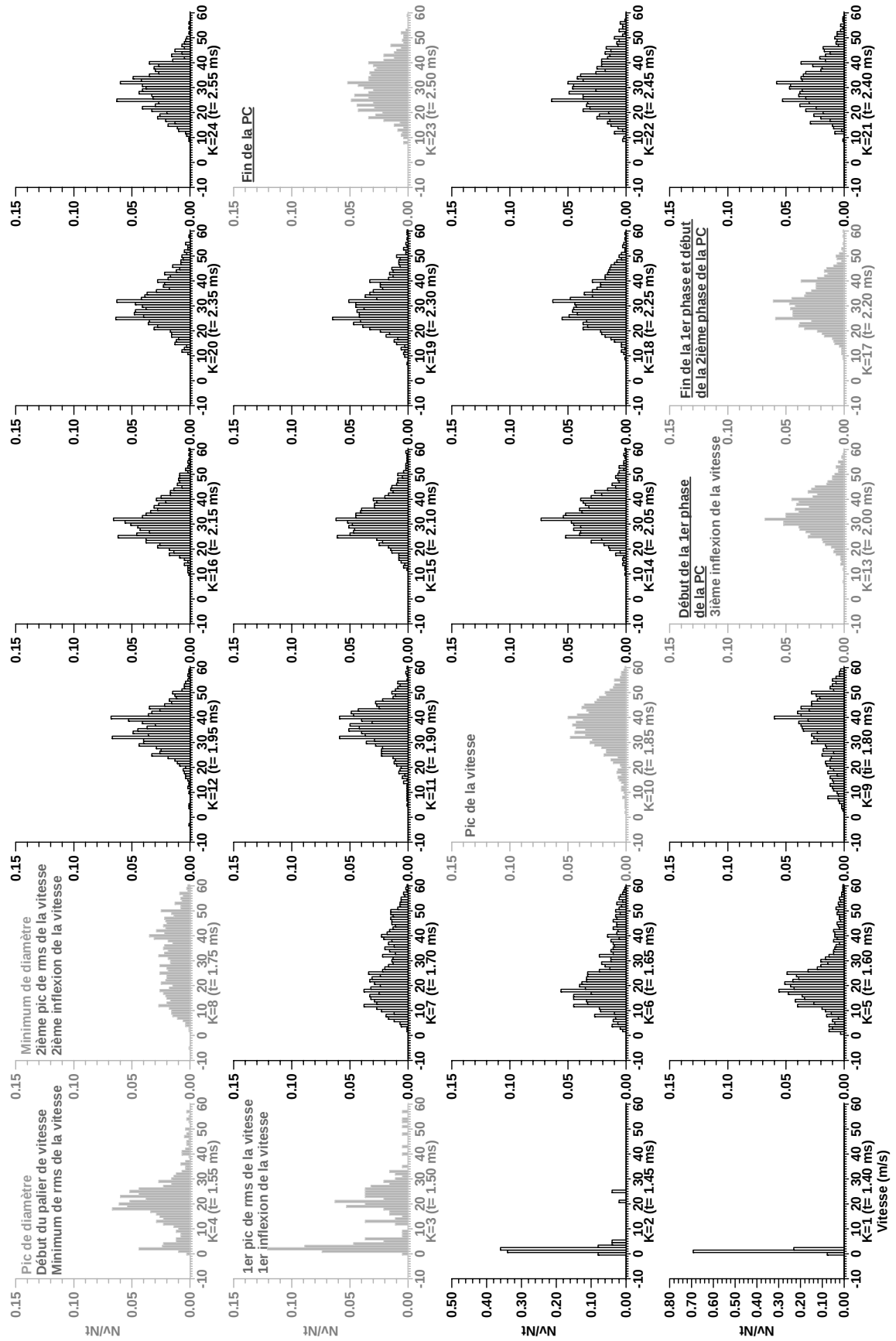
Aussi longtemps que l'aiguille de l'injecteur reste levée au top (pression d'injection constante), la vitesse du combustible à la sortie de l'injecteur est uniforme. Par conséquent, la vitesse moyenne de gouttes dans la deuxième phase de la PC est constante (Fig. IV-10). Dans cette zone, la vitesse de gouttes dépend uniquement de la pression d'injection et du coefficient de

décharge de l'injecteur (Cd). Le coefficient de décharge dépend de la levée de l'aiguille, mais aussi indirectement de type de contrôle de l'injecteur (Solénoïde/Piézo), de la pression du rail, du nombre de Reynolds et de la géométrie du trou de l'injecteur. Après la EOI (2,5 ms), la vitesse des gouttes tombe graduellement et tend vers 0 m/s (Fig. IV-10) car la pression d'injection chute et l'aiguille de l'injecteur descend pour fermer le trou de l'injecteur. La dispersion du diamètre (courbe verte de la figure IV-11) est faible jusqu'au pic de diamètre, coïncidant avec le début du palier de vitesse dans le BA et depuis il est quasi-constant. Le diamètre de Sauter suit presque la même évolution que le diamètre moyen mais atteint la stabilité avant lui dans la PC.

Pdfs de vitesse et de diamètre, et les coefficients d'asymétrie et d'aplatissement: Les pdfs de vitesse et de diamètre, couvrant la partie importante du spray (BA et PC) (entre 1,4 ms et 2,5 ms) (Figs IV-10 et IV-11), indiquent une distribution quasi-normale pour la vitesse ($F_u \approx 3$, $S_u \approx 0$) et une distribution étroite ($F_d > 3$) et asymétrique ($S_d > 0$) pour le diamètre.

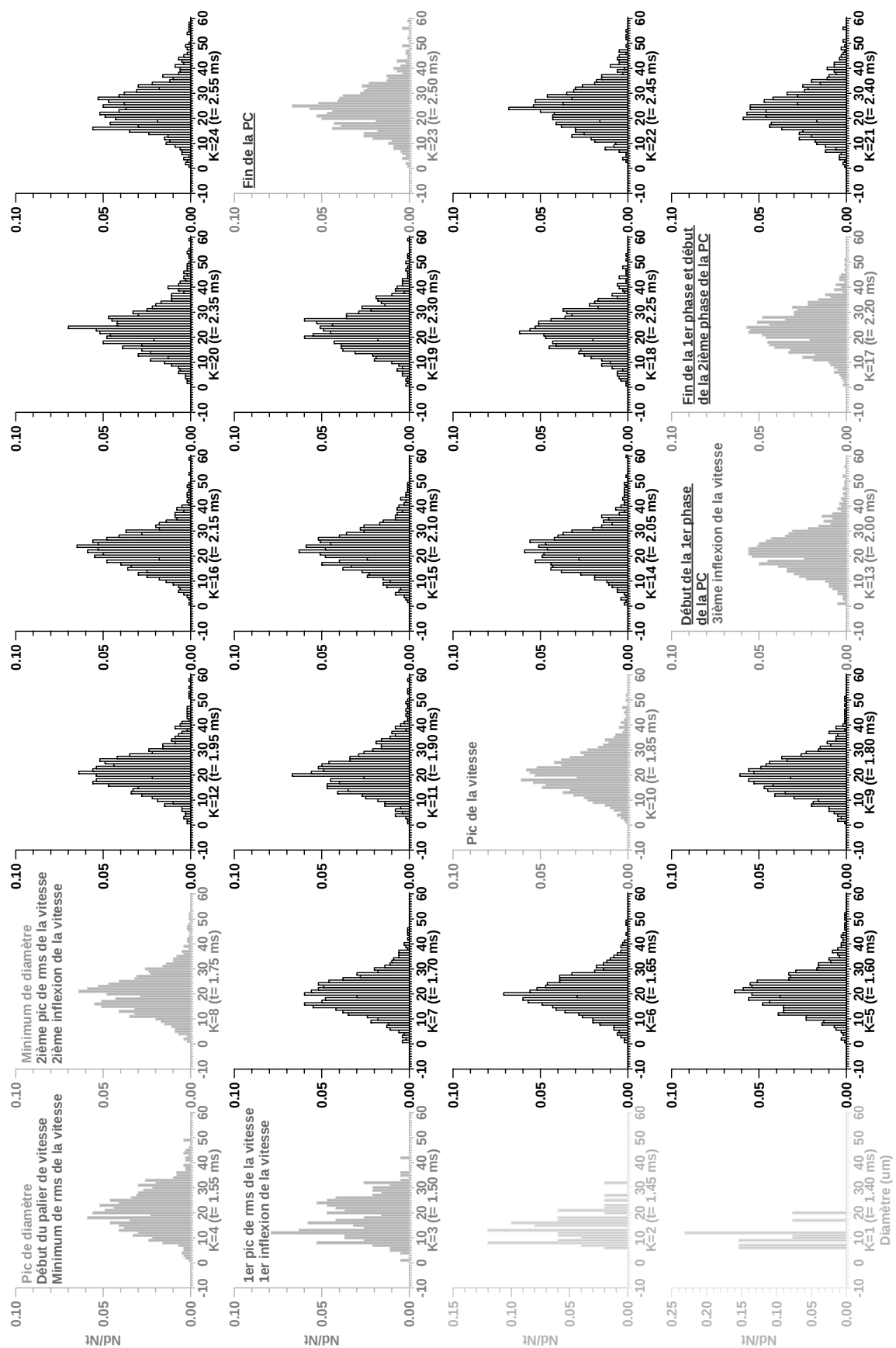
Les figures IV-12 et IV-13 représentent des pdfs de vitesse et de diamètre respectivement dans des intervalles de temps de 50 μ m dans la partie importante du spray (BA et PC) (entre 1,4 ms et 2,5 ms). Dans la figure IV-14, sont tracés les évolutions temporelles des coefficients d'asymétrie (Skewness) et d'aplatissement (Kurtosis) pour la vitesse et le diamètre des gouttes respectivement.

Les pdfs de vitesse et les évolutions temporelles des coefficients d'asymétrie et d'aplatissement corroborent ce qui a été dit là-haut. Les rattrapages des gouttes lentes par les rapides dans le BA (depuis le 1^{er} prv (1,5 ms) jusqu'au pv (1,85ms)) sont bien mis en évidence par les pdfs de vitesse. Les pdfs de vitesse sont étroites ($F_u > 3$) depuis le 1^{er} prv jusqu'à 1,65 ms et élargies ($F_u < 3$) depuis cet instant jusqu'au pv (1,85 ms) (Fig. IV-14). La pdf de vitesse la plus étroite ($F_u > 3$) a lieu au début du palier de vitesse (minimum de la rv et pic du diamètre) (1,55 ms) et par contre la pdf de vitesse la plus élargie ($F_u < 3$) a lieu au 2^{ième} prv (1,75 ms). Depuis le pv jusqu'au 3^{ième} piv (fin du BA), les pdfs de vitesse ne sont ni étroites, ni élargies ($F_u \approx 3$). Les pdfs de vitesse, dans le BA, sont aussi asymétriques ($S_u \neq 0$); d'asymétrie positive ($S_u > 0$) depuis le 1^{er} prv (1,5 ms) jusqu'au 2^{ième} prv (1,75ms), et d'asymétrie négative ($S_u < 0$) depuis le 2^{ième} prv au 3^{ième} piv (2 ms) (Fig. IV-14). Les pdfs de vitesse sont plus asymétriques pour 1,6 ms ($S_u > 0$) (longue queue pour les vitesses élevées) et pour 1,8 ms ($S_u < 0$) (longue queue pour les vitesses faibles) (Fig. IV-14).



$P_0=90\text{MPa}$, $d_0=0,11\text{mm}$, $\rho_g=30\text{kg/m}^3$, $t_{inj}=1,5\text{ms}$, $N_{go}=200000$, $\Delta t=50\text{ }\mu\text{s}$, ($z_0, r=0$).

Figure IV-12: Évolution des pdfs de vitesse dans des intervalles de temps en fonction du temps.



$P_0=90\text{MPa}$, $d_0=0,11\text{mm}$, $\rho_g=30\text{kg/m}^3$, $t_{inj}=1,5\text{ms}$, $N_{go}=200000$, $\Delta t=50\text{ }\mu\text{s}$, (z_{40} , $r=0$).
Figure IV-13: Évolution des pdfs de diamètre dans des intervalles de temps.

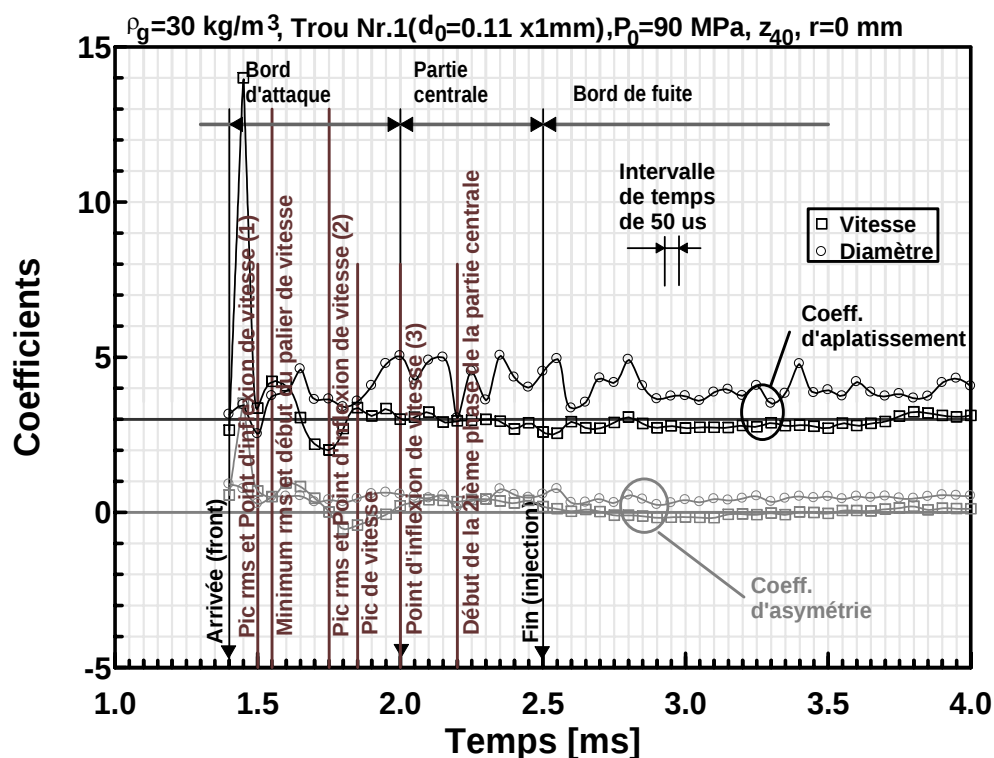


Figure IV-14: Évolution temporelle des coefficients d'asymétrie et d'aplatissement.

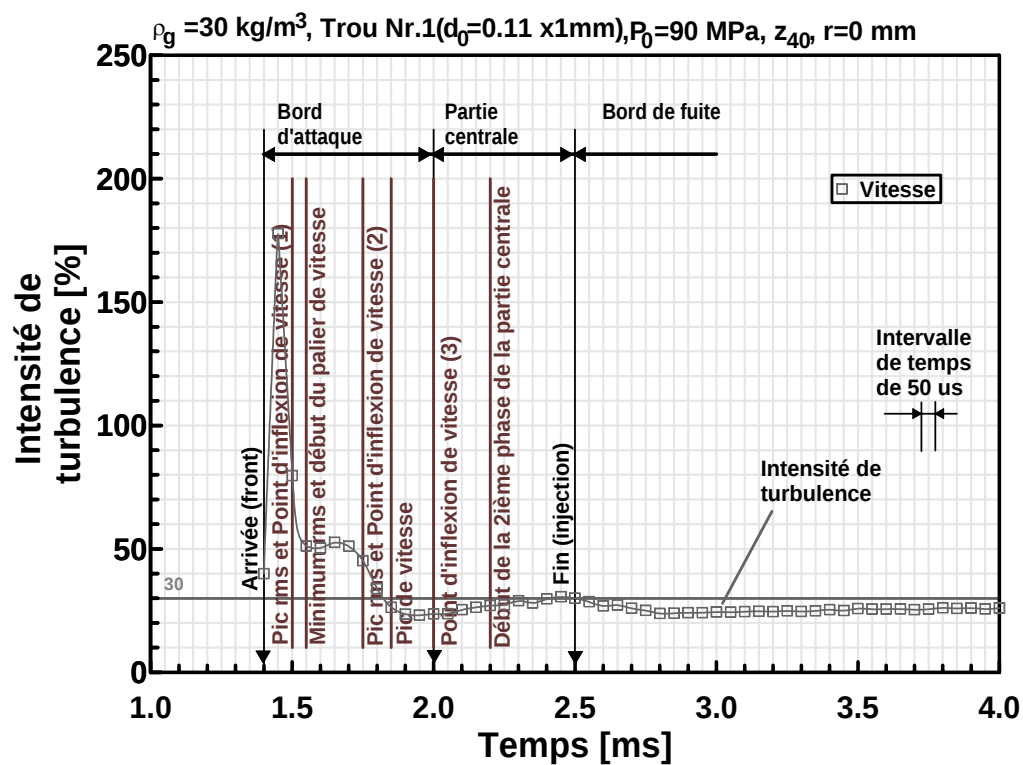


Figure IV-15: Évolution temporelle de l'intensité de la turbulence.

Depuis le début de la PC (3^{ième} piv) et dans le BF, les pdfs de vitesse sont quasi-normales ($S_u \approx 0$ et $F_u \approx 3$) (Fig. IV-14).

Par contre, Les pdfs de diamètre (Fig. IV-13) ont une forme uniforme dans toutes les parties du spray; elles sont étroites ($F_d > 3$), mais légèrement asymétriques ($S_d > 0$) (Fig. IV-14).

Il faut remarquer cependant que les pdfs (diamètre ou vitesse) pour les deux premiers intervalles sont non significatives pour contenir peu d'échantillons (Figs IV-12, -13).

Intensité de turbulence effective: L'intensité de turbulence est représentée sur figure IV-15. L'intensité de turbulence, qui est le rapport de la rv des gouttes sur la vitesse moyenne des gouttes, est effective. En effet, elle ne représente pas la vraie turbulence, mais plutôt l'intensité de la dispersion de la vitesse des gouttes. L'intensité de turbulence, entre le 1^{er} prv et le pv, est supérieure à 30% (niveau de la turbulence dans les jets gazeux) et atteint parfois des valeurs de 50% (Fig. IV-15). Ainsi, la turbulence est trop élevée dans le BA, pour la forte différence de vitesse entre les gouttes (phénomène de rattrapage). Depuis le pv (1,85ms) et jusqu'à la fin du BF, l'intensité de turbulence oscille entre 20% et 30%. Entre le pv et le 3^{ième} piv, l'intensité de turbulence est constante et vaut 20%. Depuis le 3^{ième} piv, l'intensité de turbulence commence à augmenter pour atteindre 30% à la EOI (EOI), ensuite chute dans le BF pour s'aligner sur la valeur de 25%.

L'augmentation de la turbulence autour de EOI est accompagnée par une augmentation des incertitudes (vitesse et diamètre), due à la diminution du nombre de gouttes, comme on verra dans le paragraphe ci-dessous.

Incertitudes relatives et le nombre de gouttes par intervalle de temps: La figure IV-16 montre le nombre de gouttes mesurées et l'incertitude relative pour chaque intervalle de temps de 50 μ m. L'incertitude relative est définie avec un intervalle de confiance de 95% de probabilité.

Pour les trois premiers points dans le BA, le nombre de gouttes est assez faible, c'est pourquoi leurs incertitudes relatives (de la vitesse et du diamètre) sont assez élevées. Après le 1^{er} prv, le nombre de gouttes commence à augmenter pour atteindre un maximum vers 1,65 ms (2300 échantillons/intervalle) et après il chute jusqu'au pv (1650 échantillons/intervalle), ensuite

il reste quasi-constant dans la première phase de la PC (1700 échantillons/intervalle). A partir de la deuxième phase de la PC (2,2 ms), le nombre de gouttes par intervalle de temps commence à décroître jusqu'à la EOI (2,5 ms) (800 échantillons/intervalle). Ensuite, il augmente de nouveau jusqu'à 3,4 ms dans le BF pour atteindre 4400 échantillons/intervalle. En effet, la densité effective des gouttes dans cette zone diminue par le fait que la quantité d'air, entrant derrière le spray, est plus importante. Après, il revient à décroître jusqu'à la fin du BF.

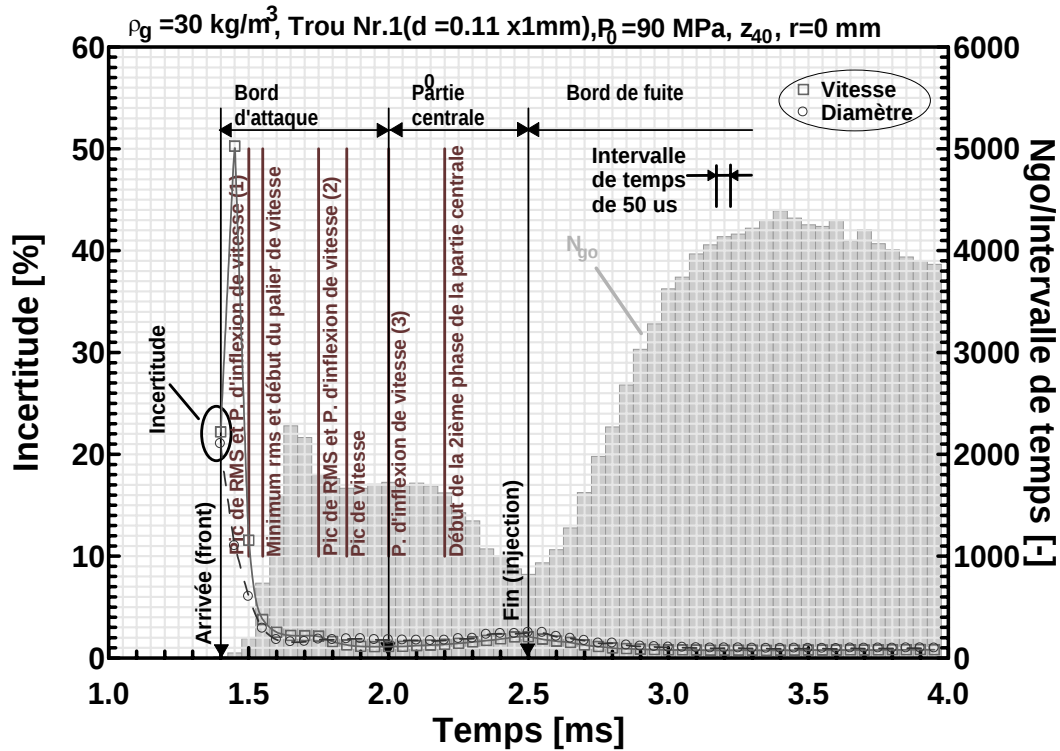


Figure IV-16: Évolution temporelle de l'intensité relative et du N_{go} par intervalle de temps.

L'incertitude relative dépend directement du nombre d'échantillons par intervalle de temps. Les incertitudes relatives (vitesse et diamètre) sont trop élevées pour les trois premiers points du BA, mais elles sont faibles dans tout le reste du spray. Elles sont de environ 2% dans le BA entre le 1^{er} prv et le 2^{ème} prv, et un peu plus de 1% depuis le 2^{ème} prv jusqu'au début de la 2^{ème} phase de la PC. Depuis le début de la 2^{ème} phase de la PC (2,2 ms), les incertitudes commencent à augmenter légèrement pour atteindre un maximum 2,5% à la EOI. Ensuite, les incertitudes chutent dans le BF pour se stabiliser à une valeur près de 1%.

D'après ces résultats, les trois premiers intervalles sont moins fiables et ceci pour toutes les grandeurs discutées là-haut.

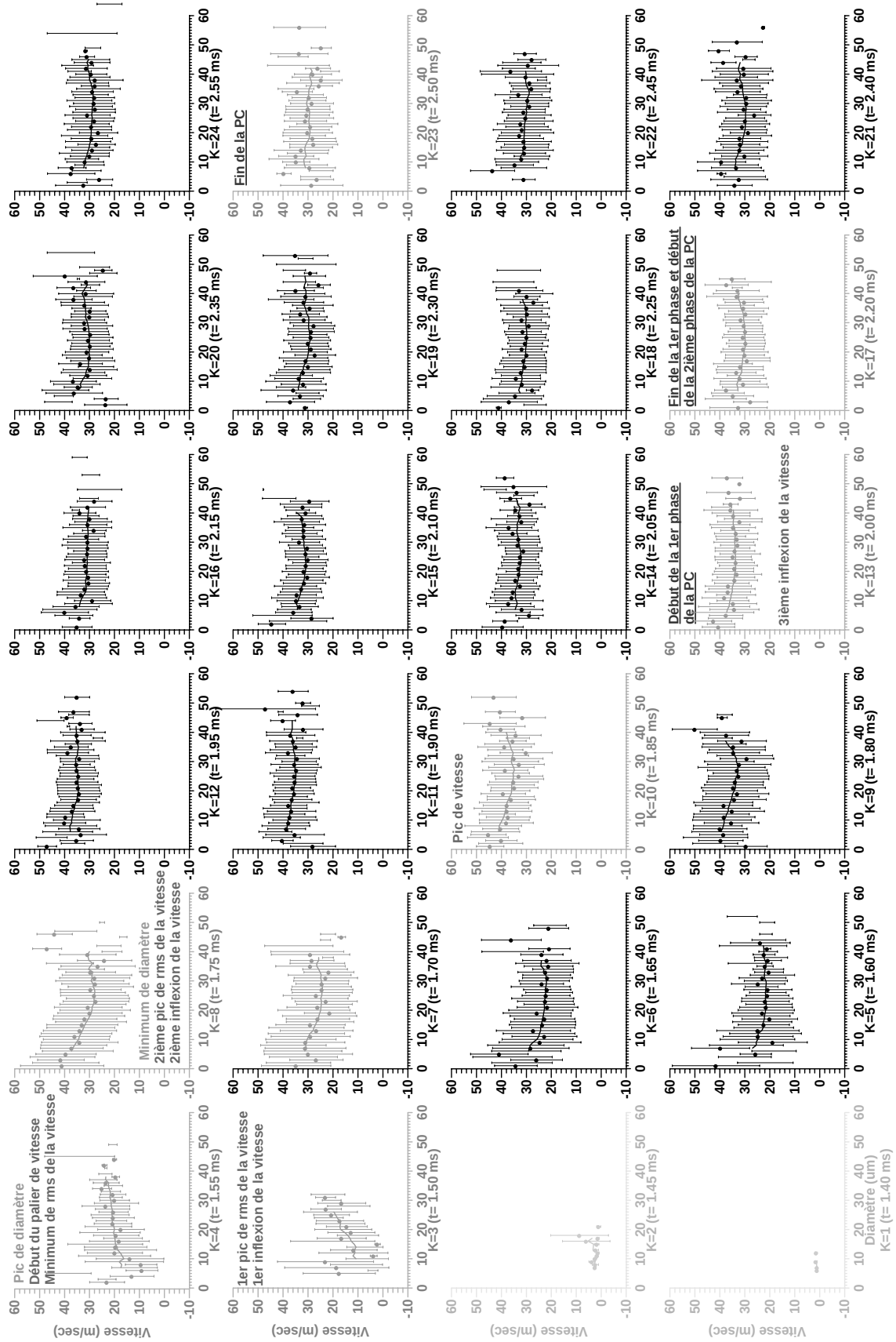
Les résultats d'incertitude, obtenus préalablement pour les blocs de différents nombres d'échantillons, sont présentés dans le tableau IV-6. Les incertitudes pour les blocs de 25000 échantillons sont comparables à ceux de Hardalupas et al. [HAR92]. Il faut s'attendre cependant que les incertitudes augmentent avec la pression d'injection parce que la masse injectée est plus grande. Lorsque la masse de combustible injectée est plus importante, le nuage de gouttelettes devient plus dense et les mesures par le système PDPA plus difficiles. Par contre, l'augmentation de l'incertitude dans la périphérie de spray s'explique par le faible nombre de gouttelettes car le spray dans cette partie est trop dilué.

Tableau IV-6- Incertitudes relatives

Taille du bloc	Incertitude de vitesse [%]	Incertitude de la rv [%]
5000	7-8	30
25000	3-4	12
100000	2	6
200000	1	4

Corrélation vitesse-diamètre de gouttes: Les corrélations vitesse-diamètre des gouttes sont montrées dans la figure IV-17. Le diamètre de gouttes semble ne dépasser guère les 50 μ m dans tous les intervalles de temps.

Depuis le pv (1,85) à la pointe du front du spray, le freinage, exercé par l'air sur les gouttes, est assez fort. Ceci fait que la corrélation, qui est négative depuis le pv jusqu'au 1,65ms, devient nulle à 1,60ms et passe à être positive depuis le début du palier de vitesse (1,55ms) jusqu'à la pointe du front du spray. En effet, depuis le pv (où toutes les gouttes se déplacent à 40m/s) au 2^{ième} prv, la désintégration des grosses donnent des petites gouttes de vitesses élevées et les gouttes de tailles moyennes perdent de la vitesse. Au 2^{ième} prv, les grosses gouttes vont à 30 m/s et les petites gouttes les plus rapides vont à 40m/s. Sur cette portion de temps, les grosses perdent de la vitesse, ce qui donne une corrélation négative. Au 2^{ième} prv, les plus petites gouttes sont plus nombreuses que les grosses ce qui donne un minimum de diamètre dans l'évolution temporelle (Fig. IV-11). Mais depuis le 2^{ième} prv jusqu'au juste avant le début du palier de vitesse, toutes les gouttes sont freinées. Cependant, les plus petites restent plus rapide que les grosses. Mais juste avant le début du palier de vitesse (1,6ms), toutes les gouttes atteignent un équilibre en terme de vitesse (20m/s), ce qui implique une corrélation diamètre-vitesse nulle. En effet, pendant cette phase, les gouttes se coalisent pour atteindre le maximum



$P_0=90\text{MPa}$, $d_0=0,11\text{mm}$, $\rho_g=30\text{kg/m}^3$, $t_{inj}=1,5\text{ms}$, $N_{go}=200000$, $\Delta t=50\text{ }\mu\text{s}$, (z_{40} , $r=0$).
Figure IV-17: Corrélation diamètre-vitesse de gouttes dans des intervalles de temps.

de coalescence au début du palier de vitesse. Ensuite, depuis le début du palier de vitesse (1,55ms) jusqu'au 1^{er} prv (1,5ms), des gouttes qui arrivent à la pointe du front, les plus petites sont instantanément freinées et les grosses se désintègrent. Ceci provoque une corrélation diamètre-vitesse positive.

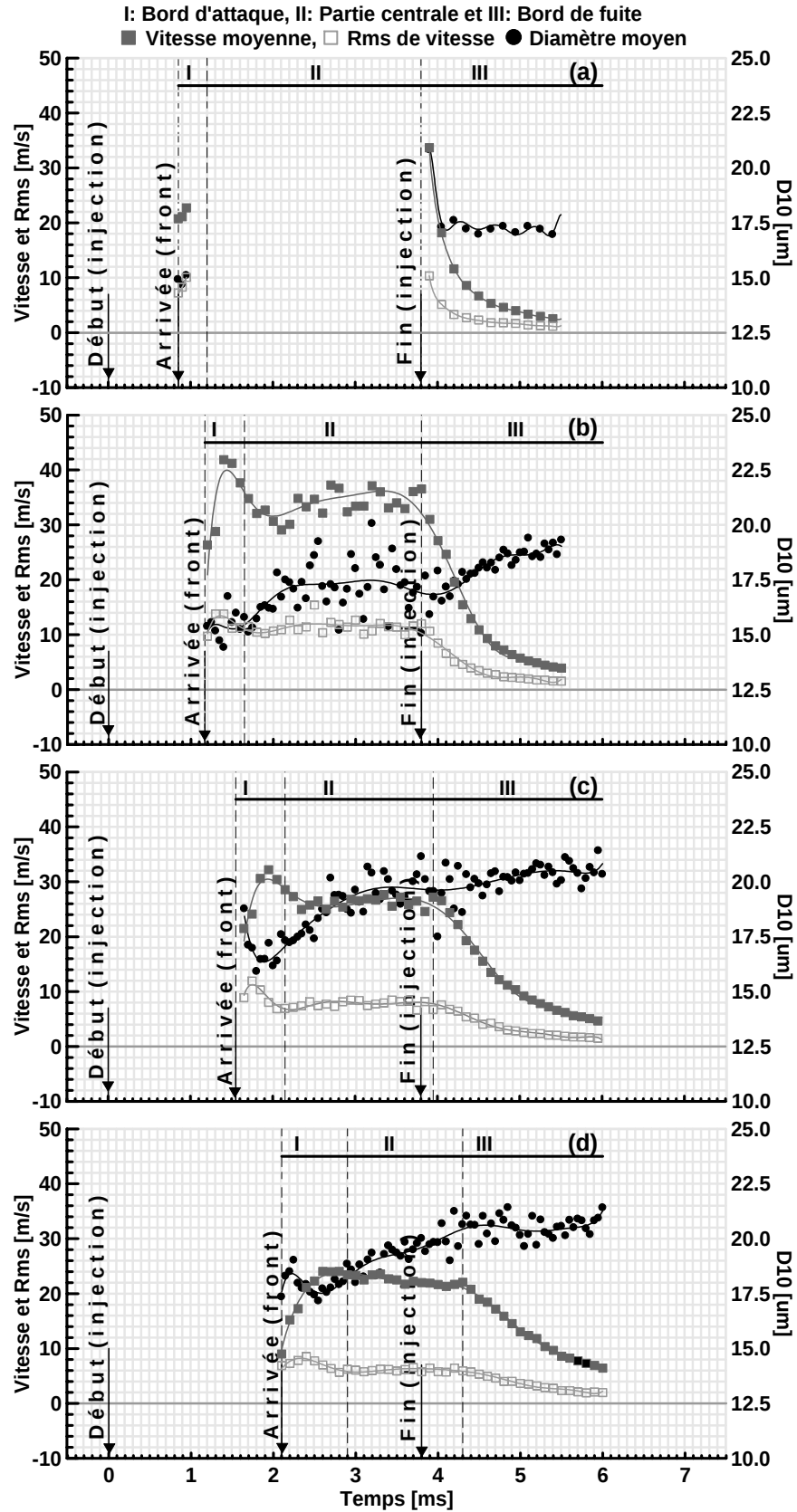
De la 2^{ième} phase de la PC jusqu'au pv (1,85ms), toutes les gouttes (petites et grosses) gagnent de la vitesse, mais avancent toutes à la même vitesse. Ceci n'est possible qu'avec un apport d'énergie extérieur, venant de l'air environnant. En fait, la grande masse d'air, refoulé par le front du spray en avançant, passe derrière lui et pénètre par les bords latéraux de celui-ci. Ensuite, l'air qui devient une partie intégrante du spray gagne de la vitesse par le transfert de la quantité de mouvement goutte-air. Ainsi l'air arrive à atteindre des vitesses plus importantes que les gouttes et commence à transférer la quantité de mouvement aux gouttes (transfert inverse). Par ce processus, les gouttes deviennent plus rapides que celles de la deuxième phase de la PC.

Depuis le début de la 2^{ième} phase de la PC, jusqu'à la EOI, la corrélation diamètre-vitesse est aussi quasi-nulle. La vitesse des gouttes est constante et mais élevée. Les gouttes se désintègrent, mais pas aussi fortement que pendant la 1^{er} phase de la PC. La différence de vitesse entre les gouttes et l'air n'est pas très élevée. Dans le BF, la corrélation est toujours nulle, mais la vitesse baisse pour toutes les gouttes. Dans cette partie, les gouttes ne se désintègrent pas, plutôt elles tendent à se coaliser ce qui fait que le diamètre des gouttes augmente ou se stabilise.

D'après ce qu'il vient d'être dit en haut, la corrélation diamètre-vitesse des gouttes existe seulement dans le front immédiat du spray. Au-delà de cette zone, cette corrélation disparaît. Grâce à ces résultats, l'étude par classification du diamètre a été écartée. Les prv, dans le front du spray (Fig. IV-10), sont causés par le phénomène de "dépassement", mais pas par une réponse à la turbulence de l'air entraîné. La même conclusion a été trouvée pour un spray diesel, injecté dans des conditions atmosphériques [HAR92].

Par la suite, la durée des injections est prise égale à 3ms, dans le but d'allonger la PC du spray diesel, pour en faire une étude plus approfondie. Les blocs seront de 25000 échantillons pour avoir des incertitudes relatives raisonnables pour la vitesse comme pour le diamètre.

b) Évolution temporelle sur l'axe longitudinale (r=0mm)



$$P_0=70\text{MPa}, \rho_g=30\text{kg/m}^3, N_{go}=25000$$

Figure IV-18: Évolution temporelle de la vitesse moyenne et de la rv de la vitesse longitudinale des gouttes, et du diamètre moyen des gouttes sur l'axe $r=0\text{mm}$, (z_{20} (a), z_{30} (b), z_{40} (c) et z_{50} (d)).

Les distributions temporelles de la vitesse longitudinale moyenne, de la rv et du diamètre moyen, d_{10} , sur l'axe central du spray diesel ($r=0\text{mm}$) sont montrées dans la figure IV-18 pour quatre positions axiales z_{20} , z_{30} , z_{40} et z_{50} , et pour la pression d'injection 70MPa.

Les mesures par la technique de PDPA sont seulement possibles pour la PC du spray jusqu'à une certaine profondeur dans le spray (z_{30}). Plus proche de l'injecteur (z_{20}), la densité élevée du brouillard des gouttes rend les mesures difficiles. La densité des gouttes (la difficulté de la technique de mesure) augmente simultanément avec la pression d'injection et la masse volumique du gaz. On ne peut distinguer facilement le 2^{ième} prv, le pv et le minimum du diamètre qu'à partir de la deuxième section, définie par la position axiale z_{30} . Le 1^{er} prv n'est pas détectable dans la pointe du spray, à cause du manque de mesures. Le 2^{ième} prv coïncide avec le 2^{ième} piv longitudinale moyenne. Le minimum du diamètre moyen se situe entre le pv et le 2^{ième} prv. Ceci signifie que dans cette zone, la désintégration secondaire atteint son apogée, ce qui fait que la taille des gouttes est dominée par les plus petites gouttes. Mais toutes les gouttes doivent avancer quasiment à la même vitesse (Fig. IV-16). Depuis le 2^{ième} prv vers la pointe du spray, c'est à dire dans le BA où les gouttes souffrent un fort ralentissement, le diamètre des gouttes augmente à cause de la coalescence.

La vitesse longitudinale et la rv diminuent avec l'augmentation de la distance par rapport à la sortie de l'injecteur, ainsi que leurs pics respectifs. La diminution de la grandeur relative du pv peut être due au fait que le spray est de plus en plus dilué, au fur et à mesure qu'il avance. Et l'effet de refoulement de l'air par la pointe du spray est de plus en plus atténué, c'est-à-dire l'air pénètre facilement le spray par le front. La diminution de l'amplitude relative du 2^{ième} prv peut s'expliquer par le fait que la différence de vitesse entre les gouttes, ayant subi l'effet de freinage, et celles les rattrapant n'est pas très importante. Le phénomène de rattrapage tend donc à disparaître en s'éloignant de l'injecteur. Aussi, il peut être constaté que la dimension du BA augmente et gagne de la place à la PC en s'éloignant de l'injecteur. Par contre, le diamètre a un comportement opposé à celui de la vitesse longitudinale moyenne. Le diamètre augmente dans l'ensemble du spray avec la distance à l'injecteur par la coalescence. La coalescence augmente lorsque la vitesse des gouttes diminue. Même le minimum du diamètre perd peu à peu son amplitude relative avec la distance à l'injecteur. Donc d'après ce qu'on vient de voir, la désintégration massique du spray se fait bien avec la première position z_{20} . Mais aussi il faut rappeler que aux positions axiales inférieures à z_{20} , la technique PDPA est incapable de réaliser

les mesures à cause de la forte densité du brouillard des gouttes.

Il est attendu, comme on le verra ci-dessous, à ce que les atténuations du pv et des prv, du minimum du diamètre s'accroissent avec l'extension du BA par la diminution de la pression d'injection.

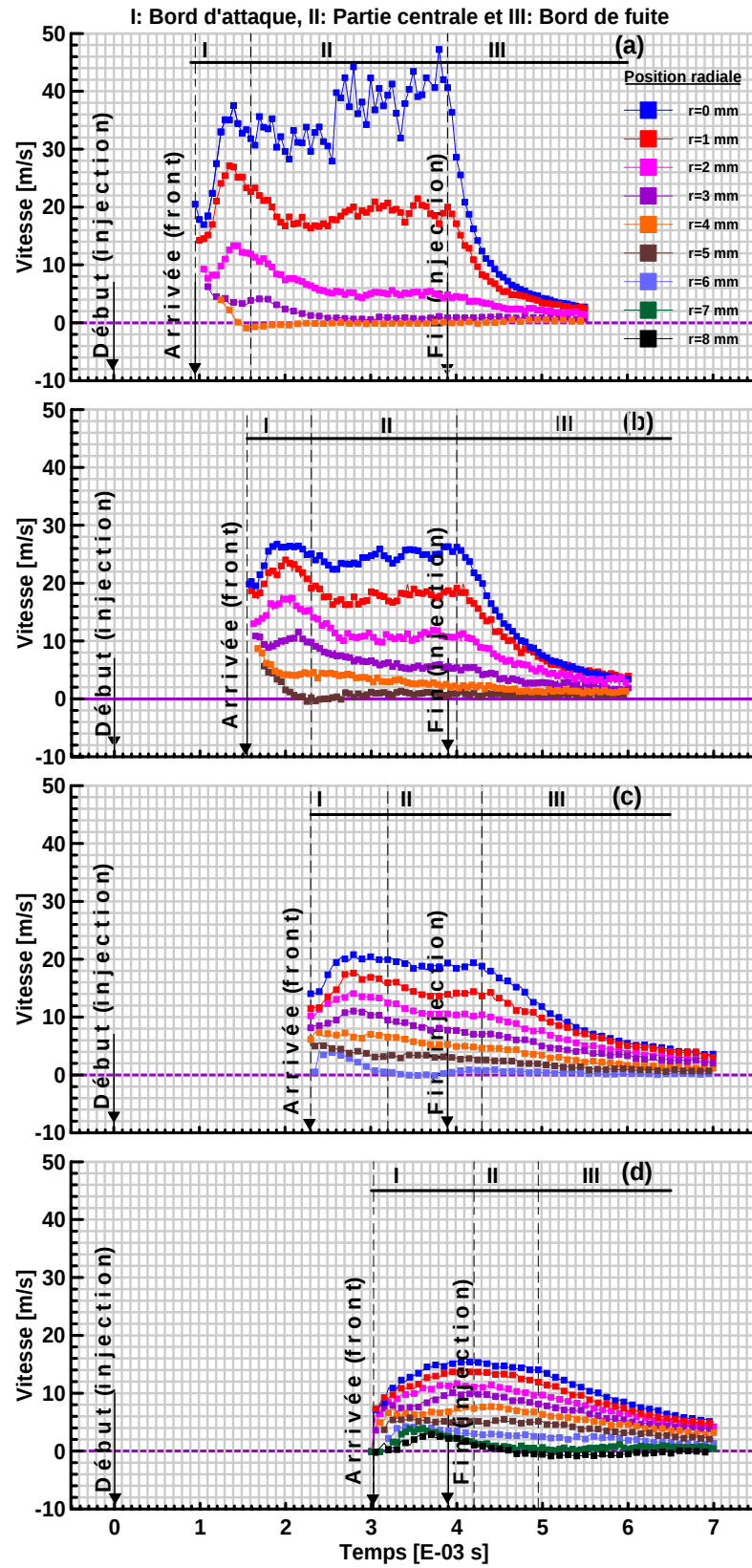
c) Évolution temporelle sur l'axe radiale ($r > 0\text{mm}$)

Le diamètre des gouttes des sprays diesel dépend des processus d'atomisation et de coalescence, lesquels sont principalement des fonctions des conditions locales de la vitesse de l'air et de la concentration du combustible. A cause de la nature instable du spray diesel, les variations des conditions locales font que le diamètre caractéristique des gouttes subit de fortes évolutions spatio-temporelles. Et les changements dans les conditions d'injection (masse volumique et pression d'injection) provoquent des variations de la vitesse locale et de l'angle du cône du spray, ce qui influence aussi la distribution du diamètre de gouttes.

Pour les trois pressions d'injection ($P_0=30,70,110\text{MPa}$), les figures (Figs IV-19, IV-22, IV-25), (Figs IV-20, IV-23, IV-26) et (Figs IV-21, IV-24, IV-27) représentent les distributions temporelles de la vitesse longitudinale moyenne, de la rv et du diamètre moyen (d_{10}) des gouttes respectivement. Les représentations sont faites pour plusieurs positions radiales ($r \geq 0\text{mm}$) à quatre positions axiales z_{20} (a), z_{30} (b), z_{40} (c) et z_{50} (d). La vitesse longitudinale moyenne décroît en s'éloignant radialement de l'axe ($r=0\text{mm}$) et de l'injecteur ($z=0\text{mm}$). Elle devient même négative dans la périphérie du spray dans le BA, c'est à dire les petites gouttes se déplacent avec l'air envoyé vers l'injecteur. Les mesures négatives de la vitesse de gouttes dans la périphérie du spray sont possibles seulement dans la condition de non-évaporation.

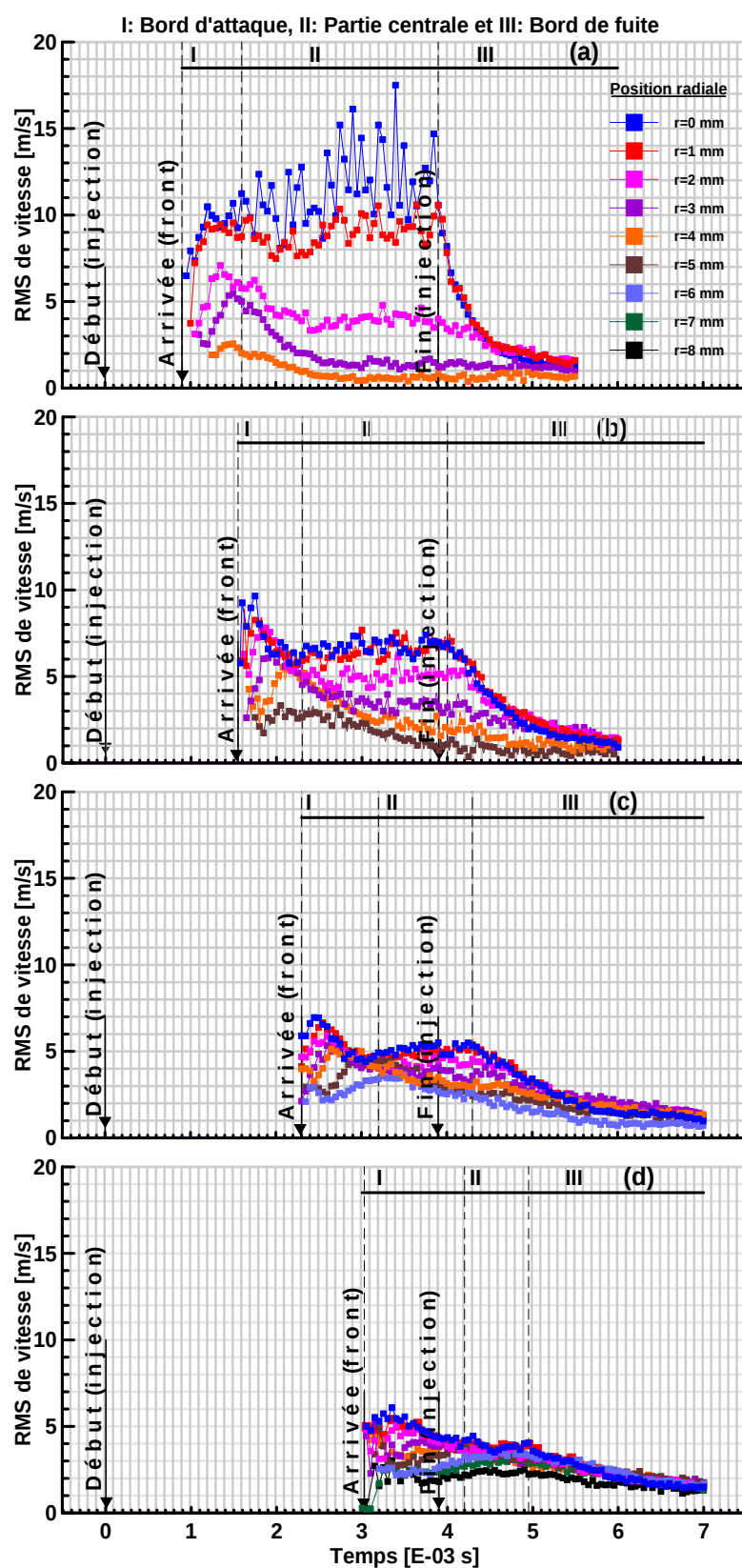
La pv dans le BA décroît en s'éloignant de l'axe, mais suffisamment loin de l'axe la vitesse dans la pointe du spray est parfois plus importante que la vitesse du pic. La rv (Figs IV-20, IV-23, IV-26)) subit la même évolution temporelle et radiale que la vitesse longitudinale moyenne pour les deux premières positions z_{20} (a) et z_{30} (b). Ensuite, la rv devient de plus en plus identique pour toutes les positions radiales aux sections z_{40} (c) et z_{50} (d).

Le diamètre moyen ne montre quasiment aucune dépendance avec les positions radiales



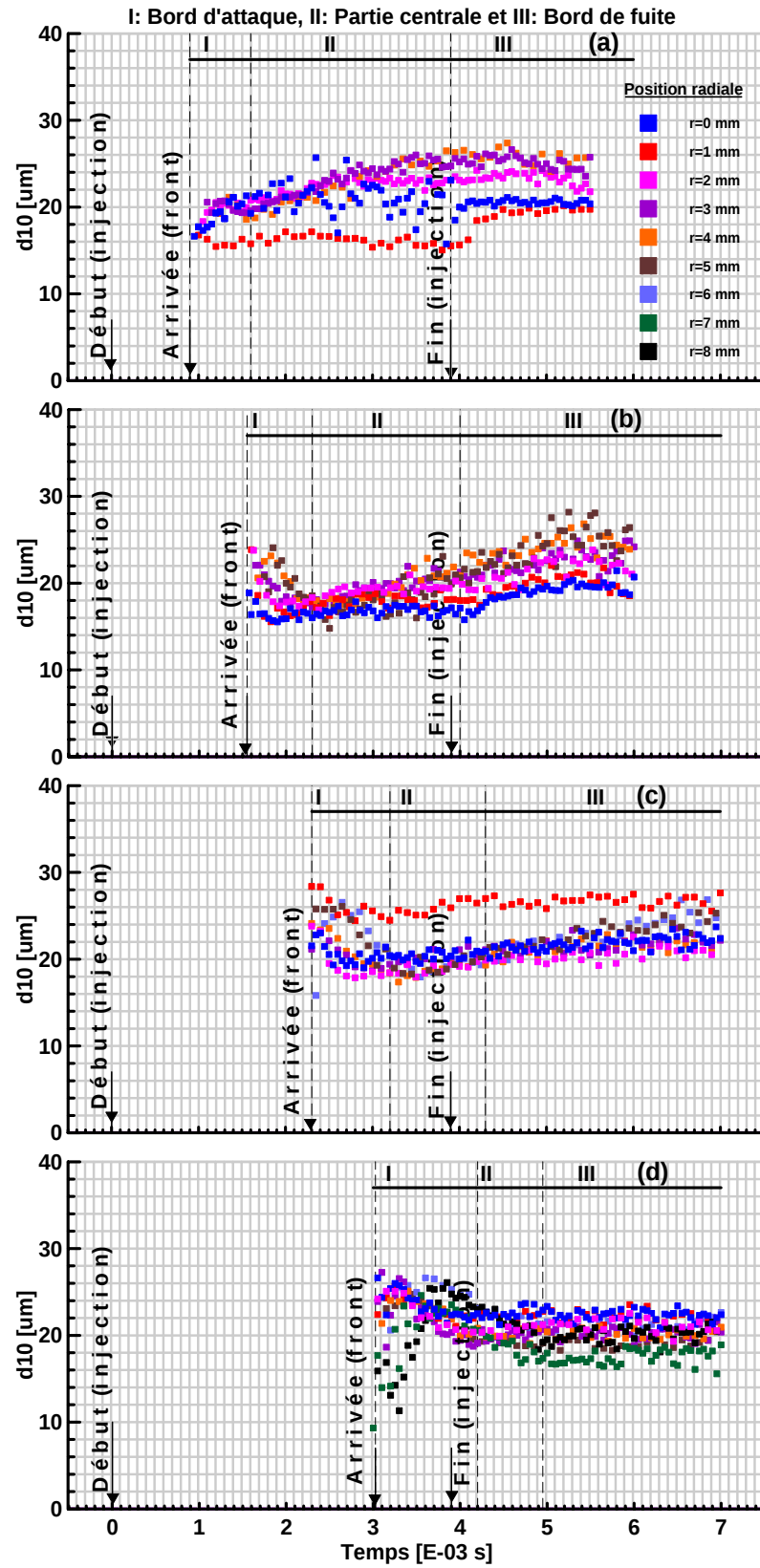
$$P_0=30\text{MPa}, \rho_g=30\text{kg/m}^3, N_{go}=25000$$

Figure IV-19: Évolution temporelle de la vitesse moyenne de la vitesse longitudinale des gouttes, (z_{20} (a), z_{30} (b), z_{40} (c) et z_{50} (d)).



$$P_0=30\text{MPa}, \rho_g=30\text{kg/m}^3, N_{g0}=25000.$$

Figure IV-20: Évolution temporelle de la rv de la vitesse longitudinale des gouttes, (z_{20} (a), z_{30} (b), z_{40} (c) et z_{50} (d)).



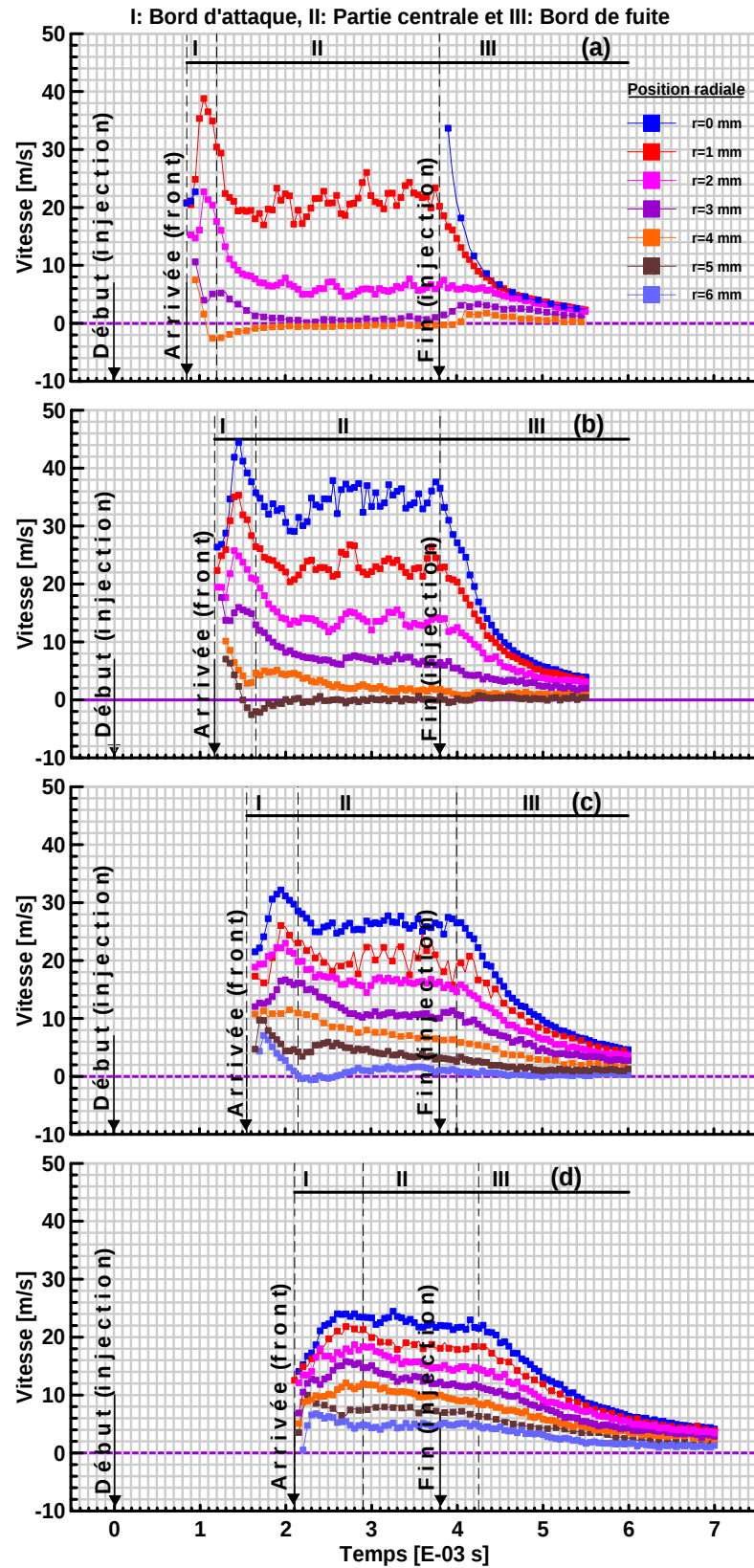
$$P_0=30\text{MPa}, \rho_g=30\text{kg/m}^3, N_{go}=25000$$

Figure IV-21: Évolution temporelle du diamètre moyen de gouttes, ($z_{20}(a)$, $z_{30}(b)$, $z_{40}(c)$ et $z_{50}(d)$).

pour toutes les sections hors du BA (Figs IV-21, IV-24, IV-27). Un diamètre quasi-constant sur l'évolution radiale révèle l'existence d'un équilibre entre les processus d'atomisation et de coalescence. Au fur et à mesure que les forces aérodynamiques décroissent (les effets de l'atomisation décroissent), en allant de l'axe vers la périphérie, les effets de la coalescence augmentent. Près de l'injecteur, le diamètre dans la PC est plus important que dans le BA et le BF. Ce résultat est vrai pour toutes les positions radiales (Figs IV-21a, IV-24a, IV-27a, IV-27b).

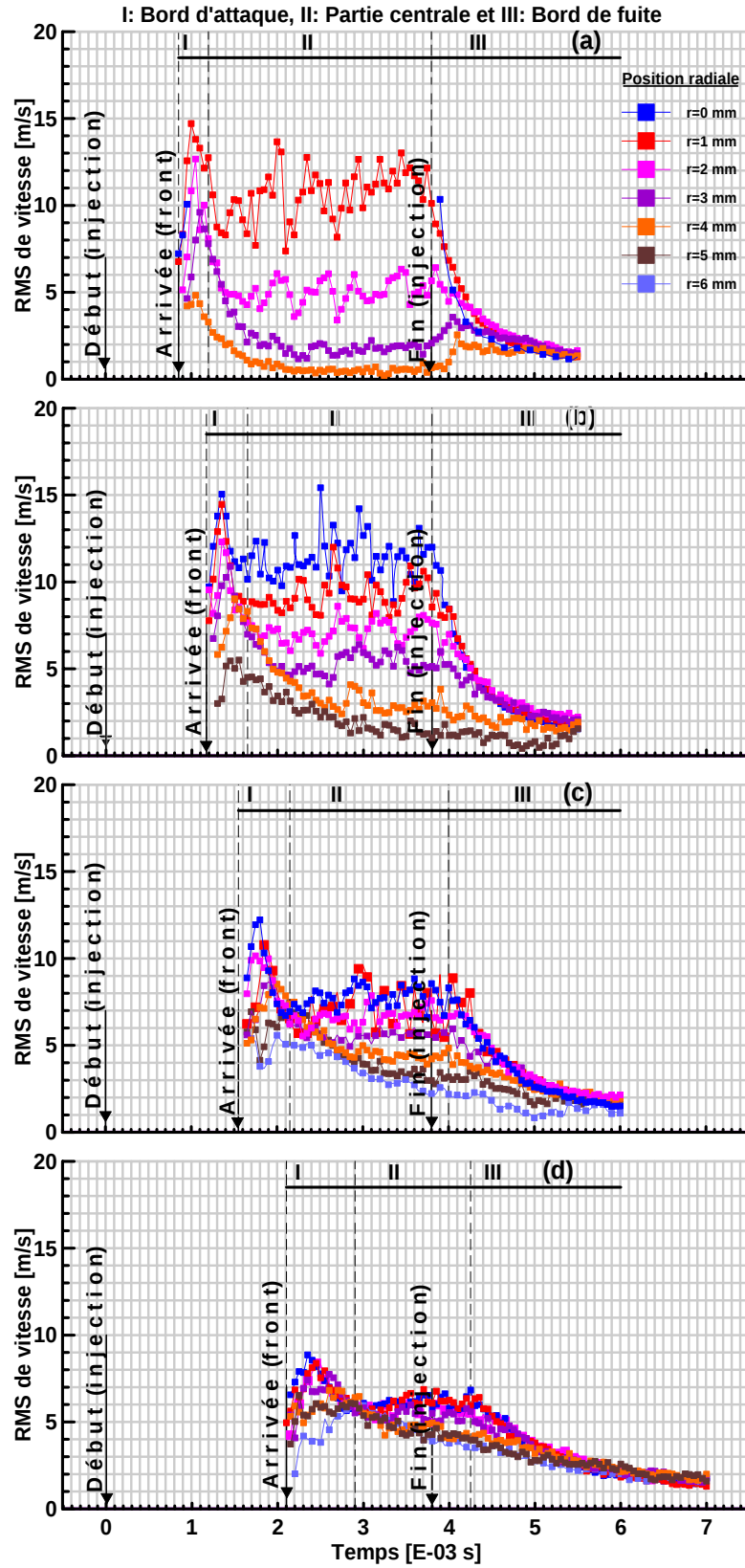
Le comportement du spray change en fonction de la distance à l'injecteur. Près de l'injecteur, la vitesse du spray est assez importante. Ceci fait que les grosses gouttes se désintègrent en petites gouttes, ces petites gouttes avancent vers le front du spray où elles sont rapidement freinées "*selection by drag*". Les petites gouttes freinées sont dépassées par les gouttes, ayant peu subi le freinage de l'air, qui viennent après. Ainsi, ces petites gouttes freinées passent à faire partie peu à peu de la queue du spray (BF). Les gouttes grosses et rapides constituent la base de la PC du spray où la vitesse est constante. Près de l'injecteur, la coalescence n'agit pas, car la vitesse relative goutte-air est assez importante. Loin de l'injecteur, le diamètre commence en général à croître depuis le début de la PC et continue à le faire parfois même dans le BF (Figs IV-21 (b, c, d), IV-24 (c, d), IV-27 (b, c, d)). Dans la PC, les gouttes se désintègrent fortement au début (désintégration secondaire), car la vitesse relative goutte-air est encore assez importante. Les gouttes qui viennent ensuite subissent de moins en moins l'effet de la désintégration, par le fait d'être confrontées de moins en moins à l'action du freinage de l'air. L'air se déplace à des vitesses proches à celles des gouttes.

Donc l'augmentation du diamètre, dans l'évolution temporelle, peut être expliqué, d'un côté, par l'accélération de l'air entraîné, et de l'autre côté, dans les zones de brouillards denses de gouttes, le diamètre des gouttes augmente par la fusion et la coalescence. La coalescence des gouttes devient importante quand les gouttes s'arrêtent de se désintégrer, car les forces aérodynamiques deviennent plus faibles que les forces de tension superficielle. Dans cette situation, le nombre de Weber est plus faible que le nombre de Weber critique (S.§ I.2.5.). Dans le cas de la pression d'injection $P_0=30\text{MPa}$ (Figs IV-21b, IV-21c), le diamètre est plus grand dans le BF que dans la PC. Ceci est une indication de l'action de la coalescence. La coalescence commence à agir au début dans le front du spray où elle devient plus importante, plus loin de l'injecteur où le spray a assez subi le freinage (Fig. IV-21d). Loin de l'injecteur, le diamètre des gouttes est invariable entre la PC et le BF. Par contre, il est plus important dans le BA.



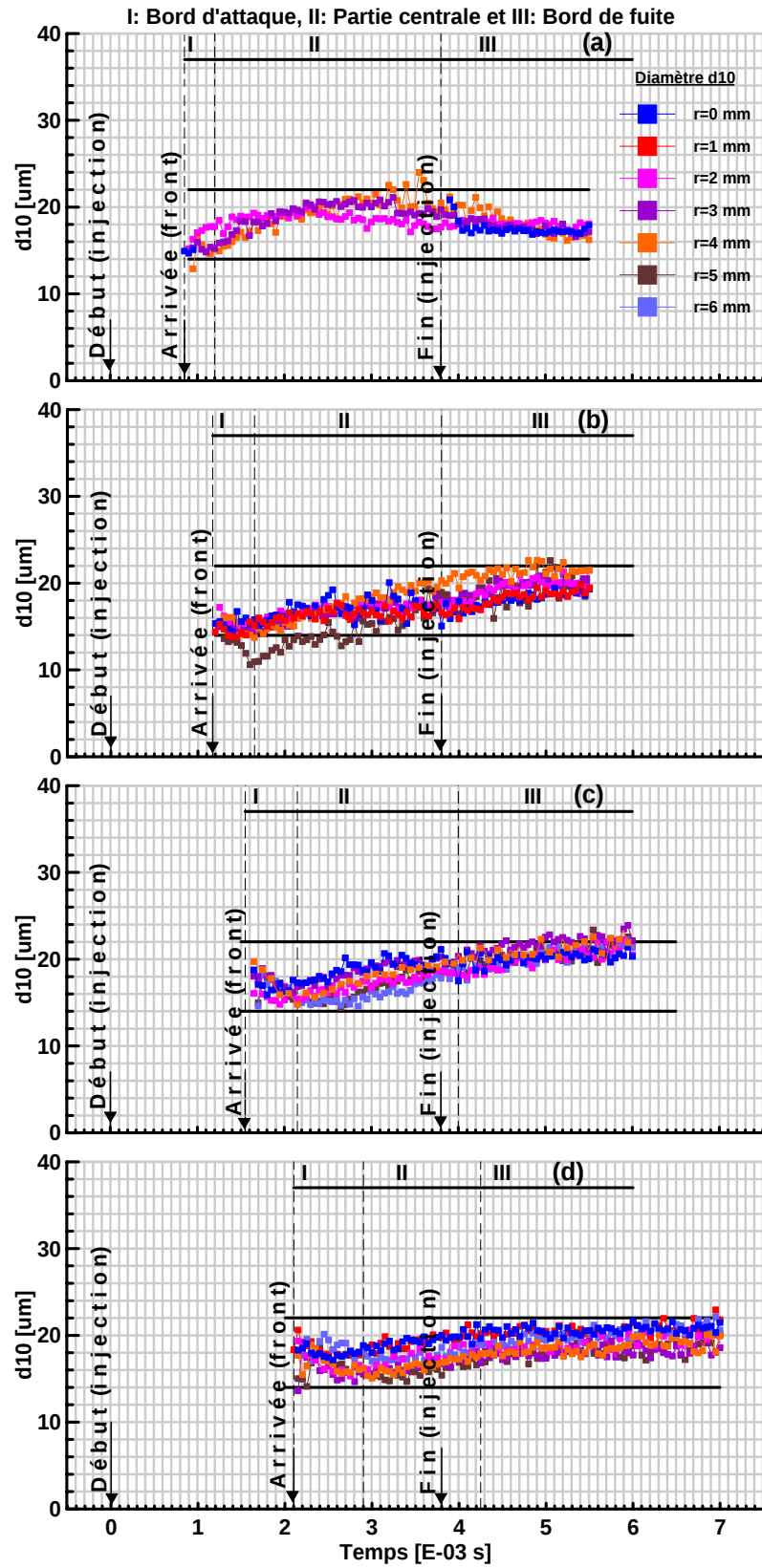
$$P_0=70\text{MPa}, \rho_g=30\text{kg/m}^3, N_{g0}=25000$$

Figure IV-22: Évolution temporelle de la vitesse moyenne de la vitesse longitudinale des gouttes, (z_{20} (a), z_{30} (b), z_{40} (c) et z_{50} (d)).



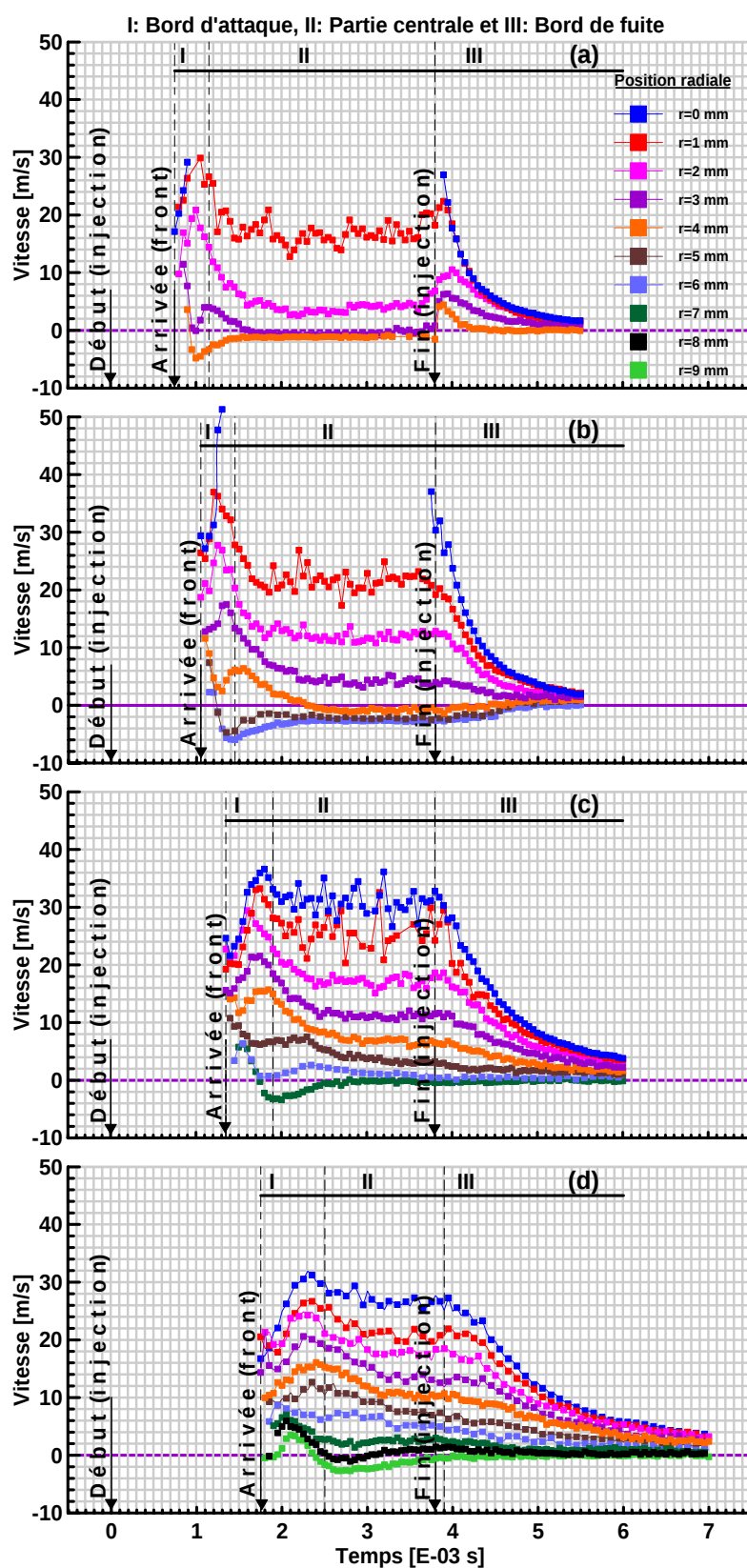
$$P_0=70\text{MPa}, \rho_g=30\text{kg/m}^3, N_{go}=25000$$

Figure IV-23: Évolution temporelle de la rv de la vitesse longitudinale des gouttes, (z_{20} (a), z_{30} (b), z_{40} (c) et z_{50} (d)).



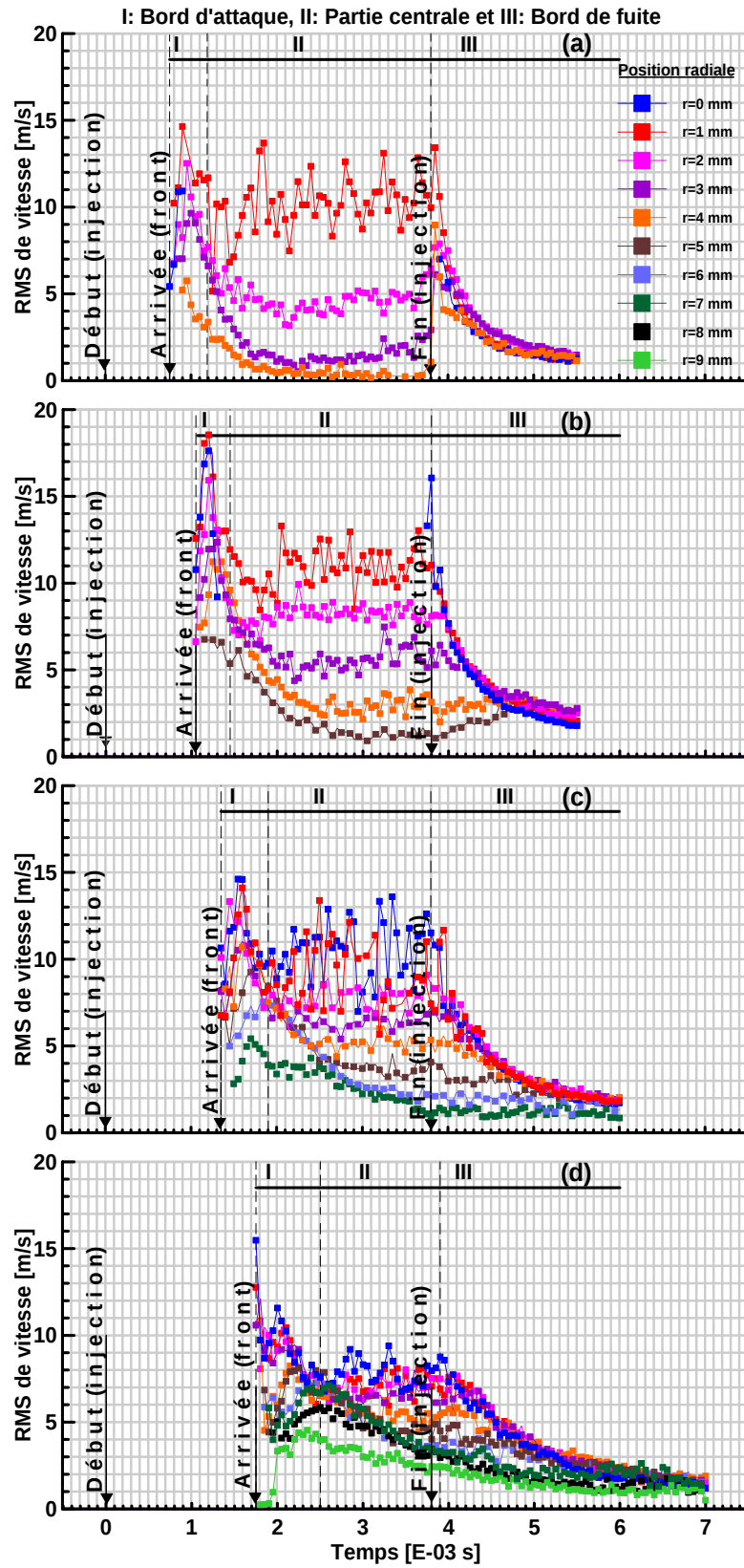
$$P_0=70\text{MPa}, \rho_g=30\text{kg/m}^3, N_{go}=25000$$

Figure IV-24: Évolution temporelle du diamètre moyen de gouttes (z_{20} (a), z_{30} (b), z_{40} (c) et z_{50} (d)).



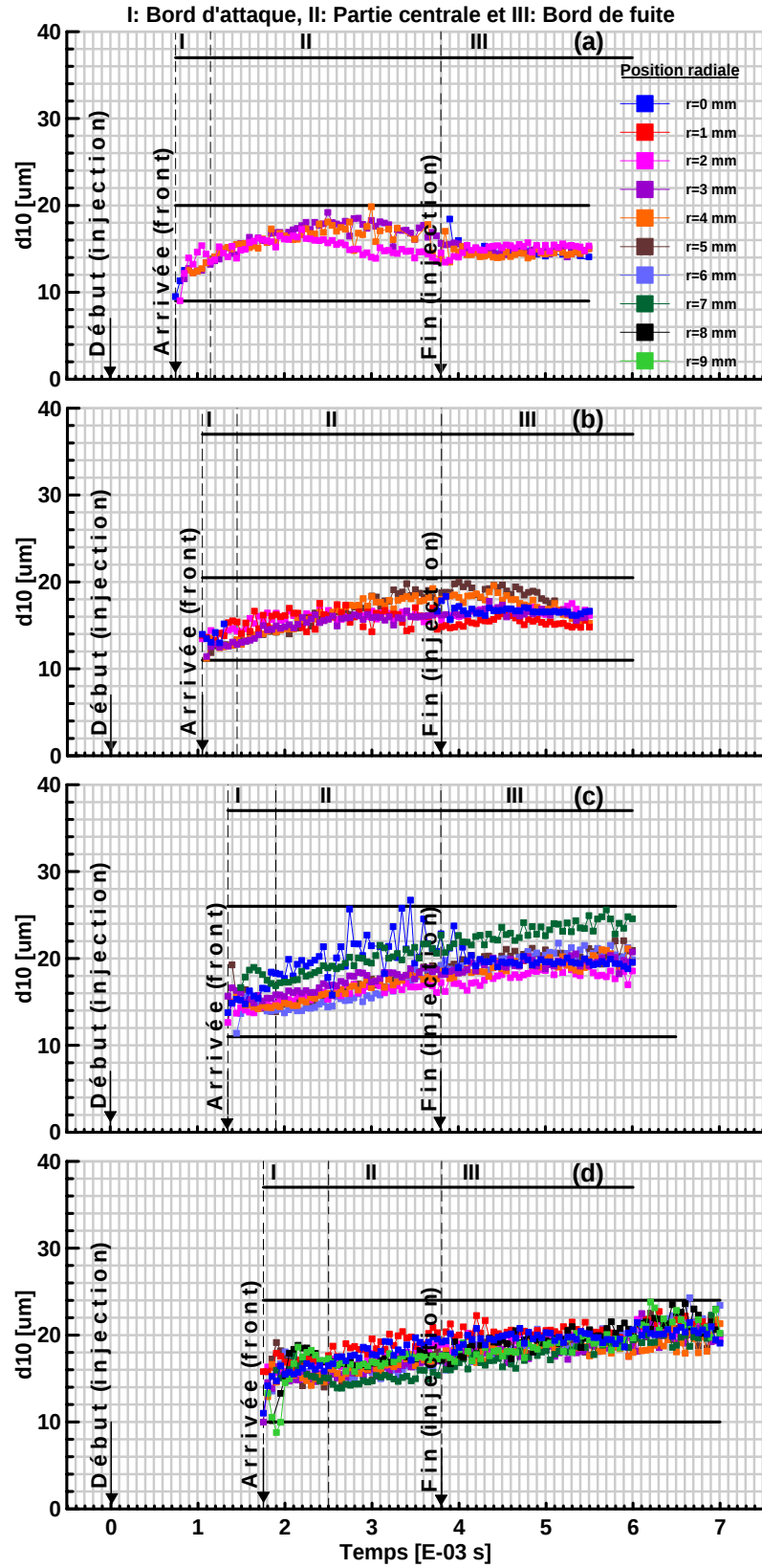
$$P_0=110\text{MPa}, \rho_g=30\text{kg/m}^3, N_{go}=25000$$

Figure IV-25: Évolution temporelle de la vitesse moyenne de la vitesse longitudinale des gouttes, (z_{20} (a), z_{30} (b), z_{40} (c) et z_{50} (d)).



$$P_0=110\text{MPa}, \rho_g=30\text{kg/m}^3, N_{g0}=25000$$

Figure IV-26: Évolution temporelle de la rv de la vitesse longitudinale des gouttes, (z_{20} (a), z_{30} (b), z_{40} (c) et z_{50} (d)).



$$(P_0=110\text{MPa}, \rho_g=30\text{kg/m}^3, N_{go}=25000)$$

Figure IV-27: Évolution temporelle du diamètre moyen de gouttes, (z_{20} (a), z_{30} (b), z_{40} (c) et z_{50} (d)).

La caractéristique commune à toutes les sections (z_{20} , z_{30} , z_{40} , z_{50}) est que le diamètre minimum coïncide plus ou moins avec le pv près de l'axe ($r=0\text{mm}$) et avec le minimum des vitesses négatives dans la périphérie du spray. À partir de la deuxième section z_{30} , le diamètre moyen en fonction du temps augmente depuis le BA et continue d'augmenter dans la PC (effet de la coalescence). Ceci veut dire que le nombre de Weber décroît en s'éloignant de l'injecteur.

Par le processus de rattrapage, exercées de manière continue par les gouttes rapides sur les gouttes freinées dans le front du spray, la vitesse de pénétration du spray, qui est constante près de l'injecteur, décroît selon la loi de $t^{-0.5}$ loin de lui. Avec la distance à l'injecteur, le volume de l'air englobé par le spray augmente, contribuant ainsi au freinage des gouttes et à leurs coalescences.

d) Évolution diamètre de gouttes en fonction de la pression

La figure IV-28 représente l'évolution du diamètre moyenne sur l'axe du spray ($r=0\text{mm}$) dans l'évolution temporelle pendant la phase d'injection (entre le BA et la PC) en fonction de la pression d'injection pour deux positions axiales (z_{30} , z_{40}). Le diamètre décroît mais très légèrement en augmentant la pression d'injection. Le diamètre chute de 21 à 18 μm pour la posi-

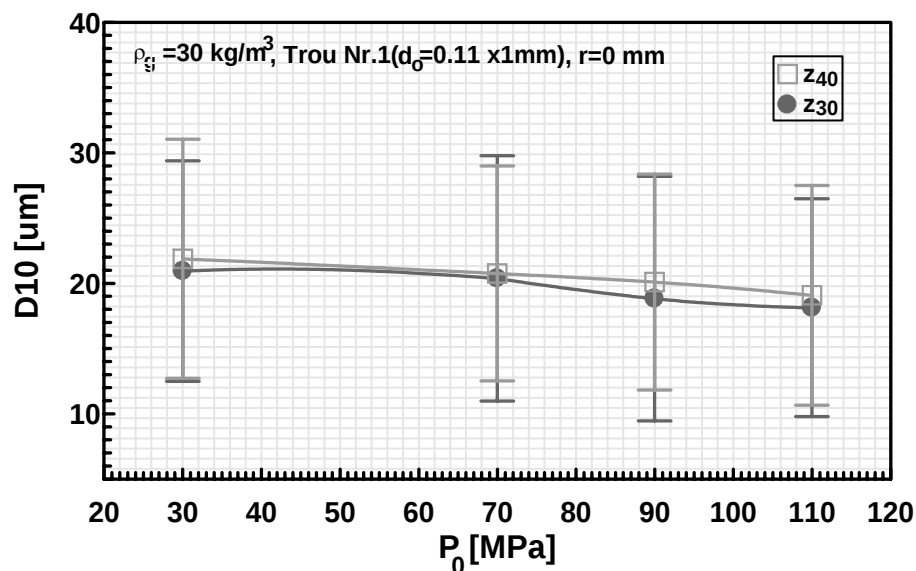


Figure IV-28: Évolution du diamètre moyen de gouttes en fonction de la pression d'injection.

tion z_{30} et de 22 à 19 μm pour la position z_{40} . Ainsi, le diamètre à la position z_{40} est légèrement

élevé que celui de la position z_{30} . Ceci s'explique par la coalescence. Donc l'influence de la pression d'injection sur le diamètre semble faible. Une forte pression d'injection signifie plus d'énergie cinétique pour les gouttes ce qui entraîne plus de désintégration secondaire par l'action des forces aérodynamiques.

IV.2.3. Évolution longitudinale de la vitesse et du diamètre des gouttes.

Dans la figure IV-29a, est représentée l'évolution temporelle de la vitesse longitudinale moyenne pour quatre positions axiales (z_{20} , z_{30} , z_{40} , z_{50}) ensemble avec le débit massique d'injection. Sur cette figure, il est facile de constater que près de l'injecteur, la EOI est sentie très tôt que loin de lui. La PC du spray se rétrécit au fur et à mesure que on s'éloigne de l'injecteur.

Les chutes sur l'axe central de la vitesse longitudinale moyenne et de la rv , normalisées par la vitesse d'injection ($u_{0,0}$), sont tracées contre deux distances axiales adimensionnelles (z/d_0 et z/d_{eq}) dans les figures IV-29b et IV-29c respectivement. La vitesse d'injection ($u_{0,0}$) a été estimée à partir du débit massique d'injection.

Dans la PC, le taux de décroissance (K_u) de la vitesse longitudinale du spray diesel est semblable à ceux des jets gazeux libres [CAP82] et intermittents [WIT80] (Fig. IV-29b). Le taux de décroissance (K_u), pour ces deux derniers cas, est égal à 5,55 et à 5,8 respectivement. L'expression de la décroissance de la vitesse longitudinale sur l'axe du spray est écrite dans l'équation E(I-36). Dans le spray diesel, le volume de l'air entraîné est plus important que la phase liquide loin de l'injecteur. Par conséquent, loin de l'injecteur ($z > 10d_{eq}$), la masse volumique du spray est réduite à celle de l'air [DAH90]. Dans cette zone, le spray diesel se comporte presque comme un jet gazeux. Alors, le champ d'écoulement peut être caractérisé uniquement par le flux de la quantité de mouvement de l'injection et la masse volumique du gaz.

Dans la figure IV-29c, la décroissance de la dispersion de la vitesse, représentée par la rv adimensionnel, est comparée à celle d'un jet pulsé [BRE81]. Le taux de décroissance pour le spray diesel est plus important que celui du jet pulsé et ainsi de suite pour le processus de diffusion.

La vitesse moyenne (Fig. IV-29b) et la rv (Fig. IV-29c) de la vitesse longitudinale des

gouttes sont trop faibles que les courbes d'ajustement pour les jets gazeux dans le BF et le BA. Dans le BF, la vitesse chute rapidement après la fin de l'injection. Par contre, dans le BA, la chute de la vitesse est produite par le freinage de l'air.

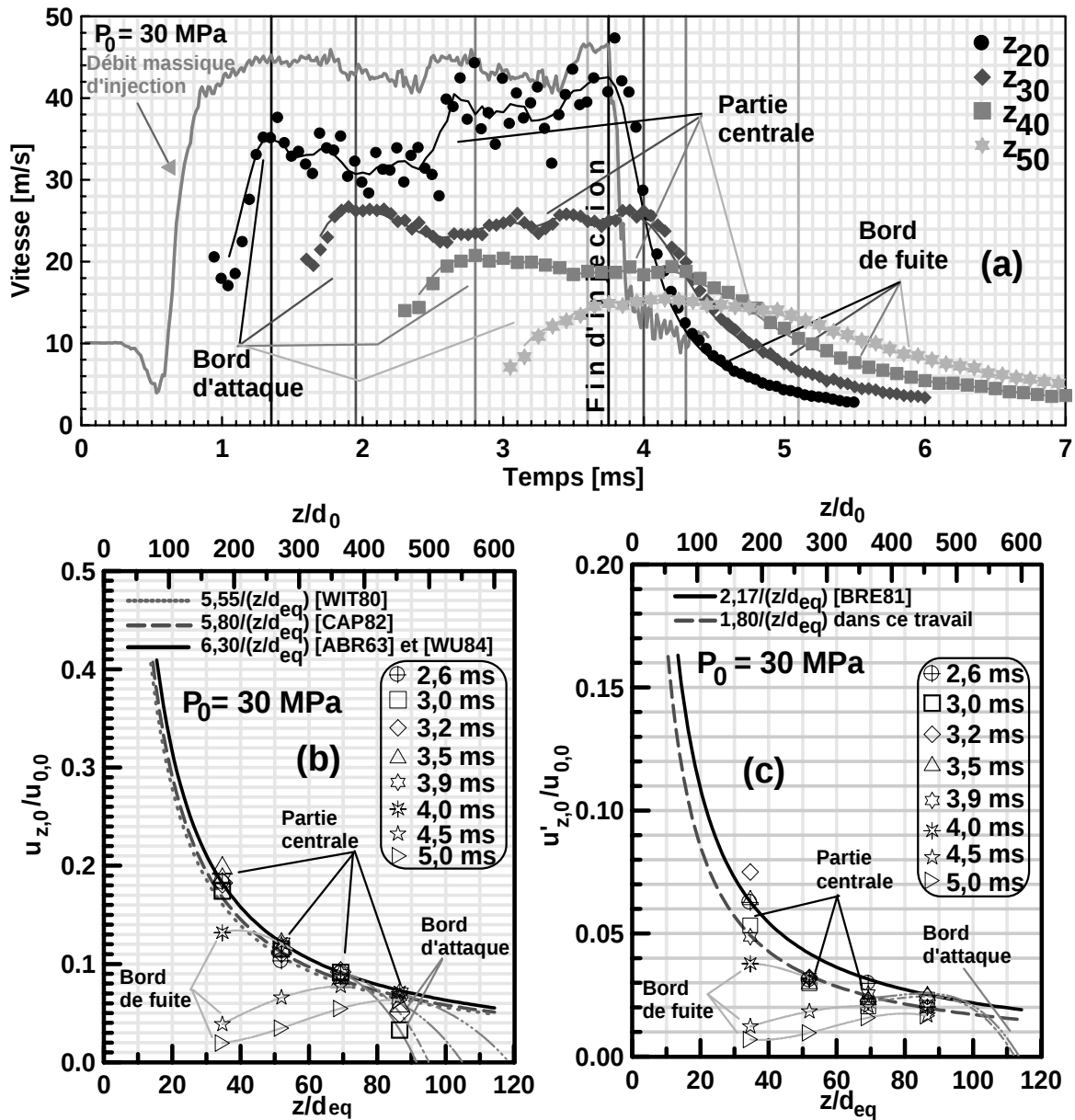


Figure IV-29: Évolution temporelle de la vitesse moyenne (a), et évolution longitudinale de la vitesse moyenne normalisée (b) et de la rv normalisée (c) de la vitesse longitudinale des gouttes.

Les figures IV-30 et IV-31 montrent, pour les pressions d'injection $P_0=30$ et 70MPa, respectivement, l'évolution longitudinale du diamètre moyen et de la rms de diamètre "rd" des gouttes pour différents instants depuis le début du BA jusqu'au BF du spray. Les courbes solides des figures IV-30(b,c) et IV-31(b,c) sont ajustées à des extrapolations sans évidence

expérimentale.

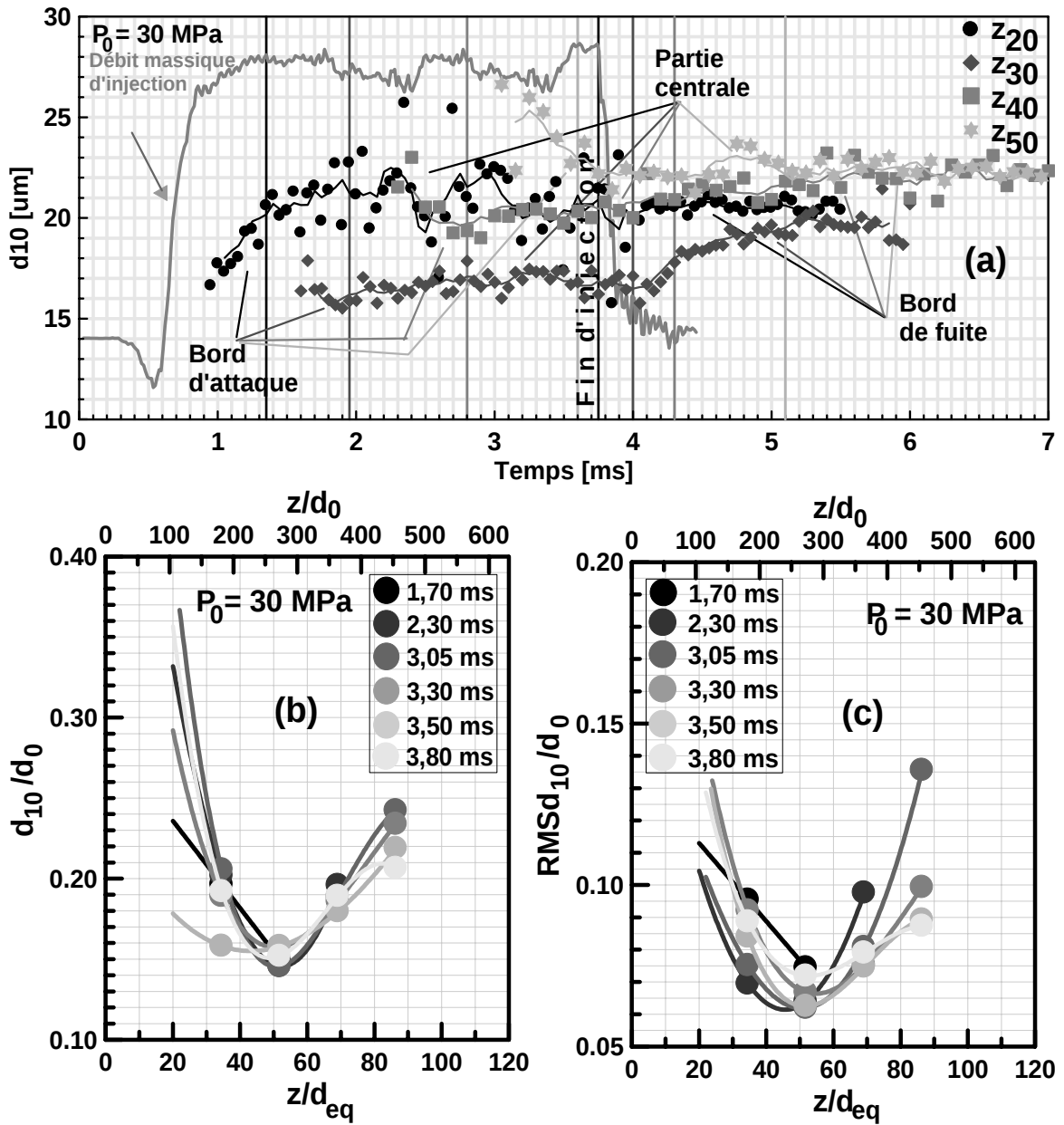


Figure IV-30: Évolution temporelle du diamètre moyen (a), et évolution longitudinale du diamètre moyen normalisé (b) et de la rd normalisée (c) du diamètre des gouttes.

Pour $P_0=30$ MPa, les figures IV-30a et IV-30b montrent, près de l'injecteur ($z < z_{30}$), un diamètre plus grand. Cependant, près de l'injecteur, la désintégration secondaire est plus active, mais comme le brouillard de gouttes est plus dense, le système PDPA mesure plus de grosses gouttes que de petites. C'est pourquoi le diamètre moyen est surestimé. La forte dispersion du diamètre explique cela (Fig. IV-30c). Par contre, pour les positions axiales ($z \geq z_{30}$), le diamètre des

gouttes tend à augmenter à cause de la coalescence qui devient effective (Fig. IV-30a et IV-30b). La coalescence est plus accentuée dans la pointe du BA par le freinage qu'exerce l'air sur les gouttes. Plus loin de l'injecteur ($z \geq z_{40}$), le diamètre de gouttes est plus grand dans le BA que dans le reste du spray (Fig. IV-30a). Par contre, pour $P_0 = 70 \text{ MPa}$ (Figs IV-31 (a, b, c)), la désintégration secondaire est dominante plus en aval de l'injecteur que dans cas précédent. Ceci est attendu, car la pression d'injection est plus importante. L'effet de la coalescence est notable dans la PC (Fig. IV-31a) pour $z \geq z_{20}$ et dans le BA pour $z \geq z_{40}$. Le diamètre donc augmente pour

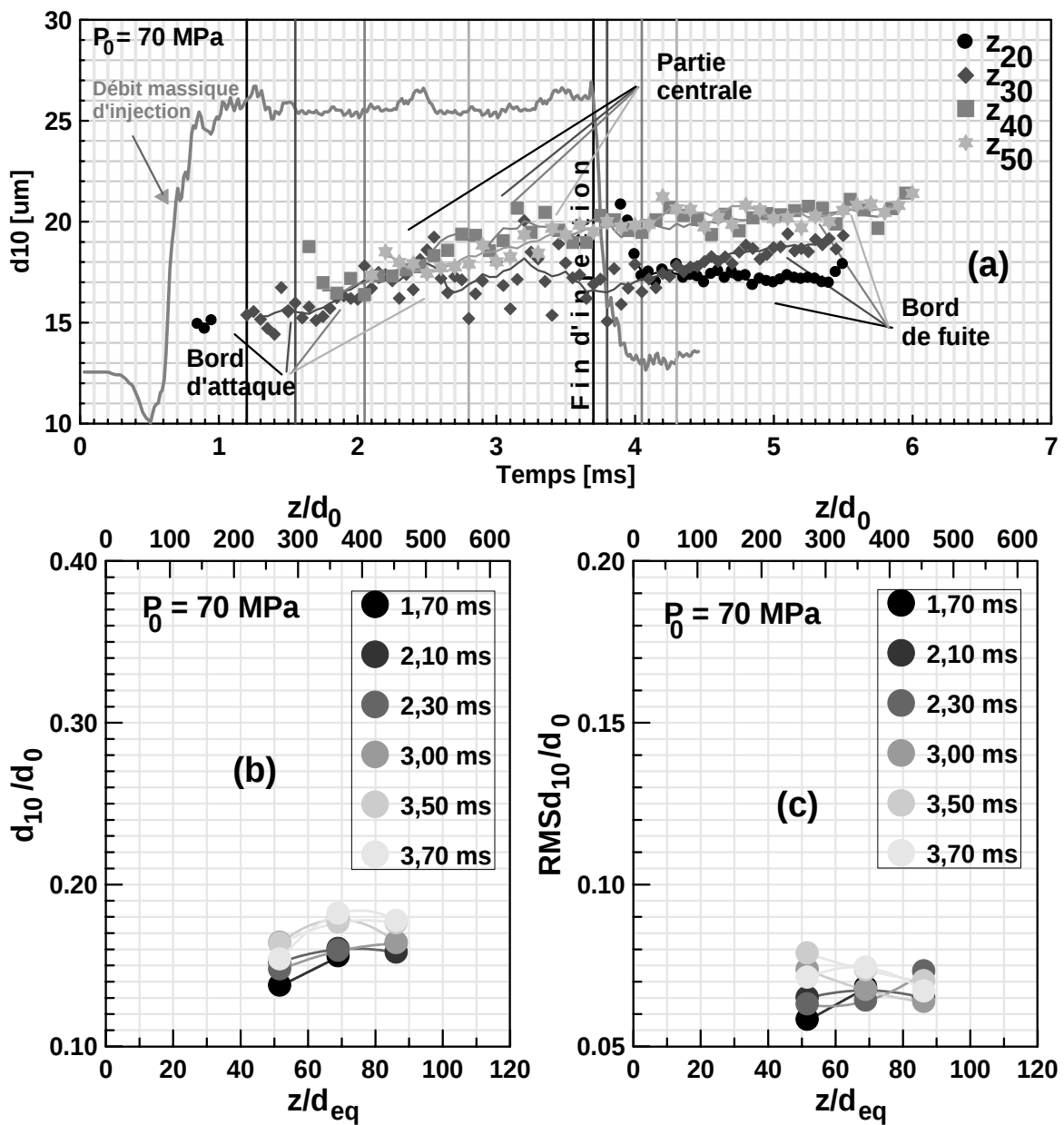


Figure IV-31: Évolution temporelle du diamètre moyen (a), et évolution longitudinale du diamètre moyen normalisé (b) et de la rd normalisée (c) du diamètre des gouttes.

$z \geq z_{40}$ (Fig. IV-31b). La faible dispersion du diamètre (Fig. IV-31c) indique que la coalescence est faible devant la désintégration secondaire. Pour que la coalescence soit perceptible dans ce cas, il faut réaliser des mesures au-delà de z_{50} .

L'atomisation secondaire domine la coalescence près de l'injecteur. Par contre loin de l'injecteur, la coalescence prend la relève, mais la position aval où elle devient effective dépend de la pression d'injection. Si la pression d'injection augmente, l'atomisation secondaire persiste assez loin de l'injecteur ce qui retarde la coalescence. En général, près de l'injecteur, la vitesse relative goutte-air est assez élevée ($We_g \gg 1$) (atomisation secondaire). Loin de l'injecteur, l'air entraîné est tellement important que, les gouttes et l'air ensemble atteignent un équilibre relatif favorisant la coalescence. Cependant, toujours la coalescence est plus intense dans le BA.

IV.2.4. Évolutions radiales.

a) Profils radiaux de la vitesse

Pour étudier la diffusion du spray diesel, les profils radiaux de la vitesse longitudinale moyenne, normalisée par la vitesse longitudinale moyenne sur l'axe ($u_{z,0}$), sont reportés en fonction de $r/r_{0,5}$. Préalablement, les mesures de la vitesse longitudinale des gouttes sont ajustées au model (a) de [HIN75] avec un algorithme de régression non-linéaire du software "StatGraphics plus v.4. La vitesse $u_{z,0}$, est obtenue par l'extrapolation de la courbe d'ajustement vers ($r=0$ mm) (axe du spray). La demi-largeur, $r_{0,5}$, est la position radiale où la valeur de la vitesse longitudinale moyenne est égale à $0,5u_{z,0}$. Les models pour le jet libre gazeux [HIN75, TOL45], le jet plan bidimensionnel [GÖR57], et le profil radial obtenu expérimentalement par Wygnanski et Fiedler [WYG69] pour le jet gazeux, sont aussi représentés pour les comparaisons.

Dans la figure IV-32, sont représentés les profils radiaux de la vitesse longitudinale moyenne pour la pression d'injection $P_0=30$ MPa et quatre positions axiales (z_{20} , z_{30} , z_{40} , z_{50}). Les profils radiaux de la vitesse longitudinale normalisée sont homothétiques, hors de l'axe et de la périphérie du spray. En plus, hors de ces zones, les profils sont identiques au profil expérimental du jet libre gazeux [WYG69] et aux models théoriques [HIN75, GÖR57] indépendamment du temps (BA, PC ou BF) et de la position axiale (z_{20} , z_{30} , z_{40} et z_{50}). Ce résultat est en accord avec

ceux des sprays diesel confinés [WU84] et atmosphériques [LEE02]. Dans la périphérie du spray, les vitesses des gouttes sont plus élevées pour les premiers instants du BA (Fig. IV-32b) et plus faibles dans le cas de l'écoulement de re-circulation (vitesses négatives). Les vitesses négatives apparaissent, en premier, dans le BA où existe le vortex frontal, ensuite sur toute la frontière du cône du spray avec l'air ambiant. Sur l'axe central du spray ($r=0\text{mm}$), la vitesse des gouttes est, en général, plus élevée que la vitesse de l'air (vitesse relative goutte-air élevée).

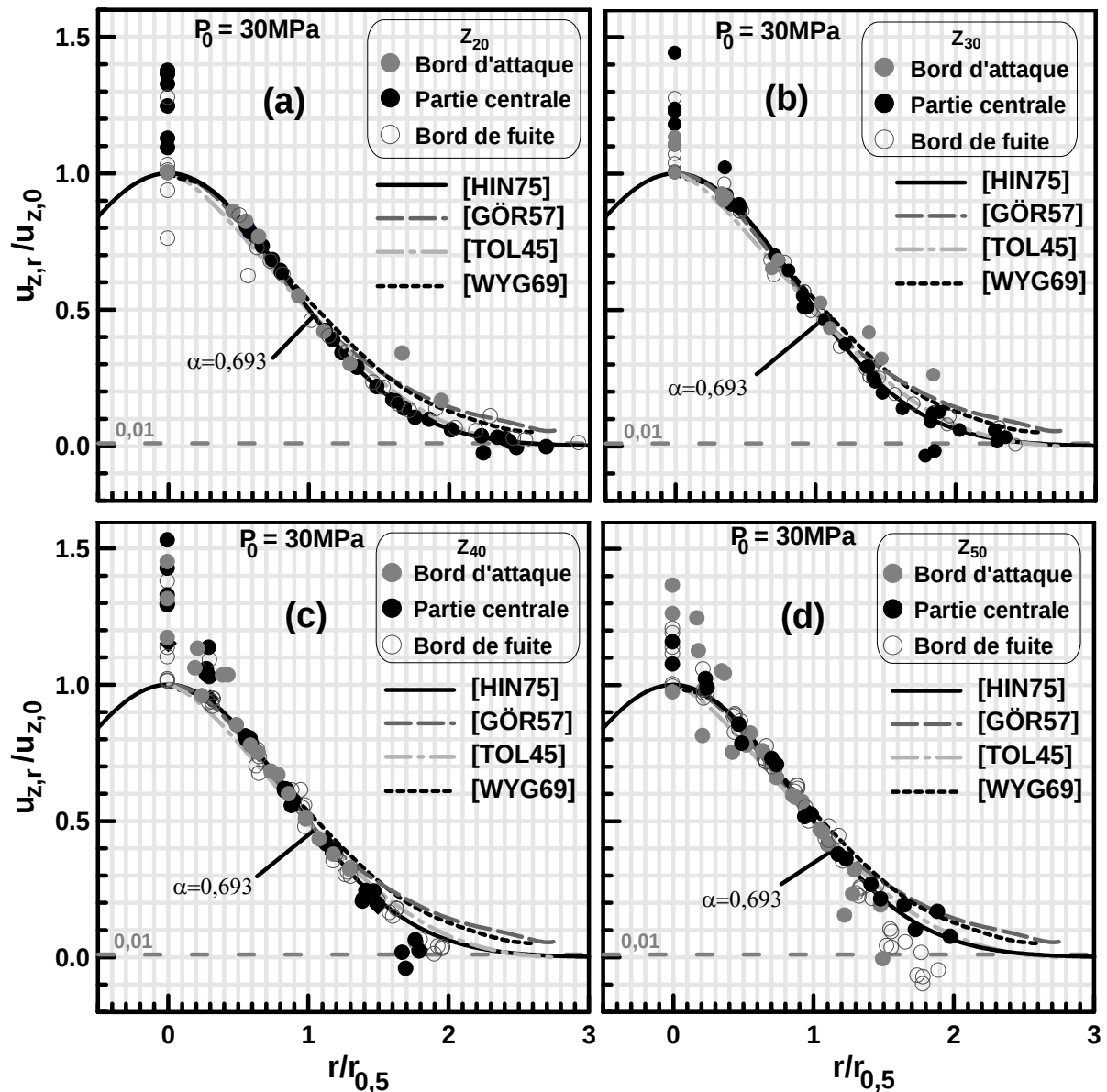


Figure IV-32: Profils radiaux de la vitesse longitudinale normalisée en fonction de $r/r_{0,5}$, ((a) z_{20} , (b) z_{30} , (c) z_{40} et (d) z_{50}), ($P_0=30\text{MPa}$).

Les profils radiaux de la vitesse longitudinale moyenne pour les trois pressions d'injection, représentés sur la figure IV-33, confirment ce qui il a été dit là-haut.

Les valeurs trop élevées, montrées par la vitesse sur l'axe central, sont en accord avec le model de Kobayashi et al. [KOB86], pour la distribution de la quantité de mouvement pour le spray diesel, et les résultats expérimentaux pour les jets bi-phasiques [PRE96, BAL98]. L'équilibre relatif, en terme de vitesse entre les gouttes et l'air, n'est pas atteint dans toutes les zones du spray au même temps.

Seule une petite partie de l'air, entraîné latéralement par le spray, arrive à proximité de l'axe central $r/r_{0,5} < 0,5$. Ce qui veut dire que l'équilibre goutte-air n'est pas toujours atteint sur l'axe du spray. La vitesse des gouttes est supérieure à celle de l'air (Fig. IV-32). L'atomisation secondaire est plus active sur l'axe central [HAR92]. Il faut aussi remarquer que le maximum du profil radial de la vitesse longitudinale de gouttes est parfois décalé de l'axe central. Dans ce cas, la vitesse longitudinale de gouttes est faible sur l'axe central (Figs IV-33b et IV-33c). La vitesse longitudinale de gouttes élevée et légèrement décalée de l'axe central indique que les gouttes du spray tentent d'avancer par les bords latéraux. La vitesse relative goutte-air sur l'axe central tend à diminuer en s'éloignant de l'injecteur (Fig. IV-32d). Par contre, hors de l'axe central dans la zone $(0,5 < r/r_{0,5} < 1,5)$, l'équilibre semble être atteint, c'est pourquoi la vitesse des gouttes coïncide avec celle de l'air (Fig. IV-32). Dans cet intervalle, la vitesse des gouttes coïncide avec les models des jets gazeux [HIN75, TOL45] et les résultats expérimentaux du jet gazeux [WYG69]. Au-delà de $r/r_{0,5} > 1,5$, les vitesses négatives apparaissent à cause du grand tourbillon frontale ou des petits tourbillons à la périphérie du spray dans les trois parties du spray (BA, PC et BF).

Dans le BF après la EOI, la vitesse des gouttes sur l'axe central est plus faible que celle de l'air (Figs IV-32a et IV-33b). Ceci se produit parce que, après la EOI, le spray se trouve privé de l'apport de la quantité de mouvement. Ce phénomène est à la base de l'augmentation du diamètre des gouttes dans le BF (coalescence) (Figs IV-21, IV-24, IV-27).

b) Profils radiaux de la rv et de l'intensité de la turbulence

Les profils radiaux de la rv normalisée et de l'intensité de turbulence de la vitesse longitudinale de gouttes sont montrés dans les figures IV-34 et IV-35 respectivement. La rv est normalisée par la vitesse moyenne longitudinale sur l'axe du spray ($u_{z,0}$) (Fig. IV-34).

La rv normalisée décroît monotonement en allant de l'axe vers la périphérie du spray (Fig. IV-34). La rv , pour $r/r_{0,5} < 0,5$, est largement au-dessus des profils expérimentaux des jets gazeux [WYG69, CAP82] surtout dans le BF (symboles bleus). En effet, la coexistence des gouttes freinées et rapides est une réalité dans le BA. La rv normalisée, près de l'axe dans le BA, atteint parfois la valeur de 0,8. Cependant, la rv normalisée, pour $r/r_{0,5} > 0,5$, suit parfaitement, toute en restant au-dessus, l'allure des profils expérimentaux des jets gazeux [WYG69, CAP82] dans toutes les parties du spray (BA, PC et BF) (Fig. IV-34). Ces résultats ne sont dépendant ni de la position axiale ni de la pression d'injection. La rv normalisée, dans notre cas, est toujours plus élevée que le profil radial du jet libre gazeux [COR50].

Les profils radiaux de l'intensité de turbulence pour la vitesse longitudinale de gouttes sont montrés sur la figure IV-35. L'intensité de turbulence augmente en allant vers la périphérie du spray indépendamment de la position axiale pour les trois pressions d'injection. Dans la zone $0 \leq r/r_{0,5} \leq 1$, l'intensité de turbulence s'ajuste plus au profil radial expérimental du jet gazeux [WYG69], toute en restant plus élevée dans le BA. Dans le BA, les valeurs élevées (40-60%) peuvent être attribuées à la coexistence des gouttes freinées et rapides. Par contre, dans les deux autres parties du spray (PC et BF), l'intensité de turbulence est du même ordre de grandeur que celle du jet libre gazeux [WYG69] (20-35%). Au-delà de $r/r_{0,5} > 1$, l'écart entre nos résultats et ceux des jets gazeux [WYG69] se creuse. Une tendance similaire a été remarquée pour le spray diesel libre [WU84]. Cependant, il faut remarquer que l'intensité de turbulence pour le jet gazeux libre, obtenue par Wygnanski et al. [WYG69], a été mesurée avec l'anémomètre à fil-chaud. Les résultats pour le spray diesel, dans notre cas, peuvent s'approcher de ceux, obtenus par l'anémomètre à fil-chaud, si on ne tient pas compte de la direction de la vitesse des gouttes, en supprimant la cellule de Bragg dans le système de mesure PDPA. L'intermittence peut aussi aider à expliquer ce grand écart. Les gouttes, parvenant à la périphérie du spray, sont de faible vitesse et reflètent plutôt les fluctuations de l'air extérieur.

c) Profils radiaux des coefficients aplatissement et asymétrie.

Les profils radiaux des coefficients d'aplatissement (F_u) et d'asymétrie (S_u) des pdfs de la vitesse longitudinale ($u_{r,z}$) sont tracés dans les figures IV-36 et IV-37 respectivement.

Dans la PC et le BF, les profils radiaux des coefficients d'aplatissement et d'asymétrie suivent

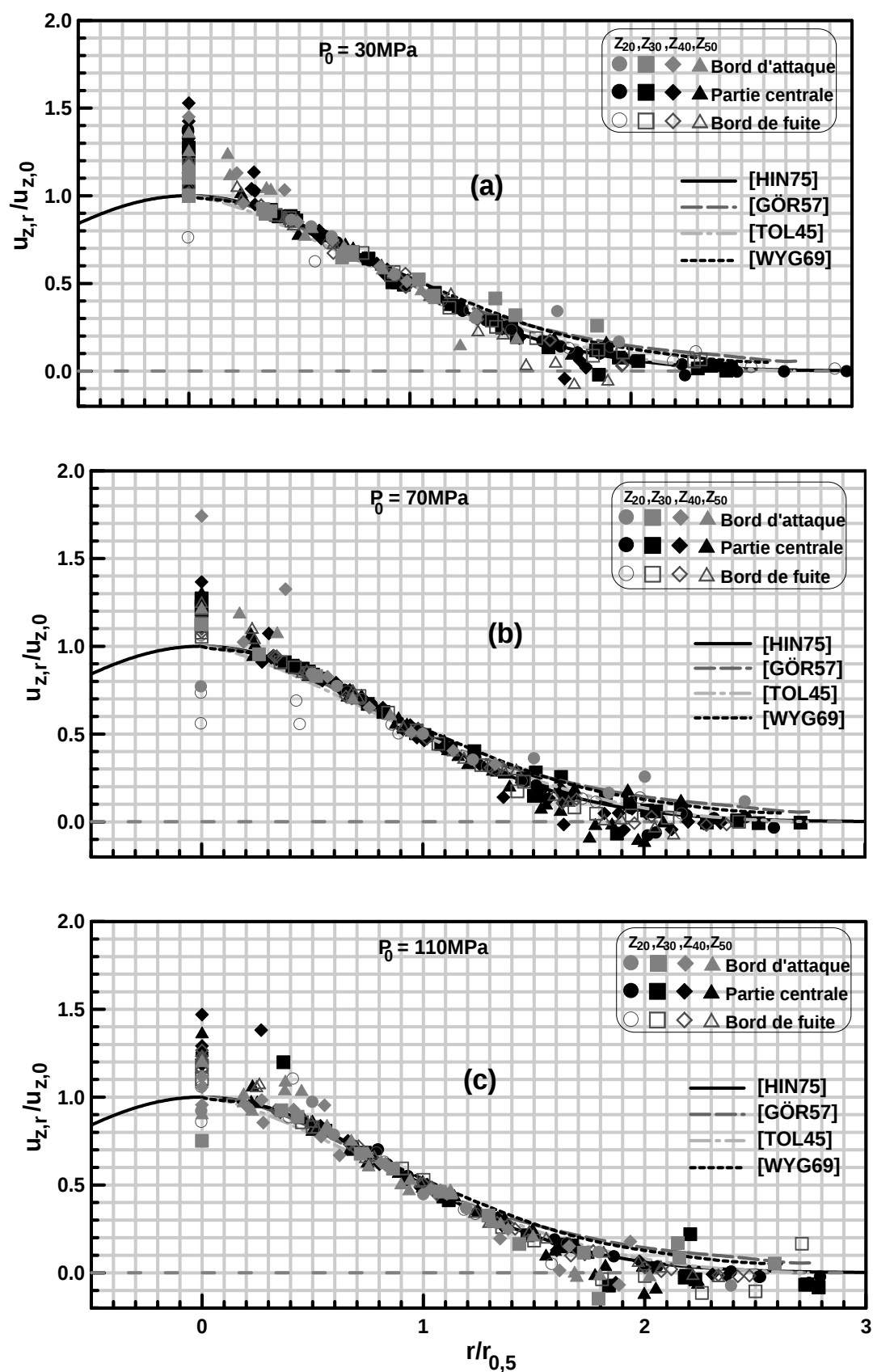


Figure IV-33: Profils radiaux de la vitesse longitudinale normalisée en fonction $r/r_{0,5}$

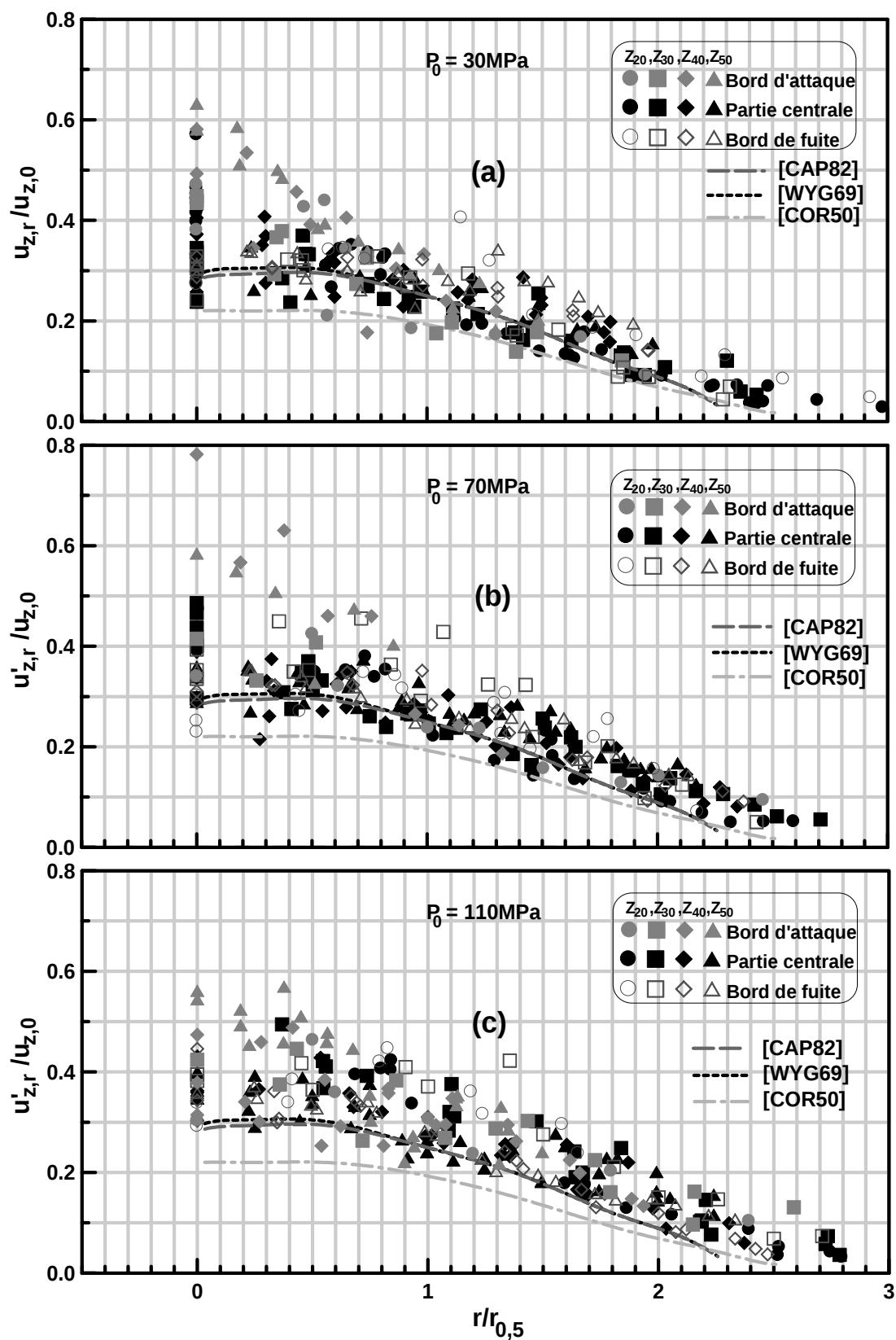


Figure IV-34: Profils radiaux de la rv normalisée par la vitesse longitudinale moyenne sur l'axe du spray en fonction de $r/r_{0,5}$, ((a) $P_0=30$, (b) 70 et (c) 110MPa).

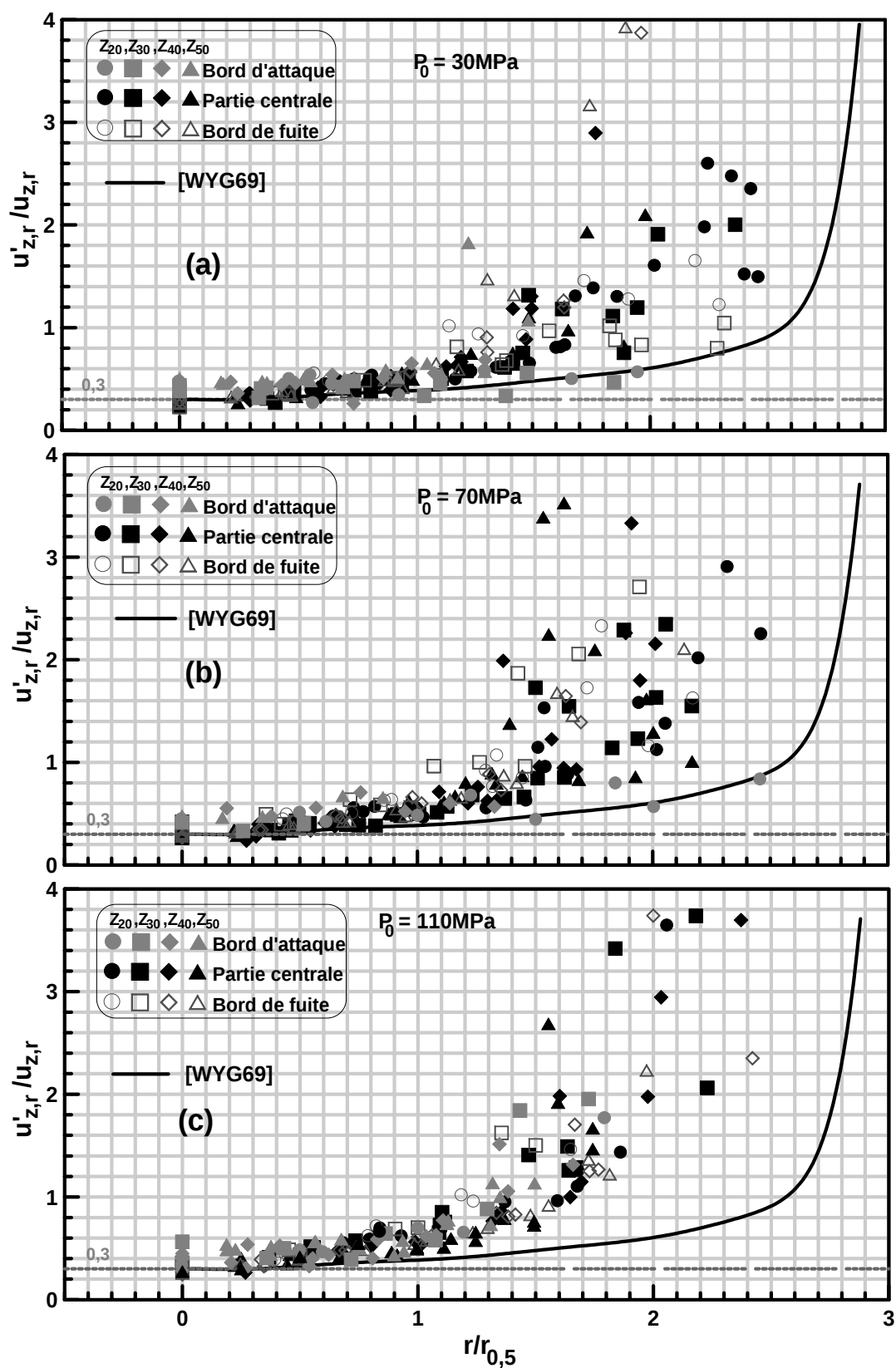


Figure IV-35: Profils radiaux de l'intensité de turbulence en fonction de $r/r_{0,5}$, ((a) $P_0=30$, (b) 70 et (c) 110MPa).

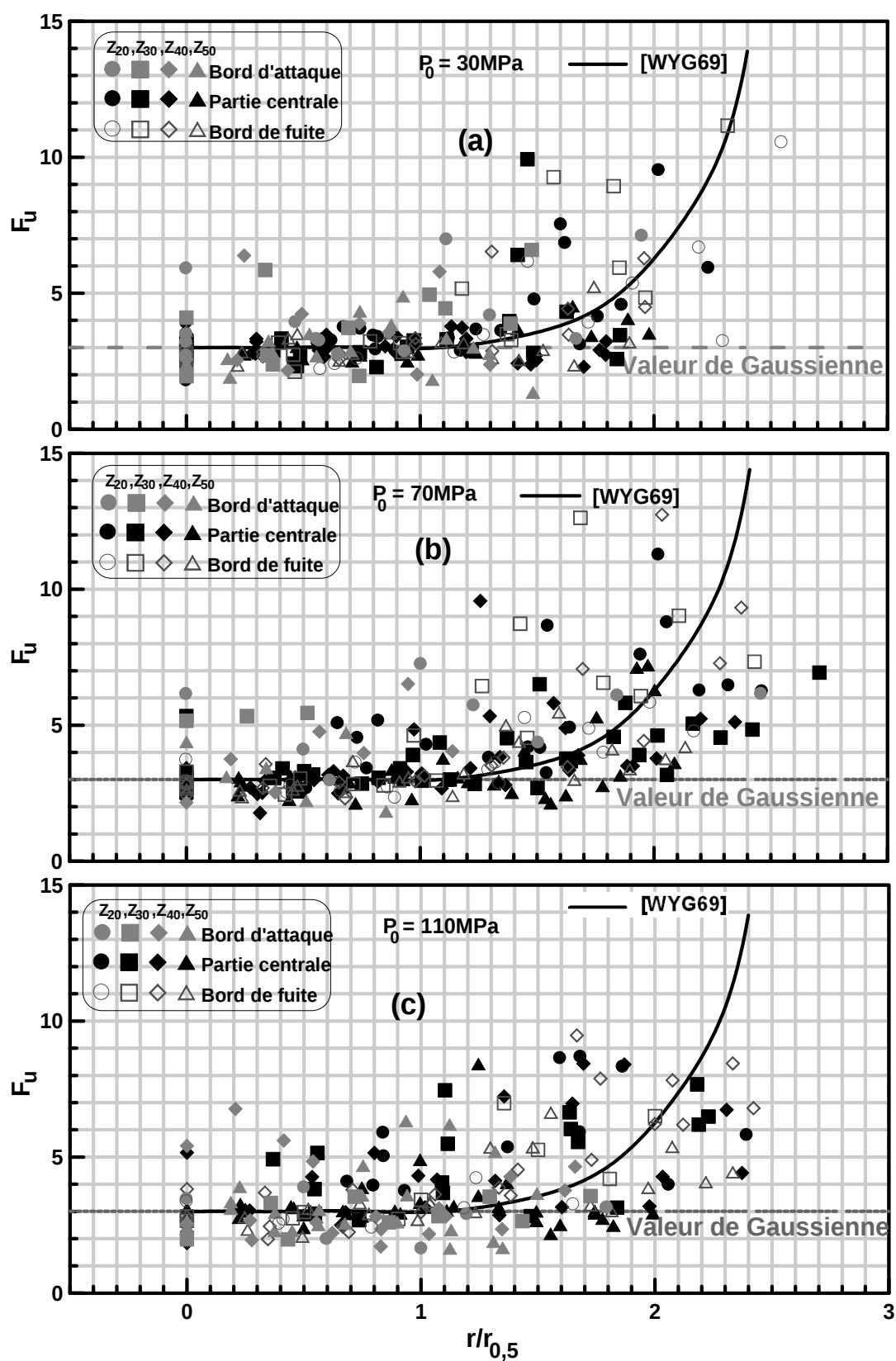


Figure IV-36: Profils radiaux des coefficient d'aplatissement de la vitesse longitudinale de gouttes en fonction $r/r_{0,5}$, ((a) $P_0=30$, (b) 70 et (c) 110 MPa).

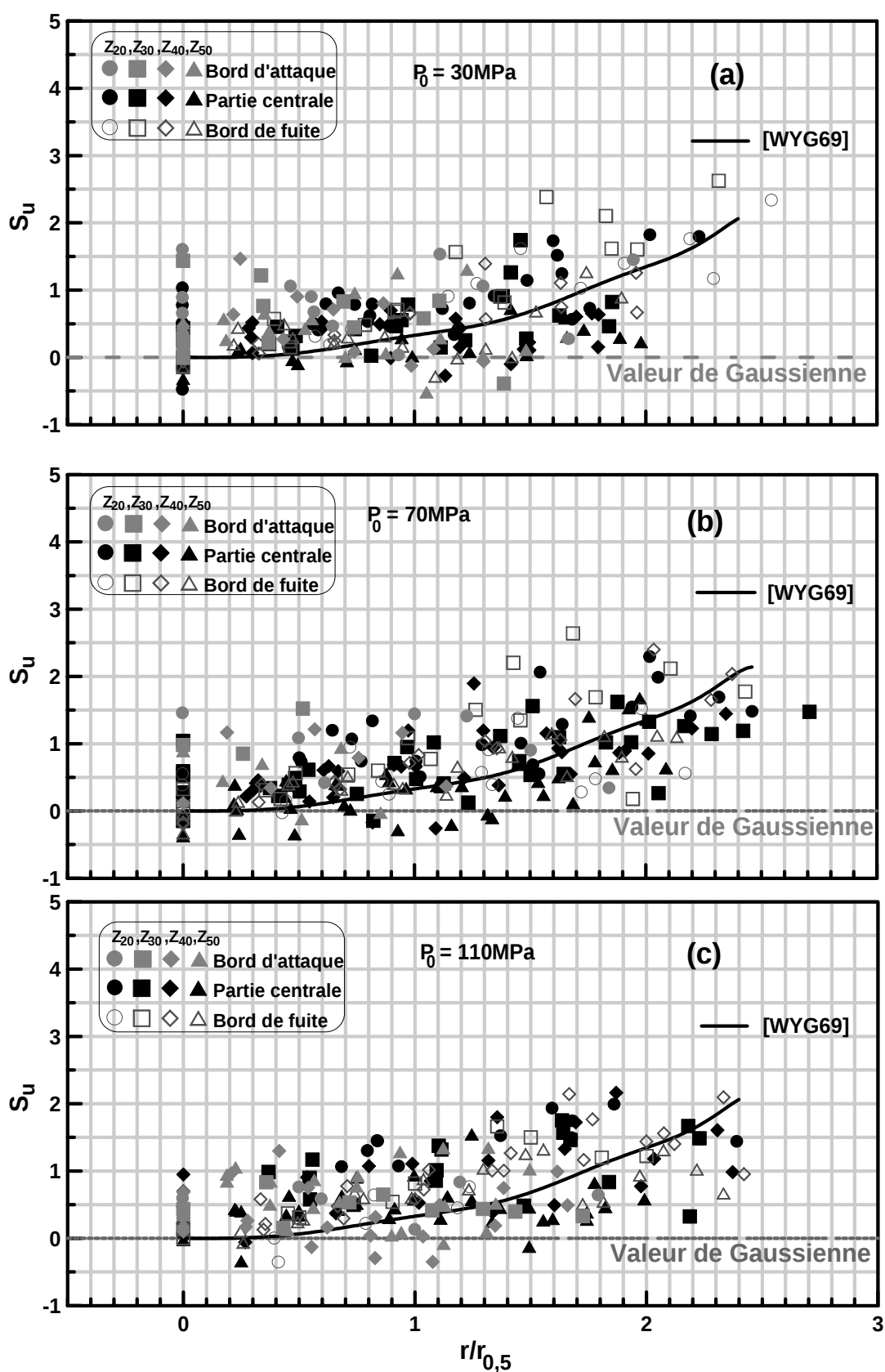


Figure IV-37: Profils radiaux des coefficient d'asymétrie de la vitesse longitudinale de gouttes en fonction de $r/r_{0,5}$, ((a) $P_0=30$, (b) 70 et (c) 110MPa).

ceux obtenus par Wygnanski et al. [WYG69] pour le jet libre gazeux. Dans la zone $0 \leq r/r_{0,5} \leq 0,5$, les pdfs de la vitesse longitudinale de gouttes sont proches de la Gaussienne ($F_u=3,0$ et $S_u=0,0$), comme il a été observé pour le jet libre bi-phasique par Hetsroni et Sokolov [HET71]. Dans la zone $0,5 \leq r/r_{0,5} \leq 1,2$, les pdfs de la vitesse longitudinale de gouttes sont asymétriques ($S_u > 0,0$) et ont des coefficients d'aplatissements plus ou moins normaux ($F_u=3,0$), c'est-à-dire les pdfs ne sont ni étroites, ni élargies. Dans la zone $r/r_{0,5} \geq 1,2$, les pdfs de la vitesse longitudinale de gouttes sont étroites et asymétriques ($F_u > 3,0$ et $S_u > 0,0$).

Cependant, dans le BA, les pdfs de la vitesse longitudinale de gouttes sont tantôt étroites ($F_u > 3,0$) et tantôt élargies ($F_u < 3,0$), mais généralement asymétrique ($S_u > 0,0$) sur toute l'évolution radiale. Dans la zone $0 \leq r/r_{0,5} \leq 0,5$, le coefficient d'asymétrie est presque toujours supérieur à celui du jet libre gazeux [WYG69]. En suite, pour $r/r_{0,5} > 0,5$, il peut être tantôt supérieur et tantôt inférieur à ce lui du jet libre gazeux [WYG69]. Ce résultat est une conséquence du rattrapage des gouttes lentes par les gouttes rapides.

d) Angle dynamique et l'origine virtuelle du spray.

Pour étudier le processus de diffusion du spray diesel, les profils de vitesse longitudinale de gouttes sont représentés maintenant en fonction de r/z (z distance à l'injecteur) dans les figures IV-38 et IV-39. Les profils maintenant ne s'ajustent pas dans toutes les parties du spray (BA, PC et BF) au model de Hinzé de E(I-34b) avec le coefficient ($\beta=108$). La valeur $\beta=108$ a été obtenue par Hinzé en ajustant les mesures de Van-der-Hegge-Zijnen pour un jet libre gazeux.

Dans le BA, les profils de vitesse sont plus élevés que le model de Hinzé. Par contre, les profils de vitesse tendent à s'aligner sur le model de Hinzé au fur et à mesure que le temps avance, c'est-à-dire en s'approchant de la PC du spray. Dans la PC, les profils de vitesse suivent parfaitement le model de Hinzé, sauf proche de l'axe central où les vitesses des gouttes sont plus élevées et la périphérie où elles sont tantôt légèrement élevées et tantôt légèrement inférieures pour la recirculation de l'écoulement. Dans le BF, les profils de vitesse sont de plus en plus élevés que le model de Hinzé en faisant augmenter le temps.

Il faut remarquer, par contre, que l'alignement des profils de vitesses sur le model de Hinzé est d'autant plus parfait qu'on s'éloigne de l'injecteur (Figs IV-38b, IV-38c). Loin de

l'injecteur, le spray tend à se comporter comme un jet gazeux. Ceci est tout à fait normal, puisque le spray, en absorbant de l'air en cours de route, devient de plus en plus dilué.

Le non-alignement des profils de la vitesse longitudinale de gouttes avec le model de Hinzé dans le BA peut avoir plusieurs raisons qui peuvent être expliquées par la figure IV-40. La figure IV-40 représentant l'évolution de la forme géométrique du spray en fonction du temps. La première raison peut être due au faite que le BA est le siège de la dynamique d'ouverture du spray (Fig. IV-40). L'air extérieure tend à ralentir la progression du spray sur l'axe (freinage des

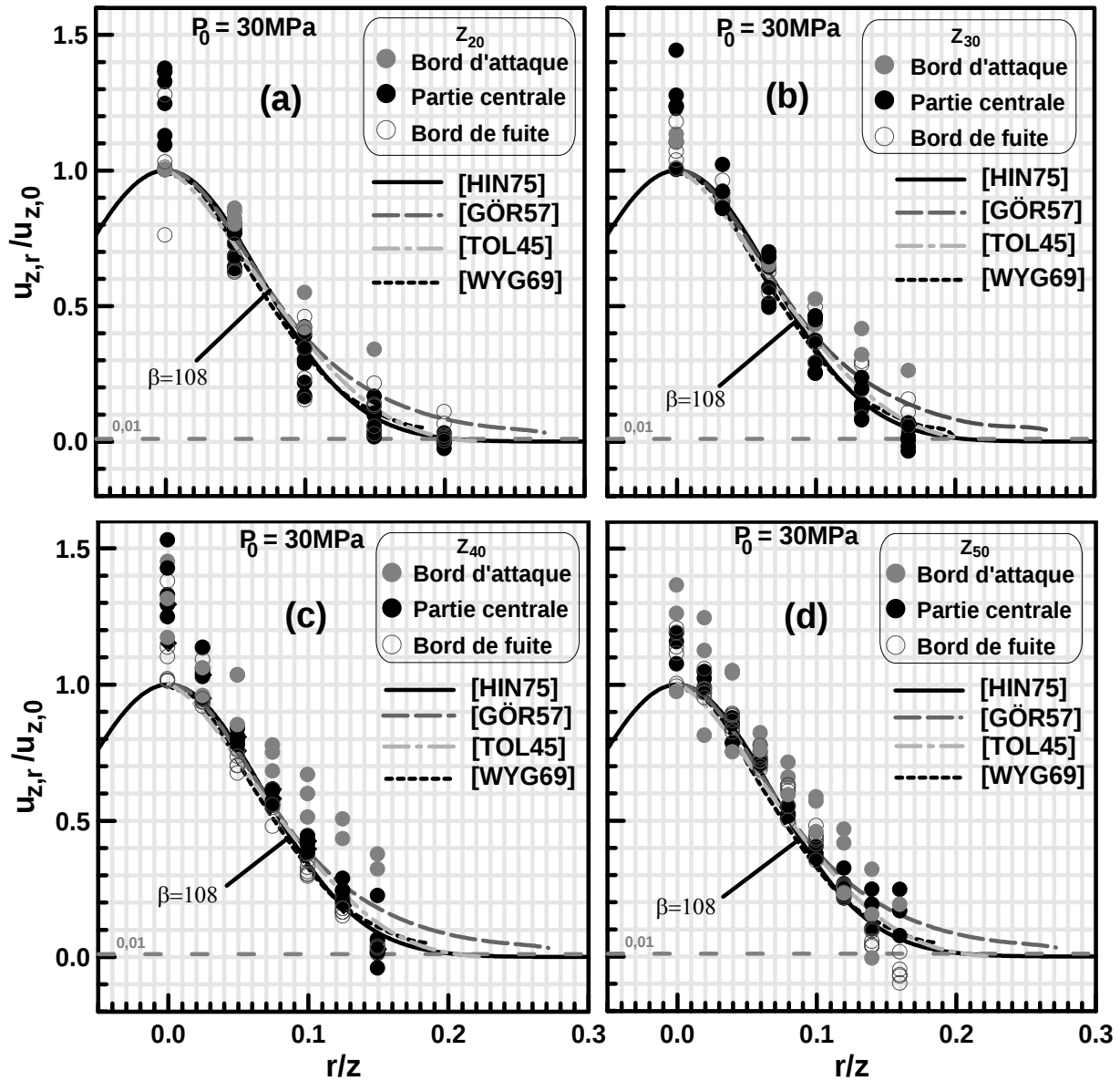


Figure IV-38: Profils radiaux de la vitesse longitudinale normalisée en fonction de r/z , ((a) z_{20} , (b) z_{30} , (c) z_{40} et (d) z_{50}), ($P_0=30 \text{ MPa}$).

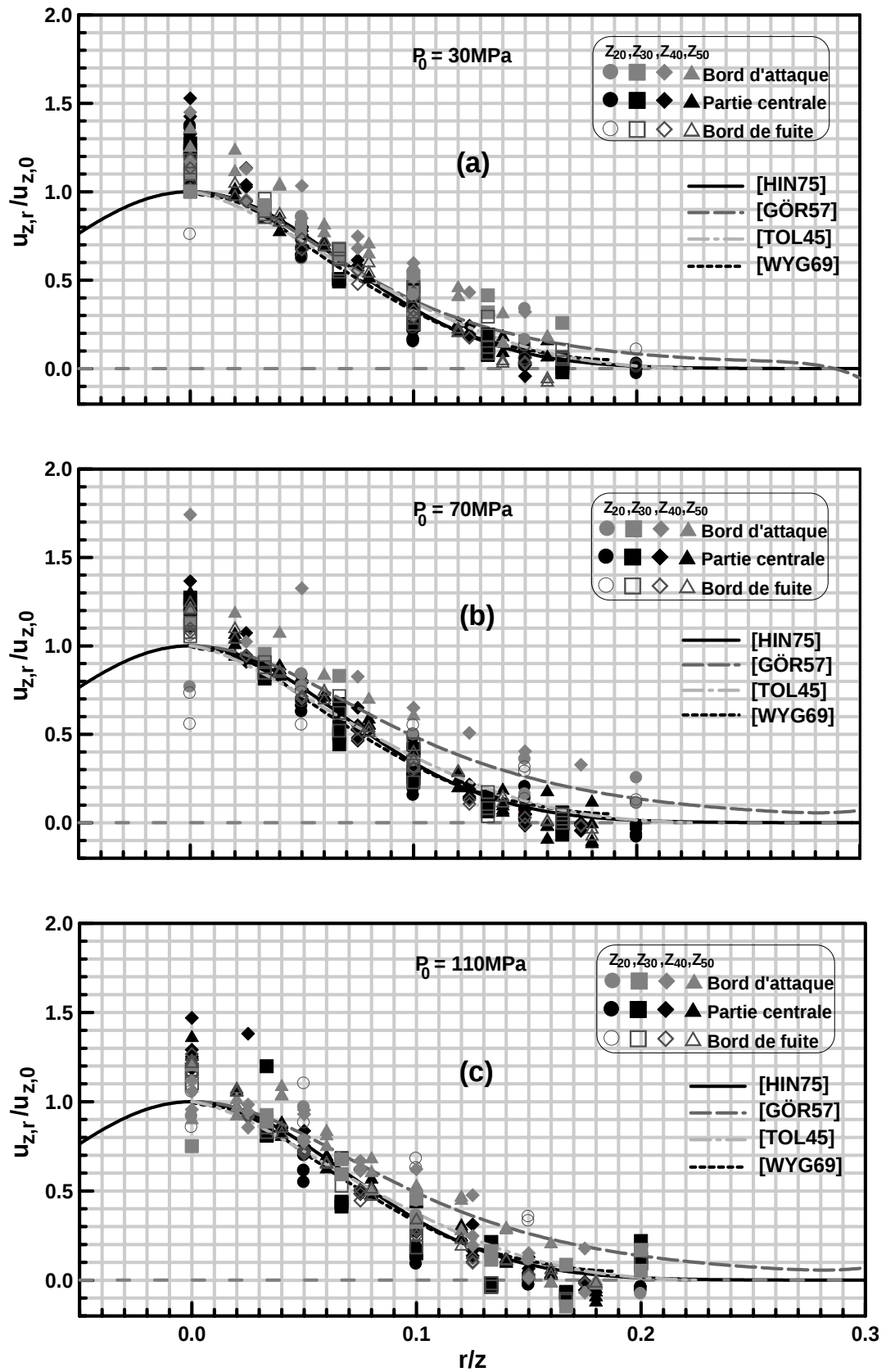


Figure IV-39: Profils radiaux de la vitesse longitudinale normalisée en fonction de r/z , ((a) $P_0=30$, (b) 70 et (c) 110MPa).

gouttes), ce qui fait qu'un grand nombre de gouttes freinées du front du spray est dévié vers la périphérie du spray, symétriquement par rapport à son axe. Ceci donne lieu à la formation de deux vortex latéraux symétriques par rapport à l'axe du spray. Ce résultat est en accord avec celui du spray diesel stable injecté dans l'atmosphère [LEE02]. La deuxième raison peut se trouver dans le fait que l'origine effective du spray ne se trouve pas vraiment localisée à la sortie de l'injecteur mais un peu plus en avant de la buse de sortie.

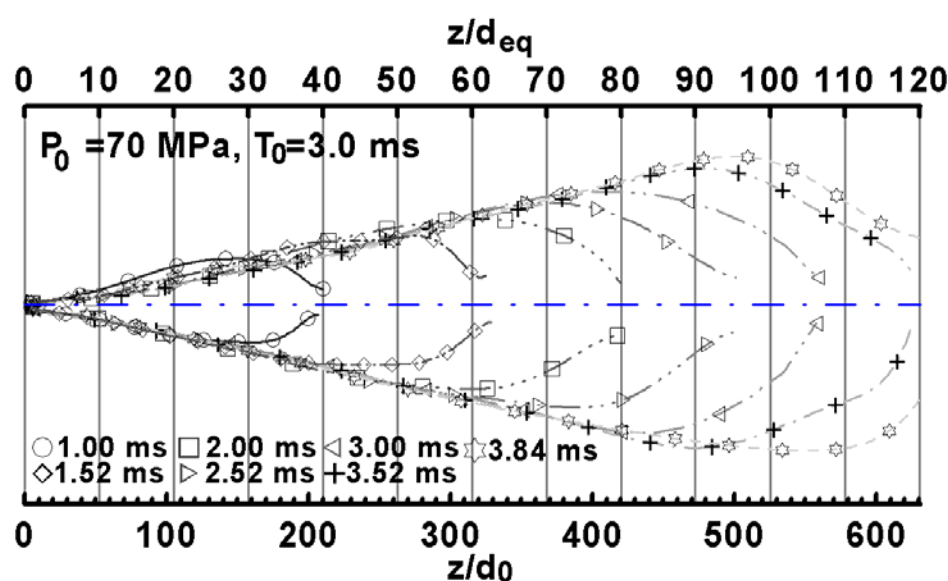


Figure IV-40: Évolution de la forme du spray en fonction du temps

Après la EOI, c'est à dire dans le BF, le combustible se détache complètement de la buse de sortie et l'air occupe le vide qui se forme entre la sortie de l'injecteur et le spray. Dans cette situation, le spray s'ouvre en arrière. Ceci doit faire que l'origine effective du spray se déplace, mais dans ce cas, derrière la sortie de l'injecteur. Ce qui donne l'impression que les profils de vitesse s'ouvrent.

Pour mettre ce que on vient de discuter là-haut en évidence, on a essayé de représenter le rayon d'ouverture spray $R_{0,01}$ en fonction de la distance à l'injecteur (z) (Fig.IV-41). Le rayon $R_{0,01}$ est estimé en fonction de $r_{0,5}$ ($R_{0,01}=2,5r_{0,5}$). Cette relation est trouvée en combinant les expressions (c) et (d) de E(I-34). Ainsi, il peut être facilement vu sur la figure IV-41 que, le rayon des profils de la vitesse longitudinale de gouttes est plus important dans le BA et le BF. Dans le BA, les rayons élevés sont situés devant, c'est-à-dire dans la pointe du spray en contact directe avec l'air extérieur. Tandis que dans le BF, les rayons les plus importants apparaissent

derrière, c'est-à-dire près de l'injecteur.

Cependant dans la PC, les rayons s'alignent sur une droite. La révolution symétrique de cette droite par rapport à l'axe du spray forme un cône (cône dynamique du spray), dont le sommet se trouve à une position en aval de la sortie de l'injecteur. La position de ce sommet doit jouer le rôle d'origine effective pour le cône dynamique du spray, d'où l'appellation d'origine virtuelle. L'origine virtuelle semble dépendre de la pression d'injection. L'origine virtuelle se déplace en aval avec l'augmentation de la pression d'injection.

Dans notre cas, l'expansion dynamique du spray dans la PC (droite) suit la loi $R_{0,01} \approx 0,305(z-z_{0v})$ (Fig. IV-41). Les lois d'expansions reportées pour le jet gazeux libre [ABR63] et le jet gazeux intermittent [HIL99] sont $R_{0,01} \approx 0,220(z-z_{0v})$ et $R_{0,01} \approx 0,250(z-z_{0v})$ respectivement. De même, l'expansion dynamique du spray, par sa demi-largeur, suit la loi $r_{0,5} \approx 0,117(z-z_{0v})$ (Fig. IV-42). Alors que la loi, reportée pour le jet gazeux libre [WYG69, HIN75, SCH79, CAP82] et le spray diesel libre atmosphérique [WU84], est $r_{0,5} \approx 0,0868(z-z_{0v})$. L'angle du cône dynamique de notre spray diesel est plus important que ceux du jet gazeux libre, du jet gazeux intermittent et du jet diesel libre. L'angle du cône dynamique est calculé par $\Theta \approx 2\arctan(R_{0,01}/(z-z_{0v}))$ ($\Theta \approx 2\arctan(0,305) = 33,92^\circ$). Par contre, l'angle du cône dynamique est seulement de $24,81^\circ$ et 28° pour le jet gazeux libre [ABR63] et le jet gazeux intermittent [HIL99] respectivement.

Le gradient de la demi-largeur est la variation de la demi-largeur en fonction du temps. Le gradient de la demi-largeur pour les trois pressions d'injections décroît avec le temps et converge à la valeur 0,117. Par contre, celui, reporté par Lee et al. [LEE02] pour un spray diesel atmosphérique, croissait avec le temps.

L'origine virtuelle, trouvée dans notre cas, montre un déplacement en aval lorsque la pression d'injection augmente. Pitts [PIT91] a trouvé que l'origine virtuelle se déplace en aval jusqu'à atteindre une valeur asymptotique pour les grands nombres de Reynolds. Cette conclusion a été confirmée par Papadopoulos et Pitts [PAP99]. Wu et al. [WU84] ont trouvé que l'origine virtuelle est dépendante aussi du rapport des masses volumiques (ρ_f/ρ_g). Wu et al. [WU84], pour le jet diesel libre, reportent les valeurs des origines virtuelles $z_{0v} = 30d_0(8,1d_{eq})$ et $z_{0v} = 100d_0(15,99d_{eq})$ pour les rapports des masses volumiques $\rho_f/\rho_g = 13,7$ et $39,1$ respectivement.

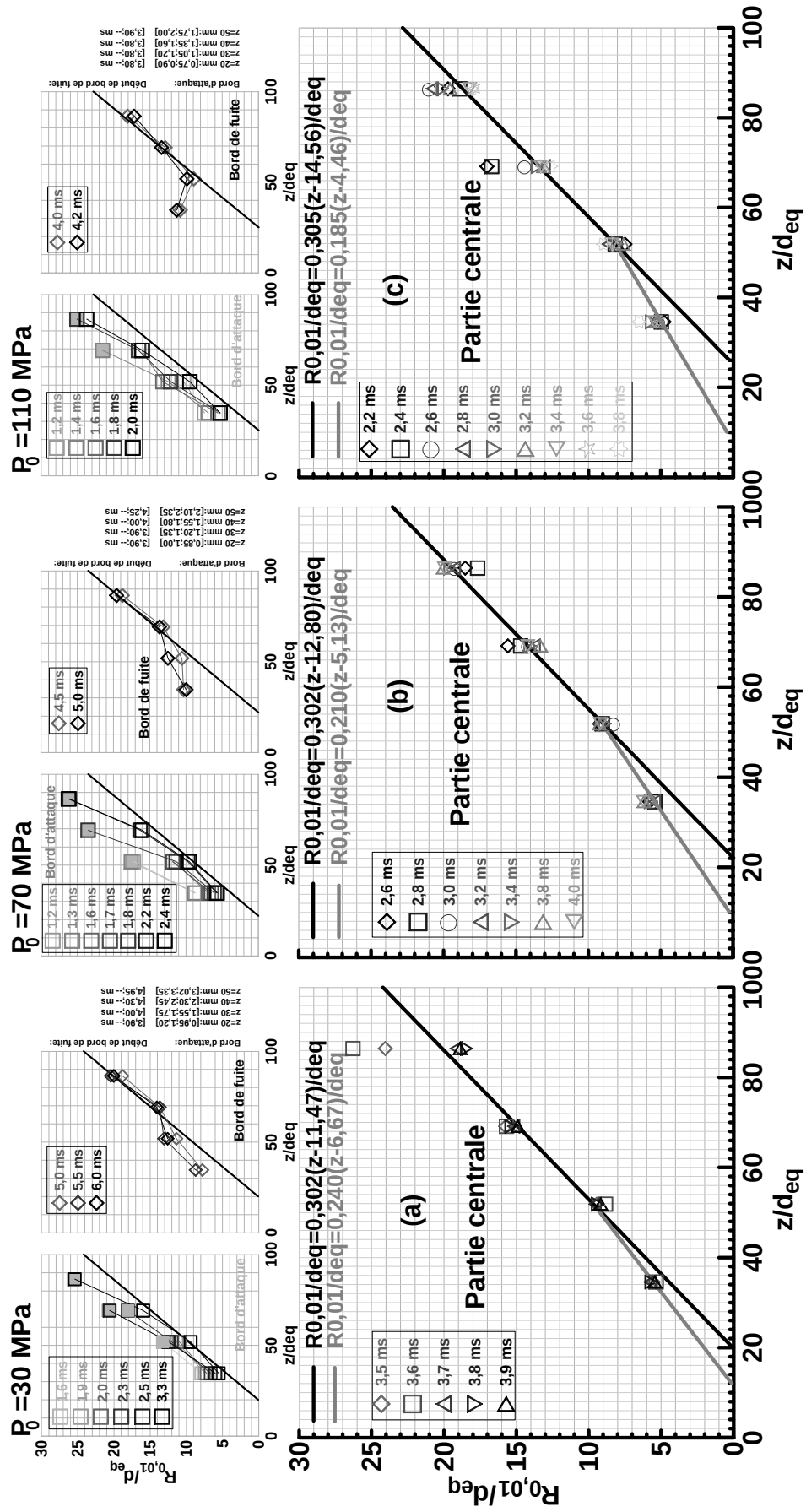


Figure IV-41: Expansion of the spray angle

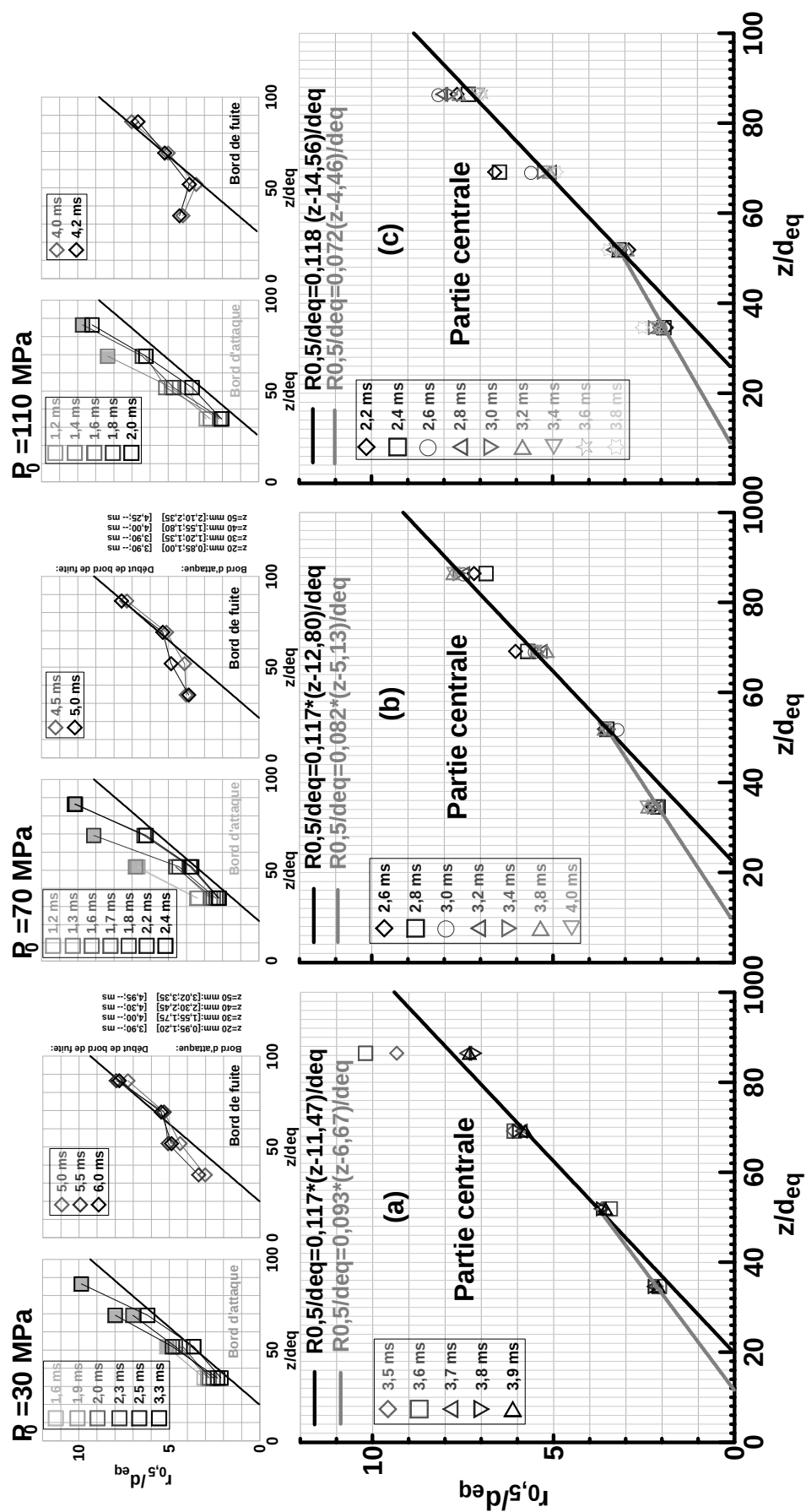


Figure IV-42: Expansion de la demi largeur du spray

Pour notre cas où le rapport des masses volumiques est $\rho_f/\rho_g=27,7$, on a déterminé la valeur virtuelle pour deux zones différentes; $z_{30}\leq z\leq z_{50}$ et $z\leq z_{30}$. Les valeurs des origines virtuelles pour la première zone $z_{30}\leq z\leq z_{50}$ (droite noire) sont $z_{0v}\approx 104,27d_0(19,83d_{eq})$, $z_{0v}\approx 116,36d_0(22,13d_{eq})$ et $z_{0v}\approx 132,36d_0(25,17d_{eq})$ pour les pressions d'injections de 30, 70 et 110MPa respectivement. Par contre, celles pour la deuxième zone ($z<z_{30}$) (droite grise) sont $z_{0v}\approx 60,64d_0(11,53d_{eq})$, $z_{0v}\approx 46,64d_0(8,87d_{eq})$ et $z_{0v}\approx 40,55d_0(7,71d_{eq})$ pour les pressions d'injection de 30, 70 et 110MPa respectivement. Les valeurs de l'origine virtuelle, dans la première zone, sont plus élevées que celles trouvées pour le spray diesel libre atmosphérique [WU84]. Il faut remarquer que la valeur, trouvée pour le jet libre gazeux ($\rho_{air}/\rho_{air}=1$), est $z_{0v}\approx 1,6d_0(0,3d_{eq})$ [WYG69]. D'autres chercheurs, dans la littérature, ont noté que la valeur de l'origine virtuelle, pour le jet gazeux, est toujours inférieure à $10d_0$ lorsque $\rho_f/\rho_g=1$.

Les profils radiaux de la vitesse de gouttes normalisée, tracés en fonction de r/z dans les figures IV-38 et IV-39, sont maintenant représentés en fonction de $r/(z-z_{0v})$ dans la figure IV-43. Les profils radiaux de la vitesse longitudinale de gouttes de la PC du spray s'ajustent parfaitement au model de Hinzé avec un coefficient β égal à 80 dans la zone $z<z_{30}$ et à 50,47 dans la zone $z_{30}\leq z\leq z_{50}$. Par contre, les profils radiaux de la vitesse longitudinale de gouttes dans le BA et le BF restent plus élevés pour les deux premières positions axiales (z_{20} , z_{30}). À la position axiale z_{40} , les profils radiaux de la vitesse longitudinale de gouttes, dans le BF, s'approchent du model de Hinzé, mais ceux du BA restent élevés. Cependant, à la dernière position axiale, z_{50} , tous les profils radiaux de la vitesse longitudinale de gouttes s'approchent du model de Hinzé. À cette position, le spray, comme on l'avait vu là-haut, est parfaitement dilué et se comporte comme un jet gazeux. Dans la zone $z_{30}\leq z\leq z_{50}$ à la périphérie du spray, les profils radiaux de la vitesse longitudinale de gouttes atteignent la valeur zéro à la position radiale $r/(z-z_{0v})\approx 0,3$, correspondant au taux d'expansion dynamique du spray $R_{0,0I}\approx 0,3(z-z_{0v})$.

IV.2.5. Évolution radiale de la concentration.

La concentration a été déterminée par un algorithme se basant sur les concepts introduit à la fin du chapitre III, c'est à dire en combinant les mesures de diamètres de gouttes par la technique PDPA et les mesures de l'absorption de la lumière par le spray par la technique d'ombroscopie. Les profils radiaux de la concentration du combustible sont tracés en fonction de

r/z dans la figure IV-44, pour la pression d'injection $P_0=30\text{MPa}$ et les quatre positions axiales (z_{20} , z_{30} , z_{40} , z_{50}). Les symboles gris représentent le BA, tandis que les noires la PC.

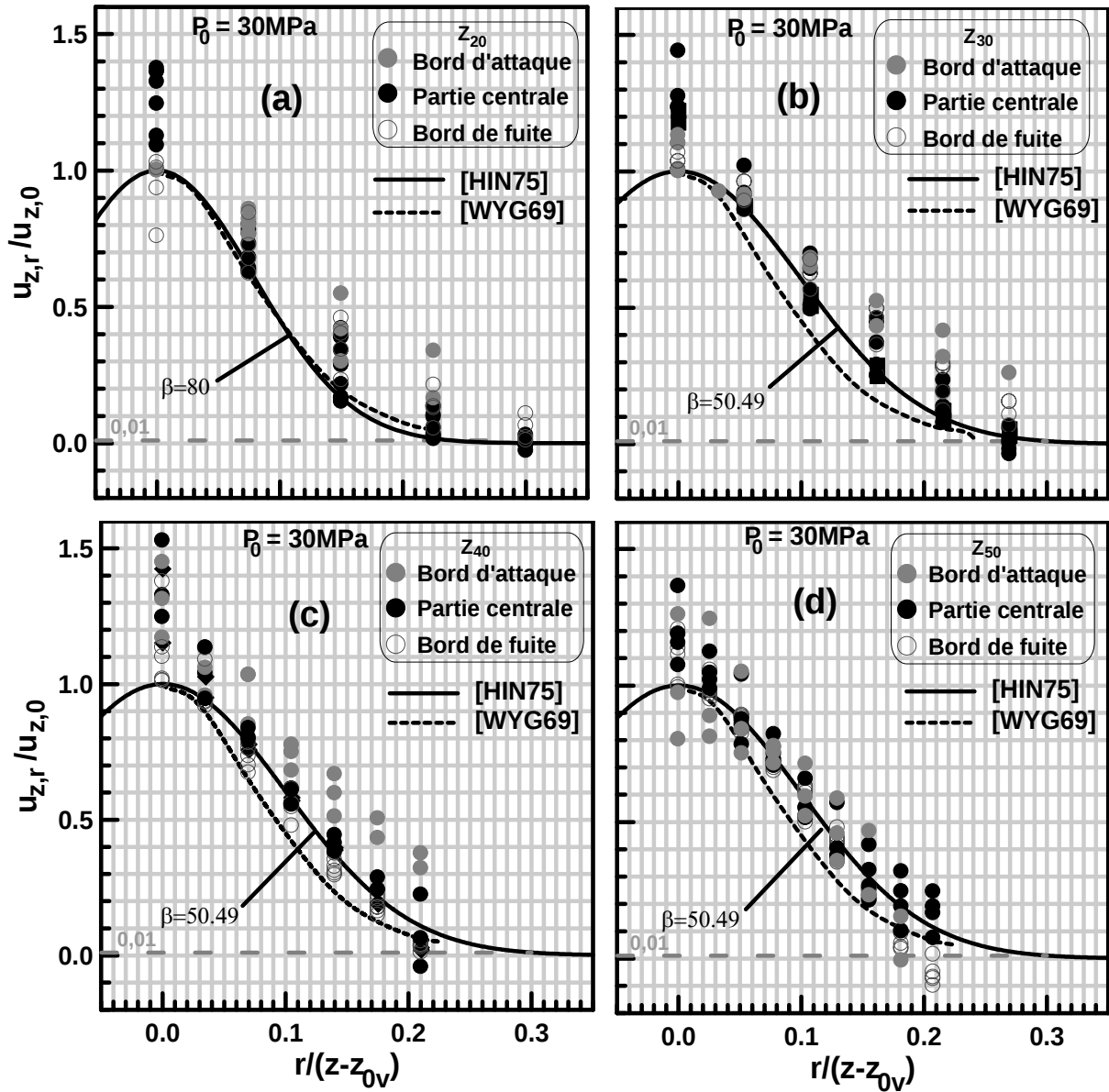


Figure IV-43: Profils radiaux de la vitesse longitudinale normalisée en fonction de $r/(z-z_{0v})$, ((a) z_{20} , (b) z_{30} , (c) z_{40} et (d) z_{50}), ($P_0=30\text{MPa}$).

La forte concentration du combustible existe sur l'axe du spray et décroît en s'éloignant de l'axe vers la périphérie. L'homothétie des profils de concentration du combustible est atteinte avant celle des vitesses pour la PC (Fig. IV-38). Les concentrations, dans leurs chutes radiales, s'ajustent tous au model de Hinzé ($C_{m_{z,r}}=C_{m_{z,0}}\exp(-\beta'(r/z)^2)$), mais avec un coefficient d'ajustement, β' variable. Les valeurs du coefficient d'ajustement, β' , dans la PC du spray sont

48, 45 et 62 pour les positions axiales z_{20} , z_{30} et z_{40} respectivement. La décroissance radiale de la concentration du combustible atteint le 1% de la concentration sur l'axe selon le model de Hinzé aux positions radiales normalisées r/z à 0,29, 0,32 et 0,25 aux sections z_{20} , z_{30} et z_{40} respectivement. Ceci implique que les angles du spray, selon ces profils radiaux de la concentration du combustible, sont à $32,34^\circ$, $34,48^\circ$ et $28,07^\circ$ aux sections z_{20} , z_{30} et z_{40} respectivement. Les profils radiaux de la concentration du combustible dans le BA suivent toujours le model de Hinzé, mais ils sont plus bas que ceux de la PC. Ils commencent à rejoindre ceux de la PC à la section z_{40} car le spray est bien dilué loin de l'injecteur pour avoir entraîner suffisamment d'air. Parfois la concentration du combustible dans la périphérie du spray devient plus élevée que la courbe exponentielle. Il est considéré que ce phénomène est produit par l'entraînement de l'air

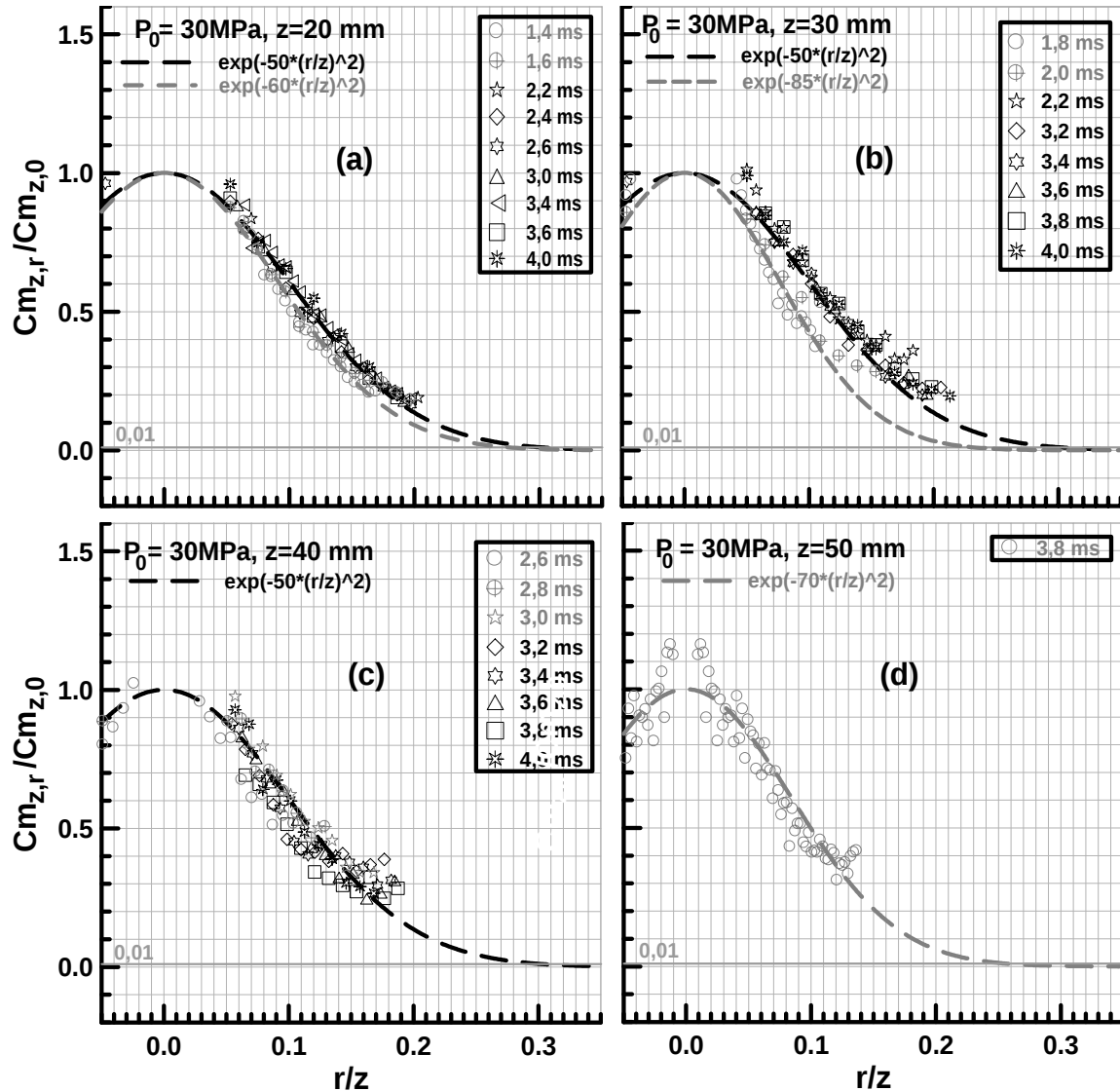


Figure IV-44: Profils radiaux de la concentration normalisée en fonction de r/z , ((a) z_{20} , (b) z_{30} , (c) z_{40} et (d) z_{50}), ($P_0 = 30 \text{ MPa}$).

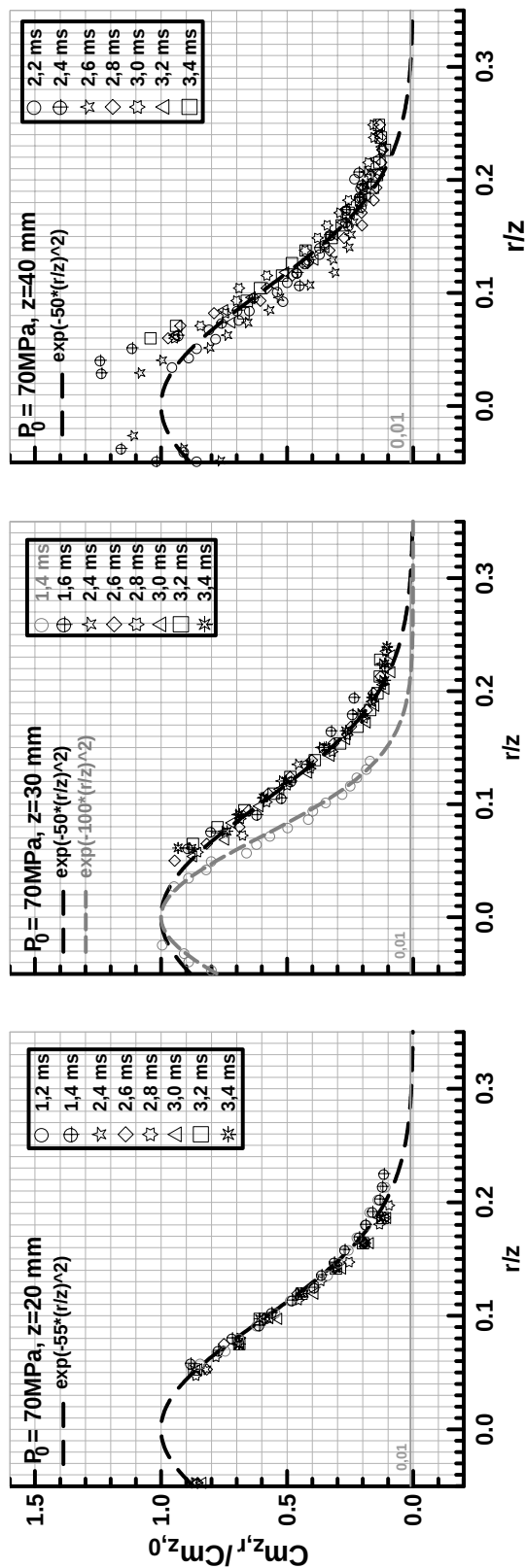


Figure IV-45: Profils radiaux de la concentration normalisée en fonction de r/z , ($P_0 = 70 \text{ MPa}$).

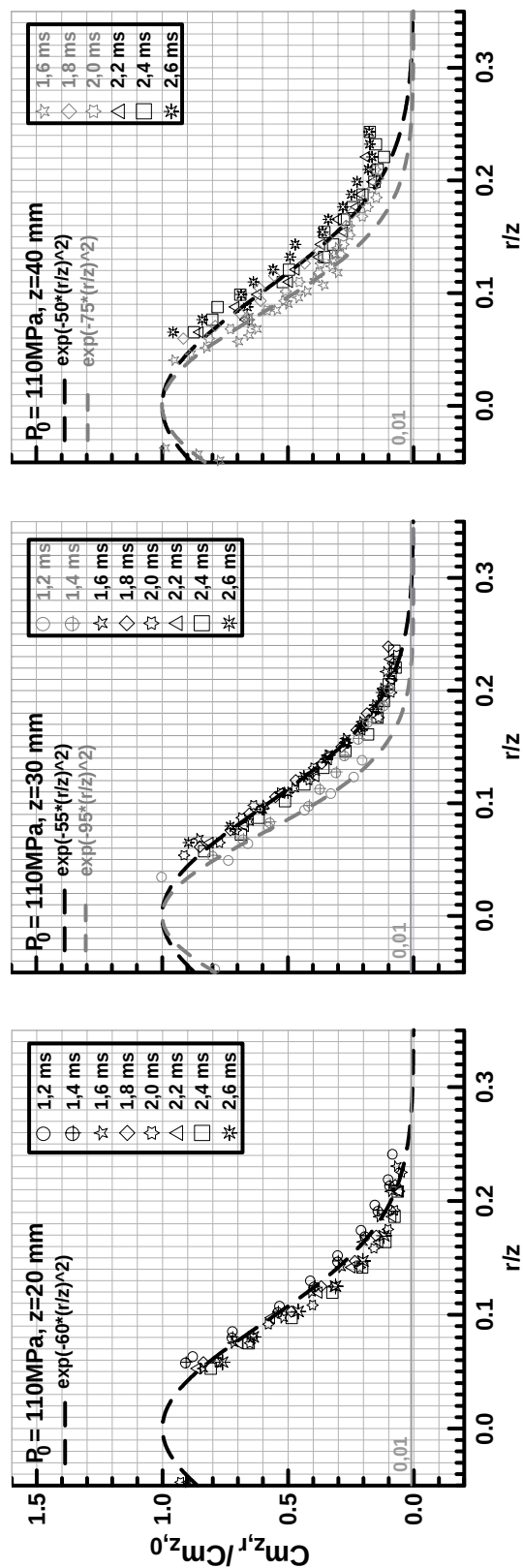


Figure IV-46: Profils radiaux de la concentration normalisée en fonction de r/z , ($P_0 = 110 \text{ MPa}$).

environnant du spray simultanément avec la formation des petits vortex dense en fines gouttes dans la frontière du spray.

Les profils radiaux de la concentration du combustible pour les deux autres pressions 70 et 110MPa sont tracés sur les figures IV-45 et IV-46. La même remarque, que pour le cas de $P_0=30\text{MPa}$, peut être formulée pour ces deux cas.

D'après Spalding, les profils radiaux de la concentration peuvent être déduit de ceux de la vitesse longitudinale par la relation $C_{m_{z,r}}/C_{m_{z,0}} = (u_{z,r}/u_{z,0})^{\text{Sc}}$, où **Sc** est le nombre de Schmidt. Mais dans le cas du spray diesel, on doit parler plutôt du nombre de Schmidt effectif équivalent (Annexe A.1). À partir de la relation de Spalding, on abouti à la relation suivante ($\exp(-\beta'/\beta (r/z)^2) = \exp(-\text{Sc}_{\text{eff}}(r/z)^2)$), et on trouve $\text{Sc}_{\text{eff}} = \beta'/\beta$. Le coefficient d'ajustement (β) pour les profils radiaux de la vitesse longitudinale de gouttes indiquait la valeur 108 dans la figure IV-38. Ainsi la valeur pour le coefficient de Schmidt (Sc_{eff}) est 0,47 pour les sections z_{20} , z_{30} et z_{40} respectivement.

Tableau IV-7: Coefficient de Schmidt pour le spray diesel dans ce cas

P_0 [MPa]	30			70			110		
z	z_{20}	z_{30}	z_{40}	z_{20}	z_{30}	z_{40}	z_{20}	z_{30}	z_{40}
β					108				
β'	50	50	50	55	50	50	60	55	50
$\text{Sc}_{\text{eff}} = \beta'/\beta$	0,47	0,47	0,47	0,51	0,47	0,47	0,55	0,51	0,47

Les valeurs du coefficient de Schmidt dans la PC du spray pour les pressions d'injections 30, 70 et 110MPa sont reportées dans le tableau IV-7, ensemble avec les valeurs des coefficients β et β' . Ces valeurs du nombre de Schmidt inférieures à 1 ($\text{Sc}_{\text{eff}} < 1$) impliquent que la diffusion massique dans la direction radiale est supérieure à la diffusion de la quantité de mouvement. Donc comme conséquence de ceci, les profils radiaux normalisés de la concentration du combustible et de la vitesse longitudinale de gouttes sont différents, étant ceux de la concentration du combustible plus “large” que ceux de la vitesse longitudinale des gouttes.

CONCLUSION GÉNÉRALE

Conclusion Générale.

Dans le présent travail, les comportements macroscopiques et microscopiques du spray diesel intermittent, injecté à haute pression par le système C.R. à travers des injecteurs diesel de petits diamètres, sont caractérisés. Les résultats obtenus contribuent à une meilleure compréhension des mécanismes de fonctionnement des sprays diesel et fournissent une base de données considérable pour le développement des modèles numériques et la validation des codes de simulation.

1.1. Caractérisation macroscopique

Dans la caractérisation macroscopique du spray diesel, les résultats ont servi à confirmer plusieurs corrélations disponibles dans la littérature. Les conclusions suivantes ont été tirées :

- 1- Le temps de transition indique la transition de la dépendance temporelle de la pénétration de linéaire à racine carrée. Ce temps est dû à la croissance linéaire du débit massique (ou de la section efficace du trou de l'injecteur) avec le temps. Ce temps croît avec le diamètre de l'injecteur et la pression d'injection, mais décroît quand la masse volumique du gaz augmente.
- 2- La prédiction de la pénétration est faite avec une haute exactitude comme le prévoit l'analyse dimensionnelle, sans la prise en compte de l'angle du spray. Cependant, la prise en considération de l'angle dans la prédiction de la pénétration augmente la précision des résultats.
- 3- L'augmentation de la pression d'injection entraîne une pénétration plus rapide. Pour une pression d'injection donnée, durant la période de transition, la pénétration ne dépend pas du diamètre de l'injecteur. Au-delà du temps de transition, la pénétration est plus rapide pour les

trous de diamètres élevés. L'augmentation de la masse volumique du gaz retarde la pénétration du spray.

4- L'angle du spray augmente avec la masse volumique du gaz et le diamètre de l'injecteur. L'angle se stabilise lorsque le débit massique atteint son maximum, étant plus élevé avant où l'angle est affecté par la variation de la section effective du trou de l'injecteur. L'angle ne dépend pas de la pression d'injection.

5- Le volume d'air englobé par le spray augmente avec le diamètre de l'injecteur et la pression d'injection, mais diminue avec la masse volumique du gaz. Par contre, la richesse (rapport des masses d'air englobé et du combustible injecté) dépend de la pression d'injection et de la masse volumique du gaz.

1.1. Caractérisation microscopique

L'absence de la corrélation entre la vitesse des gouttes et leurs diamètres au sein du spray (sauf peut être dans le front) est due à la forte concentration des gouttes et à l'interaction existante entre elles, imposée par les fortes variations spatio-temporelles de la vitesse du gaz environnant. Par conséquent, le comportement des gouttes est indépendant de la position relative qu'elles occupent dans le spray (BA, PC et BF). Dans l'analyse microscopique du spray, les résultats sont comparés avec ceux de la littérature pour le jet gazeux libre et le spray diesel libre atmosphériques. Les remarques finales peuvent être récapitulées de la manière suivant :

a) Évolutions temporelles ($r=0$)

1- Les distributions temporelles de la vitesse moyenne et de la rv de la vitesse longitudinale des gouttes sont interdépendantes. Le BA se divise en deux phases; la 1^{ière} phase allant depuis le début jusqu'au pv (phase d'ascension de la vitesse) et la 2^{ième} phase depuis le pv jusqu'au 3^{ième} piv (phase de chute de la vitesse). Dans la 1^{ière} phase, l'intensité de la turbulence est assez élevée (50%) avant le 2^{ième} prv, cependant dans la 2^{ième} phase, elle chute jusqu'à 25%. Le 1^{er} prv est du à la coexistence des gouttes rapides et des gouttes lentes, freinées par l'air dans la pointe du spray et coalisées. Par contre, le 2^{ième} prv est du à la coexistence des gouttes lentes et des gouttes rapides, dues à l'atomisation secondaire. Ensuite arrive la PC, s'étendant du 3^{ième} piv à la EOI, qui se divise aussi en deux phases. Dans la 1^{ière} phase, entre le 3^{ième} piv et le début du plateau de

vitesse, la vitesse continue de chuter pendant que l'intensité de turbulence reste stable 25%. Cependant, dans la 2^{ème} phase, depuis le début du plateau de vitesse à la EOI, la vitesse est constante tandis que l'intensité de la turbulence augmente pour atteindre 30%. En fin, dans le BF, la vitesse et la rv chutent simultanément, mais l'intensité de turbulence reste constante à 30%.

2- Les distributions temporelles du diamètre moyen indiquent que l'atomisation secondaire des gouttes prédomine entre la EOI (PC) et le 2^{ème} prv (BA) et que la coalescence est importante dans le BF. La coalescence est à peine perceptible dans le BA (entre la pointe du spray et le 2^{ème} prv) pour les pressions d'injection élevées. Par contre, cette coalescence devient assez importante, dépassant parfois celle du BF, pour les pressions d'injection basses même près de l'injecteur.

3- Le BA d'après les pdfs de la vitesse peut être divisé en quatre sous phases; du début jusqu'au palier de vitesse ($S_u > 0$ et $F_u > 3$), du palier de vitesse au 2^{ème} prv ($S_u > 0$ et $F_u < 3$) (coalescence), du 2^{ème} prv au pv ($S_u < 0$ et $F_u < 3$) (atomisation) et du pv au 3^{ème} piv ($S_u < 0$ et $F_u = 3$). Par contre, dans la PC et le BF, les pdfs sont Gaussiennes ($S_u = 0$ et $F_u = 3$) (distribution normale). Les pdfs du diamètre de gouttes sont légèrement asymétriques ($S_d \geq 0$) et en général étroites ($F_d > 3$) partout dans le spray, impliquant ainsi que le diamètre des gouttes est peu dispersif.

b) Évolutions axiales

1- La décroissance de la vitesse longitudinale moyenne sur l'axe centrale du spray dans la PC présente une grande similarité avec celle du jet gazeux. Dans le BA, le taux de décroissance est encore plus rapide par l'action de la résistance de l'air (la vitesse de glissement est plus important dans le BA). Après la EOI, la vitesse des gouttes baisse en premier près de l'injecteur et ensuite dans le reste du spray en aval.

2- La décroissance de la rv dans la PC est plus rapide pour le spray diesel que pour le jet gazeux libre, et la rv a des valeurs élevées dans le BA à cause du processus du rattrapage des gouttes freinées par les gouttes rapides venant de l'intérieur du spray.

3- L'évolution longitudinale du diamètre moyen des gouttes (et DMS entre autres) présente deux phases. La première phase est une décroissance et indique une domination de l'atomisation primaire, cependant durant la deuxième phase le diamètre croît par la domination de la coalescence. Le diamètre dans la deuxième phase dépend uniquement des conditions locales de

la vitesse qui à son tour dépend de la pression d'injection et de la masse volumique du gaz.

c) Évolutions radiales ($r > 0$)

1- Loin de l'injecteur, les distributions radiales de la vitesse longitudinale moyenne approchent homothétiquement celles du jet gazeux. Les vitesses élevées sur l'axe indiquent le non-accomplissement du transfert de la quantité de mouvement gouttes-gaz ambiant. Les vitesses négatives de la périphérie sont dues à l'écoulement de recirculation. Dans la pointe du BA, la vitesse sur tout le front est constante comme si le spray avance au même pas.

2- Les distributions radiales de l'intensité de la turbulence sont homothétiques, proches de celles du jet gazeux dans $0 \leq r/r_{0,5} \leq 1$ et plus élevées dans $r/r_{0,5} > 1$. Dans le BA, elles sont plus élevées même dans $0 \leq r/r_{0,5} \leq 1$ à cause de la forte turbulence qui y règne et de la coexistence des gouttes rapides et lentes (phénomène de rattrapage).

3- Les distributions radiales des coefficients d'asymétrie et d'aplatissement de la vitesse longitudinale approchent homothétiquement celles du jet gazeux. Cependant, dans le BA, les distributions sont trop dispersées.

4- Les distributions radiales de la concentration des gouttes comme pour la vitesse de celles-ci sont homothétiques indépendamment de la zone du spray. Les valeurs du coefficient de Schmidt effective dans ce cas sont entre 0,42 et 0,65.

d) Paramètres du spray

1- Le taux de croissance du spray est plus élevé dans le BA que dans le PC. Le gradient de la demi largeur décroît avec le temps, et atteint la valeur limite de 0,117 dans la PC indépendamment de la pression d'injection. La tendance, reportée par Lee et al. [LEE02] pour un spray diesel atmosphérique, était croissante. La valeur limite dans ce cas est plus élevée que dans le jet gazeux et le spray diesel stable confiné.

2- La valeur de l'origine virtuelle ne dépend pas de la pression d'injection. L'origine virtuelle est plus élevée loin de l'injecteur, ce qui implique que le spray possède deux angles dynamiques. L'angle près de l'injecteur (21-26°) est plus petit que loin de lui (33-34°). L'angle dans le BA est plus important que dans la PC du spray (grande diffusion radiale). Dans le BF, le spray commence à s'ouvrir par la queue.

PERSPECTIVES

Perspectives.

Les travaux futures doivent créer des conditions d'essais beaucoup plus proches de celles du moteurs diesel réel. La substitution de hexafluorure de soufre (SF_6) par le nitrogène (N_2) est recommandable. En effet, dans la première atmosphère (SF_6), les ondes de choc peuvent se produire mais pas dans le cas du (N_2) Cheong et al. [CHE04]. La vitesse du son à la température ambiante 25°C dans le cas de N_2 est de 347 m/s, alors que dans le cas du SF_6 , elle n'est que de l'ordre de 136 m/s [HUR00]. L'effet des ondes de choc sur le spray diesel est actuellement inconnu. La différence peut être dans la dépression, créée derrière la région de l'impact spray-air ambiant, la soit disant cône de Mach [MAC04]. En plus, le N_2 est un gaz parfait alors que le SF_6 est un gaz réel qui fonctionne suivant la loi de Van der Waals [HUR00]. Par ailleurs, il est plus adéquat de modifier la maquette pressurisée pour augmenter la température de l'air afin d'étudier les sprays avec évaporation.

La PDPA apporte des informations appréciables sur la région loin de la sortie de l'injecteur, mais dans la région proche elle est inapplicable (haute concentration des gouttes). Pour cette raison, il est préférable d'utiliser des techniques de visualisation basées sur l'illumination avec laser. Il serait intéressant aussi de réaliser une étude sur l'utilisation de l'anémomètre d'image à particules (PLIF ou LIF "*Particle Laser Induced Fluorescence Spectrometry*"), l'holographie ou la granulométrie par image de transmission.

ANNEXE

Annexe.

A.1. Nombres caractéristiques

Plusieurs nombres adimensionnels sont normalement utilisés pour la description de la désintégration et la formation du spray. Les plus importants sont introduits dans la suite:

• Nombre de Reynolds

$$\mathbf{Re} = \frac{d \cdot \mathbf{v}}{\nu} \quad \text{E(A-1)}$$

Le nombre Reynolds du combustible dans l'orifice est une relation entre les forces d'inertie et de viscosité dans le combustible, lors de la traversée de l'orifice. Le nombre de Reynolds est lié à la génération et à l'évolution de la turbulence dans l'écoulement à travers l'injecteur. Si la masse volumique de l'ambient est différente de celle du fluide injecté comme c'est le cas dans notre travail, le diamètre équivalent d_{eq} remplace le diamètre réel de l'injecteur d_0 dans l'équation E(A-1) ($d_{eq} = d_0 (\rho_f / \rho_g)^{0.5}$) et $\mathbf{v} = \mathbf{v}_0$ la vitesse d'injection du combustible. Par contre le nombre de Reynolds de la goutte est exprimé à partir du diamètre de la goutte et de la vitesse relative goutte-gaz $\mathbf{v}_r$.

• Nombre de Weber

$$\mathbf{We} = \frac{d \cdot \rho \cdot v_r^2}{\sigma} \quad \text{E(A-2)}$$

Le nombre de weber compare les forces d'inertie de la goutte aux forces de la tension superficielle du combustible. Le nombre de Weber de la goutte $\mathbf{We}_{go}$ est le nombre adimensionnel le plus important pour la description de la stabilité de la goutte et le diamètre de la goutte le plus stable. Cependant, le nombre de Weber du gaz $\mathbf{We}_g$, il est calculé de la même façon à partir du diamètre de la goutte d mais avec la masse volumique du gaz ρ_g au lieu de celle du combustible ρ_g et il décrit de cette façon la force d'inertie de la goutte entourée par le gaz environnant.

• **Nombre d'Ohnesorge**

$$\mathbf{Oh} = \frac{\eta}{(\sigma \cdot \rho \cdot d)^{0.5}} = \frac{\sqrt{\mathbf{We}}}{\mathbf{Re}} \quad \text{E(A-3)}$$

Le nombre d'Ohnesorge représente la relation entre les forces de viscosité et la force de tension superficielle, Il est déduit en éliminant la vitesse entre les nombres de Weber et de Reynolds. Le nombre d'Ohnesorge dépend seulement de la nature du combustible et de la géométrie du dispositif; Le nombre d'Ohnesorge renseigne sur l'influence de la viscosité du combustible sur la formation de la goutte.

• **Nombre de Schmidt effectif équivalent :**

Pour les écoulement monophasique, le nombre de Schmidt est un nombre adimensionnel qui le rapport de la diffusion de la quantité de mouvement face à la diffusion de la masse: massique:

$$\mathbf{Sc} = \frac{\nu}{D} = \frac{\mu}{\rho \cdot D} \quad \text{E(A-4)}$$

La valeur de $\mathbf{Sc}$ dépend des caractéristiques de chaque gaz, ce numéro est utilisé plus fréquemment car le coefficient de diffusion massique D n'est pas toujours connu.

Pour les écoulements bi-phasiques, on parle plutôt d'un nombre de “*Schmidt effective équivalent*”. En effet, la diffusion de masse de combustible seulement a un sens dans le cas des mélanges gazeux. Dans le cas du mélange bi-phasique, on a un transport de masse (gouttes liquides) gouverné par les effets convectifs. Par contre, parler du nombre de “*Schmidt équivalent*” permet de mettre en relation les distributions radiales de concentration de gouttes avec celles de vitesse.

• Diamètres moyens caractéristiques des gouttes

Dépendant de l'application, le diamètre moyen des gouttes peut être estimé à partir des diamètres des gouttes mesurées individuellement ou dans des intervalles de temps. Les diamètres moyens peuvent être calculés comme:

$$d_{\zeta\nu} = \left(\frac{\sum_{i=1}^{i=n} d_i^{\zeta}}{\sum_{i=1}^{i=n} d_i^{\nu}} \right)^{1/(\nu-\zeta)} \quad \text{E(A-5)}$$

Généralement, $\zeta = 1$ et $\nu = 0$ sont remplacés dans l'équation E(A-5) pour obtenir le diamètre moyen arithmétique des gouttes:

$$d_{10} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^{i=n} d_i \quad \text{E(A-6)}$$

Fréquemment, le diamètre de Sauter est aussi calculé ($\zeta = 3, \nu = 2$). Il décrit la relation entre le volume (c'est à dire la masse) et la surface des gouttes:

$$d_{32} = \frac{\sum_{i=1}^{i=n} d_i^3}{\sum_{i=1}^{i=n} d_i^2} \quad \text{E(A-7)}$$

Dans le tableau A-1, les diamètres moyens les plus commun sont indiqués ainsi que leurs applications [LEF89].

Tableau A-1: Diamètres caractéristiques [LEF89].

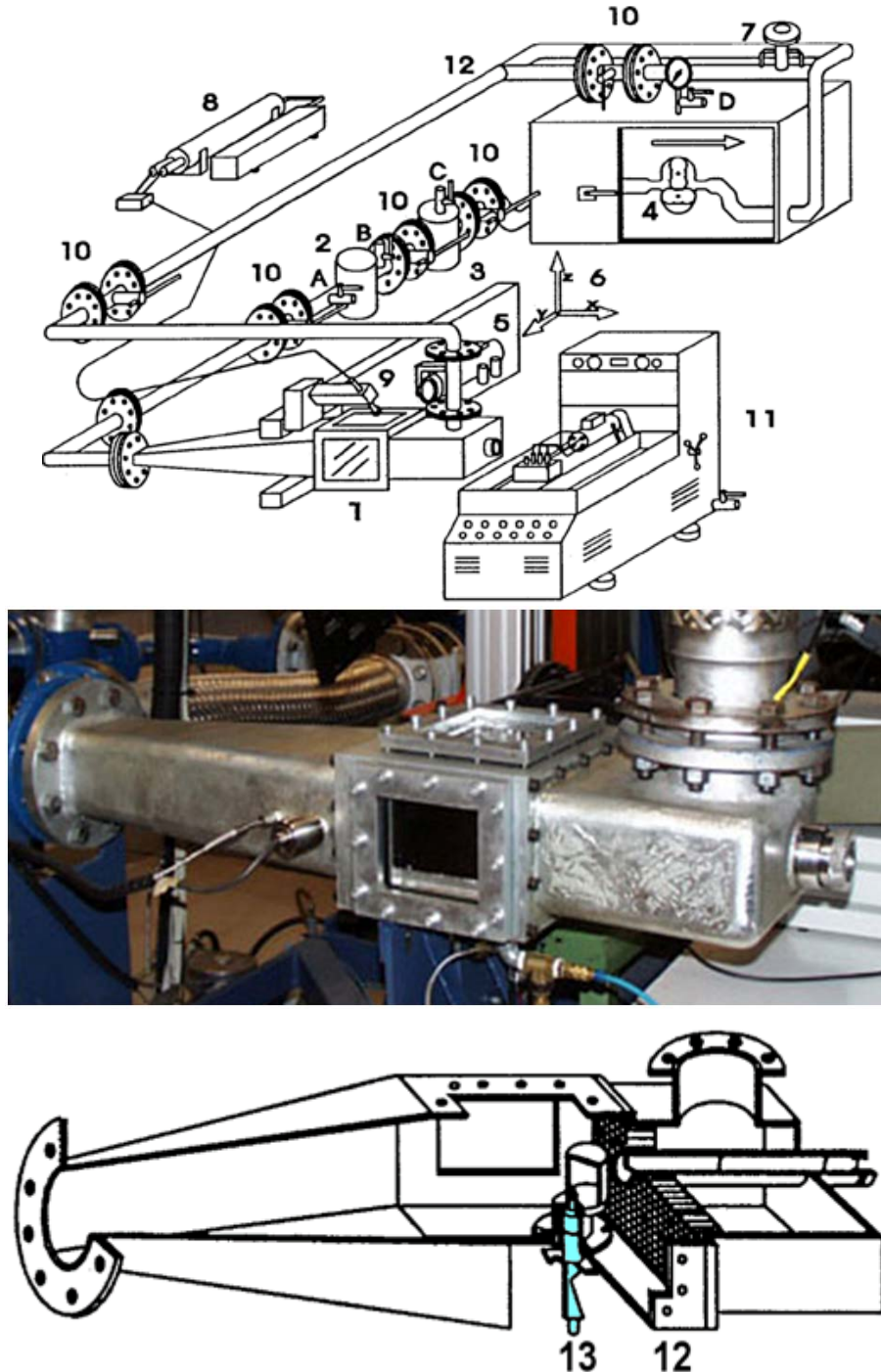
$d_{\zeta,v}$	Nom	Application
d_{10}	Diamètre moyen arithmétique	Comparaison
d_{20}	Surface	Transfert de la chaleur
d_{30}	Volume	Transport de masse
d_{21}	Diamètre de la surface	Absorption
d_{31}	Diamètre du volume	Vaporisation
d_{32}	Diamètre Sauter	Transfert de masse
d_{43}	Diamètre De Broukere	Combustion

A.2 Hexafluorure de soufre (SF₆)

Tableau A-2: Caractéristiques de SF₆.

Poids moléculaire	146,05kg/kmol
Viscosité dynamique	1,61 10 ⁻⁵ kg/m.s à 25°C et 1atm
Masse volumique	6,14kg/m ³ à 25°C et 1atm
Indice de réfraction	1,000783 à 25°C et 1atm
Vitesse de son	136 m/s à 25°C et 1atm
Point de fusion	222,2 K à 1atm
Point d'ébullition	209,1 K à 1atm
Pureté	Minimum garantis de 99,9 % en poids
Impuretés	Eau, oxygène moléculaire. (H ₂ O ≤ 2). Hydrogène moléculaire. (O ₂ +H ₂ ≤ 100). Tétrafluorure de carbone (CF ₄ ≤ 200). Acides (proportions: ppm/poids). (Acidité ≤ 0,1)
Fourniture	Bouteilles d'acier: 40 litres. Contenue: 40kg de gaz Pression: 22 bar.
Connexion	Une valve mal W 21,7 x 1/4" MIE-AP7.

A.3 Dispositif Expérimental



(1) Chambre d'injection. (2) et (3) Filtres de récollection du combustible après injection. (4) Moteur "Roots" maintient l'écoulement d'entraînement évacuant le combustible. (5) Optique de réception du système PDPA. (6) table tridimensionnelle fixe le point de mesure pour le système PDPA. (7) Contrôleur de température du gaz. (8) Laser. (9) Optique d'émission du système PDPA. (10) Valves permettant d'isoler le circuit en parties. (11) Banc pour les pompes d'injection conventionnelles. (12) Redresseur d'écoulement. (13) Injecteur.

Figure A-1: Maquette d'injection (a) et la chambre pressurisée d'injection (b).

A.4 Configuration du système PDPA

Tableau A-3: Mesures dans les conditions ambiantes sous une atmosphère pressurisée :
(Ambiant de SF_6 , $T_g=295\text{ K}$, $\rho_g=30\text{ kg/m}^3$, $P_g=5\text{ bar}$)

Optique de transmission
4 W Cooled Ar+: 07-08 W
Longueur d'onde: 514,5 nm
Diamètre du faisceau: 0,33mm
Écartement des faisceaux: 5,26mm
Distance focale: 100mm
Demi-angle d'intersection: 1,506°
Polarisation: 0°
Cellule de Bragg: 40 MHz
Optique de réception
Diamètre du faisceau d'intersection: 197,93 μm
Distance focale: 310mm
Taille de fente (filtre spatial): 0,1x2mm
Volume de mesure
Diamètre: 198mm
Longueur: 7,55 μm
Interfrange: 9,78 μm
Nombre de franges: 20
Puissance laser: 250 mW
Arrangement des mesures
Type de diffusion de la lumière: réfraction
Angle de diffusion: 68°
Facteur de conversion phase-diamètre :
D1-D2: 2,7513°/ μm
D1-D3: 1,3756°/ μm
Intervalle de diamètre (1:40): 2,5-100 μm
Facteur de conversion fréquence-vitesse: 0,102 MHz/m.s ⁻¹
Intervalle de vitesse: [-59, 294] m/s
Bande passante: 36 MHz

A.5 Calcul d'erreur pour les mesures de la PDPA

Les énumérations ultérieures de la précision des mesures du système PDPA dont les paramètres sont affichés dans le tableau A-3 (annexe A.4) seraient discutées. Plusieurs considérations d'erreurs prennent place dans la détermination de la vitesse et de la taille des gouttes puisqu'elles sont basées sur des principes physiques différents.

Vitesse de la goutte: La vitesse de la goutte est déterminée par l'équation E(III-1) à partir de la fréquence modulée mesurée f_s , la longueur d'onde λ et le demi angle θ de l'intersection des faisceaux lasers. Le demi angle θ peut être calculé en fonction de l'écartement des faisceaux lasers, a , et de la longueur focale, f , (Fig. III-3).

$$v = \frac{f_s \lambda}{2\sin(\theta)} = \frac{f_s \lambda}{2\sin(\arctan(0,5a/f))}$$

D'après la loi de reproduction de l'erreur de Gauss, l'erreur maximale possible pour la mesure de la vitesse est calculée comme suivant:

$$\Delta v = \left| \frac{\partial v}{\partial f_s} \right| \Delta f_s + \left| \frac{\partial v}{\partial \lambda} \right| \Delta \lambda + \left| \frac{\partial v}{\partial a} \right| \Delta a + \left| \frac{\partial v}{\partial f} \right| \Delta f \quad \text{E(A-8)}$$

avec :

$$\frac{\partial v}{\partial f_s} = \frac{\lambda}{2\sin(\arctan(0,5a/f))} \quad \text{et} \quad \frac{\partial v}{\partial \lambda} = \frac{f_s}{2\sin(\arctan(0,5a/f))}$$

$$\frac{\partial v}{\partial a} = \frac{-f_s \lambda f \sqrt{1+0,25a^2/f^2}}{a^2} + \frac{0,25 f_s \lambda}{f \sqrt{1+0,25a^2/f^2}}$$

$$\frac{\partial v}{\partial f} = \frac{f_s \lambda \sqrt{1+0,25a^2/f^2}}{a} + \frac{0,25 f_s \lambda a}{f^2 \sqrt{1+0,25a^2/f^2}}$$

Pour les mesures dans la chambre pressurisée, il faut prendre en compte les valeurs et les erreurs suivantes :

- Longueur d'onde: $\lambda = 514,5 \cdot 10^{-09} \text{ m}$, $\Delta\lambda = 0,1 \cdot 10^{-09} \text{ m}$
- Fréquence modulée: $f_s = 35,0 \cdot 10^{-06} \text{ Hz}$, $\Delta f_s = 0,1 \cdot 10^{-06} \text{ Hz}$
- Écartement des faisceaux lasers $a = 5,26 \cdot 10^{-03} \text{ m}$, $\Delta a = 0,1 \cdot 10^{-03}$
- Distance focale de l'optique de transmission: $f = 100 \cdot 10^{-03} \text{ m}$, $\Delta f = 0,1 \cdot 10^{-03} \text{ m}$

L'erreur maximale et la précision pour la mesure de la vitesse en utilisant l'équation E(A-8) sont:

$$\Delta v = 5,93 \text{ m/s} = 2\%FS$$

Diamètre de la goutte: Le calcul de l'erreur sur la mesure de la taille de goutte est réalisé à partir de E(III-3). Par contre il faut prendre en compte que Φ_i représente le déphasage au détecteur D_i et que avec le volume de mesure l'angle d'élévation Ψ_i est verrouillé. Pour déterminer la taille de la goutte, il faut deux détecteurs D_1 et D_2 (Fig. III-3) situés de part et d'autre du plan de diffusion YZ-plan. La différence des phases Φ_i pour le signal de réception est déterminée entre les deux détecteurs comme :

$$\left\{ \begin{array}{l} \Phi_{1/2} = |\Phi_1 - \Phi_2| = 2 \left(\frac{-2\pi d_{go}}{\lambda} \frac{m \sin \theta \sin \Psi_i}{\sqrt{2(1+q)(1+m^2 - m\sqrt{2(1+q)})}} \right) \\ q = \cos \theta \cos \Psi \cos \varphi \end{array} \right. \quad \text{E(A-9)}$$

L'équation E(A-9) peut être développée pour obtenir le diamètre d_{go} comme il suit :

$$d_{go} = \frac{\lambda \Phi \sqrt{2(1+q)(1+m^2 - m\sqrt{2(1+q)})}}{4\pi m \sin \theta \sin \Psi} \quad \text{E(A-10)}$$

L'erreur maximale Δd_{go} peut être calculée comme :

$$\Delta d_{go} = \left| \frac{\partial d_{go}}{\partial \lambda} \right| \Delta \lambda + \left| \frac{\partial d_{go}}{\partial \Phi} \right| \Delta \Phi + \left| \frac{\partial d_{go}}{\partial \theta} \right| \Delta \theta + \left| \frac{\partial d_{go}}{\partial \Psi} \right| \Delta \Psi + \left| \frac{\partial d_{go}}{\partial \varphi} \right| \Delta \varphi + \left| \frac{\partial d_{go}}{\partial m} \right| \Delta m \quad \text{E(A-11)}$$

avec :

$$\frac{\partial d_{go}}{\partial \lambda} = -\frac{\Phi}{4\pi m} \frac{\sqrt{2(1+q)(1+m^2-m\sqrt{2+2q})}}{\sin \theta \sin \Psi}$$

$$\frac{\partial d_{go}}{\partial \Phi} = -\frac{\lambda}{4\pi m} \frac{\sqrt{2(1+q)(1+m^2-m\sqrt{2+2q})}}{\sin \theta \sin \Psi}$$

$$\frac{\partial d_{go}}{\partial \theta} = \frac{\lambda \Phi}{4\pi m} \left[\frac{\cos \Psi \cos \varphi \left((1+m^2-m\sqrt{2+2q}) - \frac{(1+q)m}{\sqrt{2+2q}} \right)}{\sqrt{2(1+q)(1+m^2-m\sqrt{2+2q})} \cdot \sin \Psi} + \frac{\sqrt{2(1+q)(1+m^2-m\sqrt{2+2q})} \cos \theta}{(\sin \theta)^2 \sin \Psi} \right]$$

$$\frac{\partial d_{go}}{\partial \Psi} = \frac{\lambda \Phi}{4\pi m} \left[\frac{\cos \theta \cos \varphi \left((1+m^2-m\sqrt{2+2q}) - \frac{(1+q)m}{\sqrt{2+2q}} \right)}{\sqrt{2(1+q)(1+m^2-m\sqrt{2+2q})} \cdot \sin \theta} + \frac{\sqrt{2(1+q)(1+m^2-m\sqrt{2+2q})} \cos \Psi}{\sin \theta \cdot (\sin \Psi)^2} \right]$$

$$\frac{\partial d_{go}}{\partial \varphi} = \frac{\lambda \Phi}{4\pi m} \left[\frac{\cos \theta \cos \Psi \sin \varphi \left((1+m^2-m\sqrt{2+2q}) - \frac{(1+q)m}{\sqrt{2+2q}} \right)}{\sqrt{2(1+q)(1+m^2-m\sqrt{2+2q})} \sin \theta \sin \Psi} \right]$$

$$\frac{\partial d_{go}}{\partial m} = -\frac{\lambda \Phi}{4\pi m} \left[\frac{(1+q)(2m-\sqrt{2+2q})}{\sqrt{2(1+q)(1+m^2-m\sqrt{2+2q})} \sin \theta \sin \Psi} - \frac{\sqrt{2(1+q)(1+m^2-m\sqrt{2+2q})}}{m \sin \theta \sin \Psi} \right]$$

Les valeurs et les erreurs des grandeurs optiques et géométriques peuvent être prises à partir de la liste suivante. La définition des angles peut être trouvée dans la figure III-3.

- Longueur d'onde: $\lambda = 514,5 \cdot 10^{-09} \text{ m}$, $\Delta \lambda = 0,1 \cdot 10^{-09} \text{ m}$

- Différence de phase: $\Phi_{1/2} = 28,23^\circ$ pour une gouttes de $10 \mu\text{m}$, $\Delta \Phi = 3,6^\circ$

- *Demi angle de l'intersection:* $\theta = 1,5^\circ$, $\Delta\theta = 0,01^\circ$

- *Angle d'élévation:* $\Psi = 4,24^\circ$, $\Delta\Psi = 0,016^\circ$

- *Angle de diffusion:* $\varphi = 68^\circ (1)$, $\Delta\varphi = 0,2^\circ$

- *Index de réfraction relatif:* $m = 1,467$, $\Delta m = 0,001$

En remplaçant ces valeurs dans l'équation E(A-11), l'erreur maximale et la précision pour la détermination de la taille deviennent :

$$\Delta d_{go} = 1,392\mu\text{m} = 13,9\%\text{FS}$$

RÉFÉRENCES BIBLIOGRAPHIQUES

Références Bibliographiques.

- [ABR94] Abraham J., Megi V., MacInnes J. et Bracco F.V. (1994), Gas versus spray injection which mixes faster? SAEpaper940895.
- [ABR63] Abramovich G.N. (1963), The theory of turbulent jets, MIT press.
- [AGG94] Aggarwal S.K., Xiao Y. et Uthuppan J. (1994), Effect of Stokes number on particle dispersion, Atomization and Sprays, 4, pp. 223-236.
- [AIZ93] Aizu Y., Durst F., Grehan G., Onofri F. et Xu T.-H. (1993), PDA-system without Gaussian beam defects, Proc. of the 3rd Int. Conf. on Optical Particle Sizing (OPS), Yokohama, Japan.
- [ALB94] Albrecht H.E., Borys M., Wenzel M. et Wriedt Th. (1994), Influence of the measurement volume on the phase error in phase Doppler anemometry, Part 1: Reflective mode operation, particle and particle systems characterization 11, pp. 339–344.
- [ALB95] Albrecht H.E., Bech H., Damaschke N. et Feleke M. (1995), Die berechnung der streuintensität eines beliebig im laserstrahl positionierten teilchens mit hilfe der zweidimensionalen Fouriertransformation, Optik 100, pp. 118–124.
- [AND93] Andrews M.J. (1993), The large-scale fragmentation of the Intact liquid core of a spray jet, Atomization and Sprays, Band 3, pp. 29-54

- [AND89] Andrews M.J. et Bracco F.V. (1989), On the structure of turbulence dense spray jets, *Encyclopaedia of Fluid Mechanics*, Ed. N.P. Cheremisinoff, 8, pp. 1063-1089.
- [ARA99a] Araneo L. et Tropea C. (1999), Optimization of PDA measurements in a diesel spray, *Spray'99*, 5. Workshop über Techniken der Fluidzerstäubung und Untersuchungen von Sprühvorgängen, 5-6 Oktober 1999, Bremen.
- [ARA99b] Araneo L., Coghe A., Cossali G.E. et Brunelli G. (1999), Experimental investigation of the gas density effect on diesel spray penetration and entrainment, *SAEpaper1999-01-0525*.
- [ARA84] Arai M., Tabata, Hiroyasu H. et Shimuzu M. (1984), Disintegration process and spray characterization of fuel jet injected by a diesel nozzle, *SAEpaper840275*.
- [ARA97] Araneo L., Coghe A. et Cossali G.E. (1997), Experimental analysis of structure and characteristics of a diesel spray head vortex, *Proceedings of the 3th International Conference on Liquid Atomisation and Spray System*, 103-109, 9-11 Juillet 1997, Florence, Italie.
- [ARC00b] Arcoumanis C. et Whitelaw J. (2000), Is cavitation important in diesel engine injectors? *Thiesel 2000*, Valencia, Spain, 13-15 September 2000.
- [ARC00a] Arcoumanis C., Badami M., Flora H. et Gavaises M. (2000), Cavitation in real size multihole diesel injector nozzles, *SAEpaper200-01-1249*.
- [ARC99] Arcoumanis C., Flora H., Gavaises M. et Kampansi N. (1999), Investigation of cavitation in a vertical multi-hole injector", *SAEpaper1999-01-0524*.
- [ARR99] Arrègle J., Pastor J.V. et Ruiz S. (1999), The influence of injection parameters on diesel spray characteristics, *SAEpaper 1999-01-0200*.
- [ARR97a] Arrègle J. (1997), Análisis de la estructura y dinámica interna de chorros Diesel, Ph. D. Tesis de la Universidad Politécnica de Valencia.
- [ARR97b] Arrègle J., Pastor J.V. et Iglesias R. (1997), Distribución de combustible en chorros diesel en condiciones de alta densidad, *Revista de AEIM*, No 11/Vol. 2.
-

-
- [BAE00] Bae C.H. et Kang J. (2000), Diesel spray characteristics of common-rail VCO nozzle injector, Thiesel 2000, Valencia, Spain, 13-15 September 2000.
- [BAL98] Balachandar R., Mulpuru S.R. et Ungurian M.H. (1998), A note on particle size measurements in two phase flows, Transactions of the ASME, Vol. 120, pp. 390-397.
- [BAS88] Basset A.B. (1988), Hydrodynamics, Deighton, Bell, Cambridge, Dover, New York (1961), 270.
- [BAY93] Bayvel L. et Orzechowski Z. (1993), Liquid atomization, Taylor et Francis, USA.
- [BER59] Bergwerk W. (1959), Flow patterns in diesel nozzle spray holes, Proc. Inst. Mech. Engrs., 173, pp. 655-660.
- [BID29] Bidone G. (1829), Expériences sur la forme et sur la direction des veines et des courants d'eau lancés par diverses ouvertures, Imprimerie Royale, Turin, pp. 1-136
- [BIR78] Birch A.D., Brown D.R., Dodson M.G. et Thomas J.R. (1978), The turbulence concentration field of a methane jet, Journal of Fluid Mechanics, Vol. 88, pp. 431-433.
- [BOD91] Bode J. (1991), Zum kavitationseinfluß auf den zerfall von flüssigkeitsfreistrahlen, Dissertation, Georg-August-Universität zu Göttingen.
- [BOH83] Bohren C.F. et Huffman D.R. (1983), Absorption and scattering of light by small particles, John Wiley & Sons, Inc., New York.
- [BOR98] Borys M., Schelinsky B., Albrecht H.E. et Krambeer H. (1998), Light scattering analysis with methods of geometrical optics for a particle arbitrarily positioned in a laser beam, Optik 108, pp. 137-150.
- [BOS66] Bosch W. (1966), The fuel rate injector: A new measuring instrument for display of the characteristics of individual injection, SAEpaper660749.
- [BOU85] Boussinesq J. (1885), comptes rendu, 935.
- [BOU03] Boussinesq J. (1903), Théorie analytique de la chaleur, 2, Gauthier Villars, Paris.
-

- [BRA72] Brazier-Smith P.R., Jennings S.G. et Latham J. (1972), The interaction of falling water drops: coalescence, *Proc. R. Soc. London*, Vol. 326, pp. 393-408.
- [BRE97] Brenn G. et Valkovska D. (1997), Der zerfall flüssiger fäden nach binären tropfenkollisionen, *Spray'97*, 3. Workshop über Sprays, Erfassung von Sprühvorgängen und Techniken der Fluidzerstäubung, 22.-23. Oktober 1997, Lampoldshausen, , ISBN: 3-89100-029-4, Herausgeber: W.W. Koschel und O.J. Haidn, Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt e.V.
- [BRE81] Bremhorst, K. et Watson, R.D. (1981), Velocity field and entrainment of a pulsed core jet, *Journal of Fluids Engineering*, Trans. of the ASME, Vol. 103, pp. 605-608.
- [CAL92] Call C.J. et Kennedy I.M. (1992), Measurements and simulations of particle dispersion in a turbulent flow, *Int. J. Multiphase Flow*, 18, 6, 891-903.
- [CAM94] Campanelle R., Laforgia D., Ficarell A. et Damiani V. (1994), Spray characteristic of five hole VCO nozzles of a diesel electro-injector., *SAEpaper940192*.
- [CAP82] Capp S.P. et George W.K.Jr. (1982), Measurements in an axisymmetric jet using a two-color LDA and burst processing, *Proc. International Symposium on Application of Laser Techniques to Fluid Mechanics*, Lisbon, Portugal.
- [CHA96] Chaves H. et Obermeier F. (1996), Modelling the effect of modulations of the injection velocity on the structure of Diesel Sprays, *SAEpaper961126*.
- [CHA95] Chavez H., Knapp M., Kubitzek A., Obermeier T. et Schneider T., Experimental study of cavitation in the nozzle hole of diesel injectors using transparent nozzles, *SAEpaper950290*, 1995.
- [CHE04] Cheong S. -K., Liu J., Shu D., Wang J. et Powell C.F. (2004), Effects of ambient pressure on dynamics of near-nozzle diesel sprays studied by ultrafast X-radiography, *SAEpaper2004-01-2026*.
- [CHE85] Chehroudi B., Chen S.-H., Bracco F.V. et Onuma Y. (1985), On the intact core of full-cone Sprays, *SAEpaper85126*.
-

-
- [CHI76] Chiu W.S., Shahed S.M. et Lyn W.T. (1976), A transient spray mixing model for diesel combustion, Cummins Engine Co. Inc., SAEpaper760128.
 - [CHO97] Chou W.-H., Hsiang L.-P. et Faeth G.M. (1997), Temporal properties of drop breakup in shear breakup regime. *Int. Journal of Multiphase Flow*, Vol. 23, No.4, pp. 651-669.
 - [CHO90] Cho I.Y., Fujimoto H., Kuniyoshi H., Ha J.Y., Tanabe H. et Sato G.T. (1990), Similarity law of entrainment into diesel spray and steady spray, SAEpaper9000447.
 - [CHU88] Chung J.N. et Troutt T.R. (1988), Simulation of particle dispersion in an axisymmetric jet, *Journal of Fluid Mechanics*, 186, 199-222.
 - [COG94] Coghe A. et Cossali G.E. (1994), Phase Doppler characterization of diesel spray injected into a high density gas under vaporization regimes, *Proc. 7th International Symposium on Application of Laser Techniques to Fluid Mechanics*, pp. 36.3.1-8, Lisbon, Portugal.
 - [COR98] Correas D.J. (1998), Estudio teórico-experimental del chorro libre diesel isoterma, Ph.D. Tesis de la Universidad Politécnica de Valencia.
 - [COR50] Corrsin S. et Uberoi M.S. (1950), Further experiments on the flow and heat transfer in a heated turbulent air jet, NACA TR998.
 - [COS96] Cossali G.E., Gerla A., Coghe A. et Brunello G. (1996), Effect of gas density and temperature on air in a transient diesel spray, SAEpaper960862.
 - [COS93] Cossali E., Goghe A. et Brunello G. (1993), Effect of spray-wall interaction on air entrainment in a transient diesel spray, SAEpaper930920.
 - [COS91] Cossali E., Brunello G. et Goghe A. (1991), LDV Characterization of air entrainment in transient diesel sprays, SAEpaper910178.
 - [CRO95] Crowe C.T., Troutt T.R. et Chung J.N. (1995), Fluid vortices, Cap. XIX: Particle interactions with vortices, Green, S.I. (Ed), Kluwer Academic Publishers, Netherlands, 829-861.
-

- [DAH90] Dahm W.J.A. et Dimotakis P.E. (1990), Mixing at large Schmidt number in the self-similar far field of turbulent jets, *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 217, pp. 299-330
- [DAN00] Dantec Measurement Technology (2000), Powerpoint-Präsentation, kostenlos abrufbar im Internet unter: <http://www.dantecmt.com/PDA/System/>.
- [DAN99] Dantec Measurement Technology (1999), Users-Guide for the Phase-Dynamics-Analyzer.
- [DAN97] Dan T., Yamamoto T., Senda J. et Fujimoto H. (1997), Effect of nozzle configuration for characteristics of non-reacting diesel fuel spray, Doshisha University, SAEpaper970355.
- [DEN71] Dent J.C. (1971), A basis for the comparison of various experimental methods for studying spray penetration, SAEpaper710571.
- [DES05] Desantes J. M., Payri R., Pastor J. M. et Gimeno J. (2005), experimental analysis of fuel evaporation in diesel sprays. Part I. Nozzle Characterisation, Atomisation and Sprays, Vol. 15, pp. 489-516.
- [DES03] Desantes J. M., Payri R., Salvador F.J. et Gimeno J. (2003), Measurements of spray momentum for the study of cavitation in diesel injection nozzles, SAEpaper2003-01-0703.
- [DES98] Desantes J. M., Arrégle J. et Pastor J.V. (1998), Influence of the fuel characteristics on the injection process in a D.I. diesel engine, SAEpaper980802.
- [DES97] Desantes J. M., Arrégle J. et Pastor J.V. (1997), Characterization of local fuel concentration and internal dynamics in DI diesel sprays, SAEpaper970797.
- [DOU07] **Doudou A.** et Maslouhi A.(2007), A Macro-Microscopic Investigation of Diesel Sprays injected by a Common Rail system, *J. Mech. Sci. Tech*, KSME, site: <http://www.ksme.or.kr>, E-mail: ksmejj@ksme.or.kr. (Accepté)
- [DOU05] **Doudou A.** (2005), Turbulent flow study of an isothermal Diesel spray injected by a common rail system., *FUEL International Journal*, Elsevier, Vol. 84 (2-3), Pp. 287-298, January-February 2005. site: <http://www.sciencedirect.com>
-

-
- [DOU04] Doudou A. (2004), An Experimental Study of Diesel Sprays Injected by a Common Rail System., 3^{èmes} Journées d'Études Techniques, JET 2004 Marrakech 14-16 April 2004.
- [DUR89] Durst F., Melling A. et Whitelaw J.H. (1989), Theorie und Praxis der Laser-Doppler-Anemometrie, G. Braun, Karlsruhe, ISBN: 3-7550-2022-2.
- [DUR75] Durst F. et Zaré M. (1975), Laser-Doppler measurements in two-phase flows, Proceedings of LDA-Symposium, pp. 403-429, Technical University of Denmark, Copenhagen, P.O. Box 70, 2740 Skovlunde, Denmark.
- [EIF90] Eifler W., Untersuchung stur Struktur des einstationäre Dieselöleinspritzstrahles im Düsenahberich mit der Methode der Hochfrequenz-Kinematografie, Diss. Univ. Kaiserslautern, 1990.
- [EIS58] Eisenklam P. et Hooper P.C. (1958), The flow characteristics of laminar and turbulent jets of liquid, Ministry of Supply D.G.G.W. Report/EMR/58/10, September 1958
- [FAE87] Faeth G.M. (1987), Mixing, transport and combustion in sprays, Progress in Energy and Combustion Science 13, pp. 293-345.
- [FAE83] Faeth G.M. (1983), Evaporation and combustion of sprays, Progress in Energy and Combustion Science 9, Herausgeber: N.A. Chigier, Pergamon Press, Oxford (1983)
- [FAT97] Fath A. (1997), Charakterisierung des Strahlaufbruch-Prozesses bei der einstationären Druckzerstäubung, Dissertation, Universität Erlangen-Nürnberg
- [FET00] Fettes C. (2000), Abschlussbericht zum Großprojekt der Bayerischen Forschungsstiftung 177/96" Potenzial neuartiger Einspritzverfahren zur Reduktion von Ruß und NOx bei der dieselmotorischen Verbrennung, Teilprojekt 1.
- [FOR50] Forestall, W. Jr. et Shapiro, A.H. (1950), Momentum and mass transfer in coaxial gas jets, J. Applied Mechanics, Vol. 17, pp 399-407.
-

- [GAN01] Ganippa L.C., Bark G., Andersson S. et Chomiak J. (2001), The structure of cavitation and its effect on the spray pattern in a single-hole diesel nozzle, SAEpaper2001-01-2008.
- [GAN00] Ganippa L.C., Andersson S. et Chomaik J. (2000), Transient measurements of discharge coefficients of diesel nozzles, SAEpaper2000-01-2788.
- [GEB96] Gebhard P. (1996), Zerfall und Verdampfung von Einspritzstrahlen aus Lamellenbildenden Düsen, Dissertation, TU-München.
- [GIF53] Giffen E. et Muraszew A. (1953), The atomization of liquid fuels, John Wiley and Sons, New York.
- [GON98] González U. (1998), efecto del choque de pared en las características del chorro diesel de inyección directa, Tesis doctoral, Universidad Politécnica de Valencia.
- [GON94] Gong, Y. et Peng, Z. (1994), LDA analysis of high injection pressure diesel fuel spray and entrainment airflow, SAEpaper941951.
- [GÖR57] Görtler H. (1957), A new series for the calculation of steady laminar boundary layer flow, J. of Math., Vol. (6), p.1.
- [GOU91] Gouesbet G., Gréhan G. et Maheu B. (1991), Generalized Lorenz-Mie theory and applications to optical sizing, Norman Chigier (Ed.) Combustion Measurements, pp. 339– 384, Hemisphere Publishing.
- [GRA83] Grabitz G. et Meier G.E.A. (1983), Über Laufzeitinstabilitäten in Flüssigkeitsstrahlen.
- [GRE77] Greeves G., Khan I. M., Wang C. H. T. et Fenne I. (1977). Origins of hydrocarbon emissions from diesel engines, SAEpaper770259.
- [GUE96] Guerrassi N. et Champoussin J.C. (1996), Experimental investigation on the structure of a non-evaporating transient dense sprays.
-

-
- [HA83] Ha J.Y., Hayashi A., Tanabe h., Sato G.T., Kuniyoshi H. et Fujimoto H. (1983), Investigation on the initial part and the spray formation delay of diesel spray, SAEpaper830415.
 - [HAB97] Habchi C., Verhoeven D., Huynh H.C., Lambert L., Vanhemelryck J.L. et Baritaud T. (1997), Modelling atomization and break up in high pressure diesel sprays, SAEpaper920579.
 - [HAE32] Haenlein A. (1932), Über den Zerfall eines Flüssigkeitsstrahls, Forschung, Band 2, Heft 4, pp. 139.
 - [HAN92] Hansell D., Kennedy I.M. et Kollman W. (1992), A simulation of particle dispersion in a turbulent jet, International Journal of Multiphase Flow, 18, 4, 559-576.
 - [HAR92] Hardalupas, Y., Taylor A. M. K. P. et Whitelaw J. H. (1992), Characteristics of the spray from a diesel injector, Int. J. Multiphase Flow, Vol. 18, No. 2, pp. 159-179.
 - [HAR89] Hardalupas Y., Taylor A.M.K.P. et Withelaw J.H. (1989), Velocity and particle flux characteristics of turbulent particle-laden jets, Proceedings of the Royal Society of London A. 426, 31-76.
 - [HAR85] Hardenberg H. (1985), Die Nadelhubabhängigkeit der Durchflussbeiwerte von Lochdüsen für Direkteinspritzdieselmotoren, MTZ 46, 4.
 - [HAY76] Hay N. et Jones P.L. (1976), Comparison of the various correlations for spray penetration, SAEpaper720776.
 - [HAY72] Hay N. et Jones P.L. (1972), Comparison of the various correlations for spray penetration, Dept. of Mech. Eng., Univ. of Nottingham, England, SAEpaper720776.
 - [HET71] Hetsroni G. et Sokolov M. (1971), Distribution of mass, velocity and intensity of turbulence in a two-phase turbulent jet. ASME Journal of Applied Mechanics, Vol. 120, pp. 315-327.
 - [HER99] Herzog P.L. (1999), Fuel injection-The key to effective low-emission diesel engines, IMechE. publication S492/K1/99.
-

- [HIL99] Hill P. G. et Ouellette P. (1999), Transient turbulent gaseous fuel jets for diesel engines, Transactions of the ASME, Vol. 121, pp 93-100.
- [HIN75] Hinzé J.O. (1975), Turbulence. Mc-GrawHill, ISBN 0-07-029037-7.
- [HIN71] Hinzé J.O. (1971), Turbulent fluid and particle interaction, Prog. Heat Mass Transfer, 6, 433-452.
- [HIN55] Hinzé J.O. (1955), Fundamentals of the hydrodynamic mechanism of splitting in dispersion processes, AIChEJ. , 1 , 3 , 289-295.
- [HIN49] Hinzé J.O. et Van der Hegge Zijnen, B.G. (1949), Applied Science Research, 1A, 435.
- [HIR90] Hiroyasu H. et Arai M. (1990), Structures of fuel sprays in diesel engines, University of Hiroshima, Japan, SAEpaper900475.
- [HIR89] Hiroyasu H. et Arai M. (1989), Empirical equations for the Sauter mean diameter of a diesel spray, University of Hiroshima, Japan, SAEpaper890464.
- [HIR80] Hiroyasu H. et Arai M. (1980), Fuel spray penetration and spray angle in diesel engines, Trans. of JSME, No. 21, pp. 5-11.
- [HIS92] Hisida K., Ando A. et Maeda M. (1992), Experiments on particle dispersion in a turbulent mixing layer, International Journal of Multiphase Flow, 18, 2, 181-194.
- [HOS93] Hosoya H. et Obokata T. (1993), Effect of nozzle configuration on characteristics of steady-state diesel spray, SAEpaper930593.
- [HOH99] Hohmann S. (1999), Strahlausbreitung und Tropfenverdunstung bei der dieselmotorischen Direkteinspritzung, Dissertation, RWTH Aachen.
- [HSI95] Hsiang L.-P. et Faeth G.M. (1995), Drop deformation and breakup due to shock wave and steady disturbances, Int. Journal of Multiphase Flow, Vol. 21, No. 4, pp. 545-560.
- [HSI93] Hsiang L.-P. et Faeth G.M. (1993), Drop properties after secondary breakup, Int. Journal of Multiphase Flow, Vol. 19, No. 5, pp. 721-735.
-

-
- [HSI92] Hsiang L.-P. et Faeth G.M. (1992), Near limit drop deformation and secondary breakup, *Int. Journal of Multiphase Flow*, Vol. 18, No. 5, pp. 635-652.
 - [HUH91] Huh K.Y. et Gosman A.D. (1991), A phenomenological model of diesel spray atomization, *Proc. of Int. Conf. on Multiphase Flows*, Vol. 2, pp. 515-518, Tsukuba.
 - [HUN97] Hung C. et Martin J.-K. (1997), Injection pressure effects upon Droplet behaviour in transient diesel spray, *SAEpaper970053*.
 - [HUR00] Hurly J.J., Defibaugh D.R. et Moldover M.R. (2000), Thermodynamic proprieties of SF6, *Int. J. Thermophysics* 2000, 21, pp. 739-765.
 - [HYU95] GI-Soo Hyun, Hosoyama K., Senda J. et Fujimoto H. (1995), Flow characteristics in transient gas jet, *SAEpaper950847*.
 - [IHY92] Iiyama A., Matsumoto Y., Kawamoto K. et Ohishi T. (1992), Spray formation improvement of VCO nozzle for DI diesel smoke reduction, *IMEchE Seminar for Diesel Fuel Injection Systems*.
 - [ING56] Ingebo R.D. (1956), Drag coefficients for drops and solid spheres in clouds accelerating in air streams, *NACA TN3762*.
 - [ISA81] Isay W.H. (1981), *Kavitation*, Schieffahrts-Verlag Hansa C. Schrödter & Co.
 - [JAC00] Jackson N.S. (2000), The high speed direct injection diesel engine-future potential, *Thiesel 2000*, Valencia, Spain, 13-15 September 2000.
 - [JOR99] Jordan M. (1999), *Zündung und Verbrennung in vorgemischten turbulenten Freistrahlen*, Dissertation, TU-München.
 - [KAM90] Kamimoto T. (1990), On structure of spray and flame in diesel engines, *ATA*, Vol. 43, No. 10.
 - [KAM96] Kampmann S., Dittus B., Mattes P. et Kirner M. (1996), The influence of hydrogrinding at VCO nozzles on the mixture preparation in a DI diesel engine”, *SAEpaper960867*.
-

- [KAM89] Kamimoto T., Yokoto H. et Kobayashi H. (1989), A new technique for the measurement of Sauter mean diameter of droplets in unsteady dense spray, SAEpaper 890316.
- [KAN90] Kano H., Kato M., Kojima T. et Katagiri M. (1990), Contribution of optimum design for nozzle configuration to spray formation, SAEpaper900824.
- [KHA92] Farrar-Khan J.R., Andrews G.E. et Williams P.T. (1992), Influence of sac volume on diesel spray droplet sizes, IMechE A01192, Vol. 206.
- [KHA73] Khan, I.M., Greeves, G. et Wang, C.H.T. (1973), Factors affecting smoke and gaseous emissions from direct injection diesel engines and a method of calculation, SAEpaper730169.
- [KIM03] Kim C.H. et Lee J.S. (2003), An analytical study on the performance analysis of a unit-injector system of a diesel engine, KSME International Journal, Vol. 17, No. 1, pp. 146-156.
- [KLÖ87] Klöpper A.H. (1987), Der Einfluss von Laufzeiteffekten auf den Zerfall von Flüssigkeitsstrahlen, Max-Planck-Institut für Strömungsforschung, Bericht Nr. 14, Göttingen.
- [KOB86] Kobayashi H., Kaminimoto T. et Matsuoka S. (1986), Prediction of transient diesel sprays in swirling flow via a modified 2-D Jet Model. SAEpaper860332.
- [KOO03] Koo J.Y. (2003), The effects of injector nozzle geometry and operating pressure conditions on the transient fuel spray behavior, KSME International Journal, Vol. 17, No. 3, pp. 617-625.
- [KOO97] Koo J.Y. et Martin J.K. (1990), Droplet sizes and velocities in a transient diesel Fuel spray, SAEpaper900397.
- [KOZ97] Kozma J. et Farrell P. V. (1997), Air entrainment in a high pressure diesel spray. SAEpaper971620.
- [KUE99] Kuensberg Sarre C., Kong S.C. et Reitz R.D. (1990), Modeling the effects of injector nozzle geometry on diesel sprays”, SAEpaper1999-01-0912.
-

-
- [KUN81] Kuniyoshi, H., Tanabe, H., Takeshi Sato, G. et Fujimoto, H., (1981), Investigation on the characteristics of diesel fuel spray, SAEpaper800968.
 - [KUN80] Kuniyoshi H., Tanabe H., Sato G.T. et Fujimoto H. (1980), Investigation on the characteristics of diesel fuel spray, SAEpaper8000968.
 - [KUO82] Kuo T.W. et Bracco F.V. (1982), On the scalling of transient, laminar, turbulent and spray jets, SAEpaper820038.
 - [LAK83] Lakshminarayan P. A. et Dent J. C. (1983), Interferometric studies of vaporising and combusting sprays, SAEpaper830244.
 - [LAO01] Laoonual Y., Yule A. J. et Walmsley S.J. (2001), Internal fluid flow and spray visualization for a large scale valve covered orifice (VCO) injector nozzle”, ILASS-Europe’01, Zürich.
 - [LAZ89] Lazar B.J. et Lasheras J.C. (1989), Particle dispersion in a turbulent, plane free shear layer, *Physics in Fluids A*, 1, 6, 1035-1044.
 - [LEE02] Lee J., Kang Sh. et Rho B. (2002), Turbulent mixing flow characteristics of solid-cone type diesel spray, *KSME International Journal*, Vol. 16, No.8, pp. 1135-1143.
 - [LEE31] Lee D.W. et Spencer R.C. (1933), Photomicrographic studies of fuel sprays, *NACA Report*, No. 454.
 - [LEF89] Lefebvre A. H. (1989), *Atomization and sprays, combustion: An International Series*, Hemisphere Publishing Corporation, New York.
 - [LEV98] Levy N., Amara S., Champoussin J.C. (1998), Simulation of a diesel jet assumed fully atomized at the nozzle exit, *École Centrale de Lyon, France*, SAEpaper981067.
 - [LEV97] Levy N., Amara S., Champoussin J.C. et Guerrassi N. (1997), Non-reactive diesel spray computations supported by PDA measurements, SAEpaper970049.
 - [LEV62] Levich V.G. (1962), *Physiochemical Hydrodynamics*, Prentice Hall.
 - [LIN87] Lin S.P. et Kang D.J. (1987), Atomisation of liquid jets, *Phys Fluids*, Vol. 30 (7).
-

- [LIU97] Liu S. et Reitz R.D. (1996), An analysis of the distortion and breakup mechanisms of high speed liquid drops, *Multiphase Flow*, N°23, Vol. 4, pp. 631-650.
- [LIU93] Liu A.B., Mather D. et Reitz R.D. (1993), Modelling the effects of drop drag and break-up on fuel sprays, *SAEpaper930072*.
- [MAC03] Macian V., Payri R., Margot X. et Salvador F.J. (2003a), A CFD analysis of the influence of diesel nozzle geometry on the inception of cavitation, *Atom. Sprays* 2003, 13, pp. 579-604.
- [MAY01] Mayinger F. et Feldmann O. (2001), *Optical measurements-techniques and applications*, Springer Publishing Company, Germany.
- [MAC02] MacPhee A.G., Tate M.W., Powell C.F., Yue Y. et Renzi M.J. (2002), X-ray imaging of shock waves generated by high-pressure fuel sprays, *Science*, Vol. 295, pp. 1261-1263.
- [MAY93] Mayer W.O.H. (1993), *Zur koaxialen Flüssigkeitszerstäubung im Hinblick auf die Treibstoffaufbereitung in Raketentriebwerken*, Dissertation, Universität Erlangen-Nürnberg.
- [MAY61] Mayer E. (1961), Theory of liquid atomisation in high velocity air streams, *ARS J*, 31, 1783-1785.
- [MCC74] McCarthy M.J. et Molloy N.A. (1974), Review of stability of liquid jets and the influence of nozzle design, *Chemical Engineering Journal*, Vol. 7, pp. 1-20.
- [MEG93] Megahed M. et Roosen P. (1993), Bestimmung der Kraftstoffgeschwindigkeit im düsen nahen Bereich unter motorähnlichen Bedingungen, *MTZ* 54, pp. 258ff.
- [MEI00] Meingast U., Reichelt L., Renz U., Müller D. et Heine B. (2000), Nozzle exit velocity measurements at a multi-orifice CR-nozzle, *ILASS-Europe'00*, Darmstadt.
- [MIE55] Miesse C.C. (1959), Correlation of experimental data on the disintegration of liquid jets, *Ind. Eng. Chem.*, Vol. 47, No. 9, pp. 1690-1701.
- [MIN90] Minani T., Yamaguchi I., Shintani M., Tsujimura K. et Suzuki T. (1990), Analysis
-

of fuel spray characteristics and combustion phenomena under high pressure fuel injection, SAEpaper900438.

- [MÜN93] Münch K.U. (1993), Anwendung der zweidimensionalen Mie-treulichtechnik zur Diagnose des Einspritzprozesses im Brennraum eines Direkteinspritzenden PKW-Dieselmotors, Berichte zur Energie- und Verfahrenstechnik, Heft 93.1, ESYTEC GmbH, Erlangen
- [NAB96] Naber J. et Siebers L. (1996), Effects of gas density and vaporization on penetration and dispersion of diesel sprays, Sandia National Labs., USA, SAEpaper960034.
- [NAQ91] Naqwi A. et F. Durst (1991), Light scattering applied to LDA and PDA measurements, Part 1: Theory and numerical treatments, pp. 245–258, Particle and Particle Systems Characterization 8.
- [NEG82] Negus C.R. et Drain L.E. (1990), Calculations of the scattered light from a spherical particle traversing a fringe pattern produced by two intersecting laser beams, J. Physics D: Applied Physics, Vol. 15, pp. 375-402, Corrigendum Vol. 15, p. 2099.
- [NIS97] Nishida K., Ceccio S., Assanis D., Tamaki N. et Hiroyasu H., Characterization of cavitation flow in a simple hole nozzle, ICLASS'97, Seoul, 1997.
- [OBE95] Obermeier F. (1995), Experimental study of cavitation in the nozzle hole of diesel injectors using transparent nozzles, SAE Congress, Detroit, SAEpaper95090 (zus. mit H. Chaves, M. Knapp u. A. Kubitzek).
- [OBE93] Obermeier F. (1993), Study of pressure fluctuations, flow separation and cavitation in the nozzle and their influence on spray formation, IDEA Subprogramme A1, Contract No. Joule-008-D, Final Report, Part 1.
- [OBO90] Obokata T., Inaba K. et Takahashi H. (1990), LDA analysis of diesel spray and entrainment air flow, Proceedings of the International Symposium COMODIA 90, 231-236.

- [OBO88] Obokata T., Inaba K. et Takahashi H. (1988), LDA Measurements of diesel spray and entrainment, Proceedings of the 4th International symposium on Application of Laser Techniques to fluid mechanics, Lisbonne, Portugal.
- [ODA64] Odar F. et Hamilton W.S. (1964), Forces in a sphere accelerating in a viscous fluid, Journal of fluid Mechanics, 18, 302-314.
- [OFN01] Ofner B. (2001), Dieselmotorische Kraftstoffzerstäubung und Gemischbildung mit Common-Rail Einspritzsystemen, Ph.D. Thesis de la Technische Universität München, Germany.
- [OHN36] Ohnesorge W. (1936), Die Bildung von Tropfen an Düsen und die Auflösung flüssiger Strahlen, Zeitschrift für Angewandte Mathematik und Mechanik, Band 16, Heft 6, S.355-358
- [ORO81] O'Rourke J.P. (1981), Collective drop effects on vaporizing liquid sprays, Ph.D., Princeton University.
- [ORO80] O'Rourke P.J. et Bracco F.V. (1980), Modelling of drop interactions in thick sprays and a comparison with experiments, Institute of Mechanical Engineers, Publication 1980-9, London, Great Britain.
- [OSE27] Oseen C.W. (1927), Hydrodynamic, Akademische Verlagsgesellschaft, Leipzig.
- [OSE10] Oseen C.W. (1910), Ark. f. Mat. Astr. Org. Fys, 6, no. 29.
- [RAB99] Rabenstein F. (1999), Nutzung der spontanen Raman-Streuung zur Untersuchung technischer Verbrennungsprozesse, Dissertation, Universität Erlangen-Nürnberg.
- [PAL01] Palomares A. (2001), Image analysis of diesel sprays (en Espagnol), Ph.D. Thesis Universidad Politécnica de Valencia.
- [PAP99] Papadopoulos G. et Pitts W.M. (1999), A generic centerline velocity decay curve for initially turbulent axisymmetric jets, Transactions of the ASME, Vol. 121, pp 80-85, March.
-

-
- [PAS03] Pastor J.V., Payri R., Lopez J.J. et Julia J.E. (2003), Effect of injector nozzle geometry of diesel engines on the macroscopic spray characteristics by means of optical techniques, Fuel Injection Systems. ImechE Conference Transactions. C610/014/2003, pp.73-82.
- [PAS02] Pastor J.V., López J.J., J. Juliá E. et Benajes J.V. (2002), Planar laser-induced fluorescence fuel concentration measurements in isothermal diesel sprays, Optics Express, Vol. 10, No. 7, 309-323.
- [PAS01] Pastor J.V., Arrègle J., Palomares A. (2001), Diesel spray image segmentation with a likelihood ratio test, Applied Optics, 40, 1-10.
- [PAU99] Pauer T., Wirth R. et Brüggemann D. (1999), Zeitaufgelöste Analyse der DI-Dieselmischbildung mittels kombinierter Schlieren-/ Streulichttechnik, IV. Fachtagung Motorische Verbrennung, Haus der Technik, Essen, 16./17. März 1999.
- [PAU96] Paulsen H. et Valland Harald (1996), A new method for time-resolved full-field measurement of local average gas concentration during fuel-injection, SAEpaper960829.
- [PAY04a] Payri F., Bermudez V., Payri R. et Salvador F.J. (2004a), The influence of cavitation on the internal flow and spray characteristics in diesel injection nozzles, Fuel 2004, 83, 419-31.
- [PAY04b] Payri R., Molina S., Salvador F.J. et Gimeno J. (2004b), A study of the relation between nozzle geometry, internal flow and sprays characteristics, KSME International Journal, Vol. 18, No. 7, pp. 1222-1235.
- [PAY04c] Payri R., Guardiola C., Salvador F.J. et Gimeno J. (2004c), Critical cavitation number determination in diesel injection nozzles, Experimental Techniques, Vol. 28, No. 3, pp. 49-51.
- [PAY02] Payri R., Margot X. et Salvador F.J. (2002), A numerical study of the influence of diesel nozzle geometry on the inner cavitating flow, SAEpaper2002-01-215.
-

- [PAY96] Payri F., Desantes J.M. et Arrégle J. (1996), Characterization of D.I. diesel sprays in high density conditions, SAEpaper960774.
- [PIL87] Pilch M. et Erdmann C.A. (1987), Use of breakup time data and velocity history data to predict the maximum stable fragments for acceleration-induced breakup of a liquid drop, *Int. Journal Multiphase Flow*, Vol. 13, No. 6, pp. 741-757.
- [PIT91] Pitts W.M. (1991), Reynolds number effects on the mixing behaviour of axisymmetric turbulent jets, *Experiments in Fluids*, Vol. 11. pp. 135-144.
- [POO91] Poo J.Y. et Ashgriz N. (1991), Variation of drag coefficients in an interacting drop stream, *Experiments in Fluids*, 11, 1-8.
- [POT00] Potz D., Christ W. et Dittus B. (2000), Diesel nozzle-The determining interface between injection system and combustion chamber, Thiesel 2000, Valencia, Spain, 13-15 September 2000.
- [POW01] Powell C.F., Yue Y., Poola R. et Wang J. (2001), X-Ray measurements of high pressure diesel sprays, SAEpaper2001-01-0531.
- [PRA76] Prasad C.M.V. et Kar S. (1976), An investigation on the diffusion of momentum and mass of fuel in a Diesel fuel spray, *Journal of Engineering for Power*, Trans. of ASME, Paper N° 76-DGP-1.
- [PRE96] Prevost F., Boree H.J. et Charnay G. (1996), Measurements of fluid/particle correlated motion in the far axisymmetric jet, *Int. J. Multiphase Flow*, Vol. 22, No. 4, pp. 685-701.
- [PUT61] Putnam A. (1961), Integratable from of Droplet drag coefficients, *ARS Journal*, 131, 1467-1468.
- [RAN58] Ranz W.E. (1958), Some experiments on orifice sprays, *Canadian J. of Chemical Engineering*, Vol. 36, p. 175.
- [RAY78] Rayleigh Lord (1878), On the stability of jets, *Proc. London Math. Soc.*, Vol. 10, pp.4-13.
-

-
- [REI87] Reitz R.D. et Diwakar R. (1987), Structure of high-pressure fuel sprays, SAEpaper870598.
 - [REI86] Reitz R.D. et Diwakar R. (1986), Effect of drop breakup on fuel sprays, SAEpaper860469.
 - [REI82] Reitz R.D. et Bracco F.V. (1982), Mechanism of atomization of a liquid jet, Phys. Fluids, Vol. 25, No. 2, pp. 1730-1742.
 - [REI79] Reitz R.D. et Bracco F.V. (1979), On the dependence of spray angle and other spray parameters on nozzle design and operating conditions, SAEpaper790494.
 - [REI72] Reitz R. D. (1978), Atomization and other breakup regimes of a liquid jet, Princeton University, PH.D. Nr. 7907964.
 - [REI70] Reinecke W.G. et Waldmann G.D. (1970), A study of drop breakup behind strong shocks with application to flight, AVCO Report AVSD-0110-70-RR.
 - [RIC02] Ricardo, (2002), Diesel passenger car and light commercial vehicle markets in Western Europe. Shoreham-by-Sea, UK, <http://www.ricardo.com>.
 - [RIC61] Ricou F.P. et Spalding D.B. (1961), Measurements of entrainment by axisymmetrical turbulent jets, Journal of Fluid Mechanics, 11, 21-32.
 - [RIF74] Rife J.M. et Heywood J.B. (1974), Photographic and performance studies of diesel combustion with a rapid compression machine, SAEpaper740948.
 - [RIS58] Risk W. (1958), Experimental studies of mixing processes and flow configurations in two-cycle engine scavenging, Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Series E, Vol. 172, pp. 417-424.
 - [ROT02] Roth H., Gavaises M. et Arcoumanis C. (2002), ' Cavitation initiation, development and link with flow turbulence in diesel injector nozzles, SAEpaper2002-01-0214.
 - [ROO97] Roosen P., Unruh O., Behmann M. (1997), Investigation of cavitation phenomena inside fuel injector nozzles, Proc. 30. ISATA.
-

- [ROO91] Roosen P. (1991), Einspritzstrahlstruktur von Dieseldüsen, MTZ, Nr. 52, pp. 526–531.
- [RUI91] Ruiz F. et Chigier N.A., (1991), Parametric experiments on liquid jet atomization spray cone angle, *Atomization and Sprays*, 1, 1, 23-45.
- [RUI87] Ruiz F. (1987), Experimental and theoretical analysis of high speed atomization in its application to diesel fuel injection, Ph. D. Thesis, Carnegie Mellon University, Pittsburgh.
- [RUI85] Ruiz F. et Chigier N. (1985), The mechanics of high speed atomization, *Proc. ICLASS-1985*, Vol. 1, pp. 6B/3/1, London.
- [RUP56] Rupe J.P. (1956), A correlation between the dynamic properties of a pair of impinging streams and the uniformity of mixture ratio distribution in resulting spray, *Jet Prop. Lab. Technical Report* 20–209
- [SAL94a] Salavert J.M., Arrègle J. et Pastor J.V (1994), Estudio de chorros diesel de inyección indirecta mediante visualización, *Anales XI Congreso Nacional de Ingeniería Mecánica*, Valencia.
- [SAL94b] Salavert J.M., Arrègle J. et Reyes E. (1994), Desarrollo de un método experimental para el estudio de chorros diesel en condiciones equivalentes a las de motor, *Anales XI Congreso Nacional de Ingeniería Mecánica*, Valencia.
- [SAT82] Sato G.T., Tanabe H. et Fujimoto H. (1982), An investigation of diesel sprays, 2nd International Conference on Liquid Atomization and Spray Systems, 69-74, Madison, Wisconsin.
- [SAV33] Savart F. (1833), *Ann. Chim. Phys.*, Vol. 53, pp. 337–386
- [SCH03] Schnierder B. M. (2003), Experimentelle Untersuchungen zur Spraystruktur in transienten, verdampfenden und nicht verdampfenden Brennstoffstrahlen unter Hochdruck., Ph.D., Eidgenössischen Technischen Hochschule Zürich.
-

-
- [SCH00] Schugger C., Meingast U. et Renz U. (2000), Time-resolved velocity measurements in the primary breakup zone of a high pressure diesel injection nozzle”, ILASS-Europe’00, Darmstadt, 2000.
 - [SCH95] Schneider T. (1995), Zur Modellierung der Zerstäubung von Flüssigkeitsfreistrahlen, Dissertation, Universität Dortmund.
 - [SCH79] Schlichting H. (1979), Boundary layer theory, 7th ed., Mc-GrawHill, New York.
 - [SCH37] Schweizer P.H. (1937), Mechanism of disintegration of liquid jets, Journal of Applied Physics, Vol. 8, p. 513.
 - [SIT64] Sitkei G. (1964), Kraftstoffaufbereitung und Verbrennung bei Dieselmotoren, Springer Verlag.
 - [SIR00] Sirignano W.A. (2000), Fluid dynamics and transport of droplets and spray, Cambridge University Press.
 - [SOL85] Solomon A.S.P., Shuen J.S., Zhang Q.F. e Faeth D.M. (1985), Structure of non-evaporating sprays, part I: Initial conditions and mean properties, AIAA Journal, 23, 10, 1548-1555.
 - [SOO89] Soo S.L. (1989), Particulates and vorticity in multiphase fluid dynamics, University of Illinois at Urbana-Champaign, USA.
 - [SOT01] Soteriou C. Andrews R., Torres N., Smith M. et Kunkulagunta R. (2001), Through the diesel nozzle hole-A journey of Discovery II, ILASS-Europe’01, Zürich.
 - [SOT99] Soteriou C., Andrews R. et Smith M. (1999), Further studies of cavitation and atomization in diesel injection, SAEpaper1999-01-1486.
 - [SOT93] Soteriou C., Smith M. et Andrews R.J. (1993), Cavitation hydraulic flip and the atomization in direct injection diesel sprays, I.Mech.E. paper no C465/051/93.
 - [SOT95] Soteriou C., Andrews R. et Smith M. (1995), Direct injection diesel sprays and the effect of cavitation and hydraulic flip on atomisation, SAEpaper950080.
-

- [SPA79] Spalding D.B. (1979), Combustion and mass transfer, Pergamon Press, ISBN 0-80-022105-8, First edition.
- [STE69] Sterling A.M. (1969), The Instability of capillary jets, Ph.D. thesis, University of Washington.
- [STO91] Stokes G.G. (1891), Mathematical and physics papers, 3, 55, Cambridge University Press.
- [STR98] Strakey P.A., Talley D.G., Bachalo W.D. et Breuer A. (1998), Anwendung der Phasen-Doppler-Methode auf optisch dichte Sprays, Spray'98, 4. Workshop über Techniken der Fluidzerstäubung und Untersuchungen von Sprühvorgängen, 13-14 Oktober 1998, Essen, ISBN: 3-922602-68-1, Herausgeber: P. Walzel und D. Schmidt, Universität GH Essen.
- [TAM97] Tamaki N., Nishida K., Hiroyasu H. et Shimizu M. (1997), Effects of the internal flow in a nozzle hole on the breakup process of a liquid jet, IC-LASS'97 Seoul.
- [TAN55] Tanasawa Y. et Toyoda S. (1955), On the atomisation of liquid jet issuing from a cylindrical nozzle, Technical Report 19-2, Tohoku University.
- [TAY58] Taylor G.I. (1958), Generation of ripples by wind blowing over a viscous fluid, Collected Works of G.I. Taylor, Vol. 3, G.K. (ed.) Cambridge Univ. Press.
- [TIN97] Tinaut F.V., Melgar A., Castro F., Sánchez M.L. et Giménez B. (1997), A method to determine liquid concentration in non-stationary axisymmetric sprays, Experiments in fluids.
- [TOL45] Tollmien W. (1945), Berechnung turbulenter ausbreitungsvorgänge, ZAMM 6, pp. 468-478.
- [TOM97] Tomohisa Dan, Takehiro Yamamoto, Jiro Senda, and Hajime Fujimoto., (1997), Effect of nozzle configurations for characteristics of non-reacting Diesel fuel spray, SAEpaper970355.
-

-
- [TOM89] Tomboulides A., Andrews M.J. et Bracco F.V. (1989), On the anisotropy of drop and particle velocity fluctuations in two-phase round gas jets, Mechanical and Aerospace Engineering Department, Princeton University, USA.
- [TRI94] Trichet P., Laverge G. et Biscos Y. (1994), Droplet dispersion in grid generated turbulence, Proceedings of the 10th International Conference on Liquid Atomization and Spray Systems, Paper I-22, 164-171, Rouen, France.
- [TRO99] Tropea C. (1999), The development of the phase Doppler technique, Applied Optical Measurements, pp. 279–292, Springer Verlag.
- [TSU92] Tsue M. (1992), Planar fluorescence technique for visualization of a Diesel Fuel Spray, SAEpaper922205.
- [URU93] Urchüegua J. (1993), Metodología de caracterización fluidodinámica de culatas basada en Anemometría Láser Doppler, Tesis Doctoral, Universidad Politécnica de Valencia.
- [VAN81] Van de Hulst H.C. (1981), Light scattering by small particles, John Wiley, New Edition, New York.
- [VAR85] Varde K.S. (1985), Spray cone angle and its correlation in a high pressure fuel spray, Can. Journal Chemical Engineering, No. 63.
- [VAR83] Varde K.S. et Popa D. M. (1983), Diesel fuel spray penetration at high injection pressures, Dept. of Mech. Engineering, Univ. of Michigan–Dearborn, SAEpaper830448.
- [WAK60] Wakuri Y., Fujii M., Amitani T. et Tsuneya R. (1960), Studies of the penetration of fuel spray in a diesel engine, Bull. of JSME, Vol. 3, No. 9.
- [WAT00] Walther J., Schaller J.K., Wirth R. et Tropea C. (2000), Characterization of cavitating flow fields in transparent diesel injector nozzles using fluorescent particle image velocimetry (FPIV), ILASS-Europe'00, Darmstadt.
- [WEB31] Weber C. (1931), Zum Zerfall eines Flüssigkeitsstrahls, Zeitschrift für Angewandte Mathematik und Mechanik, Band 11, Heft 2, S, 136-159.
-

- [WIN01] Winklhofer E., Kull E., Kelz E., Mozorov A. (2001), Comprehensive hydraulic and flow field documentation in model throttle experiments and cavitation conditions”, ILASS-Europe’01, Zürich.
- [WIT80] Witze P.O. (1980), The impulsively started incompressible turbulent jet, Sandia Laboratories Report SAND80-8617, Livermore, California.
- [WU84] Wu J.K., Santavicca D.A., Bracco F.V. et Coghe A. (1984), LDV measurements of drop velocity in diesel type sprays; AIAA Journal, 22, 9, 1263-1270.
- [WU83] Wu K.J., Su C.C. et Bracco F.V. (1983), Measurements of the spray angle of atomizing jets, Transactions of the ASME, Vol. 105.
- [WYG69] Wygnanski I. et Fiedler H. (1969), Some measurements in the self-preserving jets, J. of Fluid Mechanics, Vol. 38 (3), pp. 577-612.
- [XU90a] Xu M. et Hiroyasu H. (1990), Development of a new optical technique for measuring Diesel spray penetration, SAEpaper902077.
- [XU90b] Xu M. et Hiroyasu H. (1990), Optical measurement of tip penetration of a Diesel fuel spray, JSME Int. Journal, Vol. 33, N°2.
- [YEH64] YEH Y. et Cummins H.Z. (1964), Localized flow measurements with a He-Ne laser spectrometer, Proceedings of the Applied Physics Letters 4, 176.
- [YOK77] Yokota K. et Matsuoka S. (1977), Experimental analysis on fuel sprays of diesel engines, Trans. JSME (Part 2), Vol. 43, No. 373, pp. 3455-3464.
- [YUA92] Yuan Z. et Michaelides E. (1992), Turbulence modulation in particulate flows-A theoretical approach, International Journal of Multiphase flow, 18, 5, 779-785.
- [YUE76] Yuen M.C. et Chen L.W. (1976), On drag of evaporating liquid droplets, Combustion Sciences and Technology, 14, 147-154.
- [YUL94] Yule A.J. et Salters D.G. (1994), The structure and dimension of the time dependent break-up zone of diesel sprays, Proc. 6th Int. Conf. on Liquid Atomization and Spray Systems (ICLASS), Rouen, France, pp. 236-243.
-

-
- [YUL96] Yule A.J. (1996), On the regimes of jet break-up at high gas density, Proc. ILASS'96, pp. 149-153.
- [YUL78] Yule A.J. (1978), Large scale structure in the mixing layer of a round jet, Journal of Fluid Mechanics, 89, 3, 413-432.
-

Résumé

Le présent travail a pour objet, l'étude macro et microscopique des sprays diesel injectés à hautes pressions par le système d'injection Common-Rail à travers un injecteur mono trou de petit diamètre dans un environnement inerte isotherme, évitant l'évaporation du combustible à pression de gaz élevée.

L'étude effectuée est une contribution aux recherches menées sur les sprays diesel complètement atomisés dès la sortie de l'injecteur et présente une base de données solide pouvant servir entre autres à la validation des codes de calcul de simulation (*computational fluid dynamics*: CFD).

Deux techniques sont utilisées: D'une part, la technique d'ombroscopie qui permet l'étude macroscopique du spray diesel (pénétration, angle du cône et volume du spray). Et d'autre part, la technique de l'anémométrie phase Doppler (PDPA) (mesures de la vitesse et du diamètre des gouttes) est utilisée pour l'étude microscopique. La combinaison des deux techniques permet une quantification de la concentration du combustible.

La corrélation des paramètres macroscopiques s'ajuste parfaitement aux mesures de la pénétration après le temps de transition sans la prise en compte de l'angle du cône du spray. Cette corrélation semi-empirique ressemble à l'expression obtenue par l'analyse dimensionnelle se basant sur une forme du débit massique rectangulaire. La pénétration durant la phase de transition est modélisée en une loi linéaire en fonction du temps. La prise en compte de l'angle du cône du spray dans la corrélation améliore l'ajustement. L'angle du cône du spray est dépendant de la masse volumique du gaz. La valeur de l'angle du cône est de 36° dans le cas d'une masse volumique du gaz égale à 30 kg/m^3 .

Pour l'étude microscopique, le spray est divisé en trois parties; le bord d'attaque "BA", la partie centrale "PC" et le bord de fuite "BF". La durée d'injection dans ce cas est ramenée à 3ms au lieu de 1.5ms pour allonger la PC du spray. Les évolutions temporelles de la vitesse moyenne et de la rms de la vitesse longitudinale des gouttes montrent des pics. Les pics de la rms de la vitesse longitudinale dans le BA sont une indication de la forte dispersion, due aux phénomènes de rattrapage de gouttes freinées par les rapides ou d'atomisation secondaire. Le pic de vitesse s'explique par un apport d'énergie de l'air entraîné par les vortex frontaux aux gouttes les plus petites. La décroissance de la vitesse longitudinale sur l'axe dans la PC du spray ressemble à celle des jets gazeux. Cependant, la décroissance de la rms de la vitesse longitudinale est plus rapide que celle des jets gazeux libres. La coalescence est effective dans toutes les parties du spray pour les pressions d'injection faibles très près de l'injecteur. Par contre, pour les pressions de l'injection élevées, la coalescence dans le BA ne se manifeste que loin de l'injecteur. La vitesse longitudinale et la concentration des gouttes ont des profils radiaux homothétiques et le coefficient de Schmidt effective est <1 . Cependant, près de l'axe du spray, les vitesses sont parfois trop élevées. La distribution radiale de l'intensité de turbulence est homothétique, mais elle est similaire à celle d'un jet gazeux libre dans la zone $r/r_{0,5} < 1$ et élevée au-delà. L'intensité de turbulence dans le BA est plus élevée que dans la PC et le BF; et elle prend des valeurs de l'ordre de 40-60%. Les pdfs de vitesse sont asymétriques ($S_u > 0$ ou $S_u < 0$) et étroites ($F_u > 3$) ou élargies ($F_u < 3$) dans le BA, mais elles deviennent Gaussiennes dans le reste. Cependant, les pdfs du diamètre des gouttes sont aplatis ($F_d > 3$) et quasi-symétriques ($S_d \approx 0$) dans toutes les parties du spray. L'origine virtuelle du spray au début de l'injection est variable et se stabilise après dans l'intervalle 11-15mm. Dans cette zone, le spray est dense et les mesures par le système PDA sont impossibles. L'angle dynamique du cône du spray est d'environ 32° . L'origine virtuelle et l'angle du cône sont indépendants de la pression d'injection.

Mots clés: Angle du cône du spray, concentration du combustible, diamètre de gouttes, injecteur à un seul trou, pénétration du spray, vitesse de gouttes, anémomètre de phase Doppler et Ombroscopie

Summary

The present work concentrates on macro and microscopic studies of the diesel sprays injected with high pressures by the Common-Rail injection system through an injector mono-hole of small diameter in an isothermal inert environment, avoiding the evaporation of fuel at high gas pressures.

The results promote significantly the increase of knowledge on the diesel sprays completely atomized almost at the injector exit and present a solid data base for the validation of the computational codes (*computational fluid dynamics*: CFD).

Two techniques are used: The shadowgraphy technique allows the macroscopic study of the diesel spray (penetration, cone angle and volume of the spray). However, the microscopic study is achieved with the phase Doppler anemometry (PDPA) (measures of the diameter and the velocity of the drops). The combination of the two techniques allows a quantification of the fuel concentration.

The correlation of the macroscopic parameters adjusts perfectly well to penetration measurements after transition time without taking into account the cone angle of the spray. This semi-empirical correlation resembles the expression obtained by the dimensional analysis assuming a rectangular form for the mass flow rate. The penetration during the transition phase follows a linear law according to time. The taking into account of the cone angle of the spray in the correlation increases the adjustment. The cone angle of the spray is very depending on the density of surrounding gas. The value of the cone angle is of 36° for the surrounding gas density of 30 kg/m^3 .

For the microscopic study, the spray is divided into three parts; leading edge, central part and trailing edge. The injection duration in this case is brought to 3ms instead of 1.5ms to lengthen the central spray part. The temporal evolutions of the mean velocity and rms of the longitudinal velocity show peaks. The peaks of the rms of longitudinal velocity are an indication of the strong dispersion, due to the phenomena of overtaking of braked drops by the fast ones and or secondary atomisation. The peak velocity is explained by an energy supply of the air pulled by the frontal vortices to the smallest drops. The decrease of longitudinal velocity on the axis in the central spray part resembles to that of the gas jets. However, the decrease of the rms of the longitudinal velocity is faster than that of the free gas jets. Coalescence is effective in all the spray parts for the low injection pressures closer to the injector. However, for high injection pressures, the coalescence in the leading edge acts only far from it. The longitudinal velocity and the concentration of the drops have homothetic radial profiles and the effective Schmidt coefficient < 1 . However, close to the spray axis, the velocities are sometimes too high. The radial distribution of the intensity of turbulence is homothetic, but it is similar to that of the free gas jet in $r/r_{0,5} < 1$ and higher beyond. The intensity of turbulence in the leading edge is higher than in the central part and the trailing edge; and it has values of 40-60%. The pdfs of drop velocity are asymmetric ($S_u > 0$ or $S_u < 0$) and narrow ($F_u > 3$) or flattened ($F_u < 3$) in the leading edge, but they are Gaussians in the rest. However, the pdfs of drop diameters are narrow ($F_d > 3$) and quasi-symmetrical ($S_d \approx 0$) in all the spray parts. The virtual origin of the spray at the beginning of the injection is variable and stabilizes afterwards in the interval 11-15mm. In this spray region, the spray is dense and measurements by PDA system are impossible. The dynamic cone angle of the spray is approximately 32° . The virtual origin and the cone angle are independent on the injection pressure.

Key words: Drop diameter, drop velocity, fuel concentration, one-hole injector, spray angle, spray penetration, phase Doppler anemometer and shadowgraphy

Résumé

Le présent travail a pour objet, l'étude macro et microscopique des sprays diesel injectés à hautes pressions par le système d'injection Common-Rail à travers un injecteur mono trou de petit diamètre dans un environnement inerte isotherme, évitant l'évaporation du combustible à pression de gaz élevée.

L'étude effectuée est une contribution aux recherches menées sur les sprays diesel complètement atomisés dès la sortie de l'injecteur et présente une base de données solide pouvant servir entre autres à la validation des codes de calcul de simulation (*computational fluid dynamics*: CFD).

Deux techniques sont utilisées: D'une part, la technique d'ombroscopie qui permet l'étude macroscopique du spray diesel (pénétration, angle du cône et volume du spray). Et d'autre part, la technique de l'anémométrie phase Doppler (PDPA) (mesures de la vitesse et du diamètre des gouttes) est utilisée pour l'étude microscopique. La combinaison des deux techniques permet une quantification de la concentration du combustible.

La corrélation des paramètres macroscopiques s'ajuste parfaitement aux mesures de la pénétration après le temps de transition sans la prise en compte de l'angle du cône du spray. Cette corrélation semi-empirique ressemble à l'expression obtenue par l'analyse dimensionnelle se basant sur une forme du débit massique rectangulaire. La pénétration durant la phase de transition est modélisée en une loi linéaire en fonction du temps. La prise en compte de l'angle du cône du spray dans la corrélation améliore l'ajustement. L'angle du cône du spray est dépendant de la masse volumique du gaz. La valeur de l'angle du cône est de 36° dans le cas d'une masse volumique du gaz égale à 30 kg/m^3 .

Pour l'étude microscopique, le spray est divisé en trois parties; le bord d'attaque "BA", la partie centrale "PC" et le bord de fuite "BF". La durée d'injection dans ce cas est ramenée à 3ms au lieu de 1.5ms pour allonger la PC du spray. Les évolutions temporelles de la vitesse moyenne et de la rms de la vitesse longitudinale des gouttes montrent des pics. Les pics de la rms de la vitesse longitudinale dans le BA sont une indication de la forte dispersion, due aux phénomènes de rattrapage de gouttes freinées par les rapides ou d'atomisation secondaire. Le pic de vitesse s'explique par un apport d'énergie de l'air entraîné par les vortex frontaux aux gouttes les plus petites. La décroissance de la vitesse longitudinale sur l'axe dans la PC du spray ressemble à celle des jets gazeux. Cependant, la décroissance de la rms de la vitesse longitudinale est plus rapide que celle des jets gazeux libres. La coalescence est effective dans toutes les parties du spray pour les pressions d'injection faibles très près de l'injecteur. Par contre, pour les pressions de l'injection élevées, la coalescence dans le BA ne se manifeste que loin de l'injecteur. La vitesse longitudinale et la concentration des gouttes ont des profils radiaux homothétiques et le coefficient de Schmidt effective est <1 . Cependant, près de l'axe du spray, les vitesses sont parfois trop élevées. La distribution radiale de l'intensité de turbulence est homothétique, mais elle est similaire à celle d'un jet gazeux libre dans la zone $r/r_{0,5} < 1$ et élevée au-delà. L'intensité de turbulence dans le BA est plus élevée que dans la PC et le BF; et elle prend des valeurs de l'ordre de 40-60%. Les pdfs de vitesse sont asymétriques ($S_u > 0$ ou $S_u < 0$) et étroites ($F_u > 3$) ou élargies ($F_u < 3$) dans le BA, mais elles deviennent Gaussiennes dans le reste. Cependant, les pdfs du diamètre des gouttes sont aplatis ($F_d > 3$) et quasi-symétriques ($S_d \approx 0$) dans toutes les parties du spray. L'origine virtuelle du spray au début de l'injection est variable et se stabilise après dans l'intervalle 11-15mm. Dans cette zone, le spray est dense et les mesures par le système PDA sont impossibles. L'angle dynamique du cône du spray est d'environ 32° . L'origine virtuelle et l'angle du cône sont indépendants de la pression d'injection.

Mots clés: Angle du cône du spray, concentration du combustible, diamètre de gouttes, injecteur à un seul trou, pénétration du spray, vitesse de gouttes, anémomètre de phase Doppler et Ombroscopie

Summary

The present work concentrates on the macro and microscopic study of the diesel sprays injected with high pressures by the Common-Rail injection system through an injector mono-hole of small diameter in an isothermal inert environment, avoiding the evaporation of fuel at high gas pressures.

The results promote significantly the increase of knowledge on the diesel sprays completely atomized almost at the injector exit and present a solid data base for the validation of the computational codes (*computational fluid dynamics*: CFD).

Two techniques are used: The shadowgraphy technique allows the macroscopic study of the diesel spray (penetration, cone angle and volume of the spray). However, the microscopic study is achieved with the phase Doppler anemometry (PDPA) (measures of the diameter and the velocity of the drops). The combination of the two techniques allows a quantification of the fuel concentration.

The correlation of the macroscopic parameters adjusts perfectly well to penetration measurements after transition time without taking into account the cone angle of the spray. This semi-empirical correlation resembles the expression obtained by the dimensional analysis assuming a rectangular form for the mass flow rate. The penetration during the transition phase follows a linear law according to time. The taking into account of the cone angle of the spray in the correlation increases the adjustment. The cone angle of the spray is very depending on the density of surrounding gas. The value of the cone angle is of 36° for the surrounding gas density of 30kg/m^3 .

For the microscopic study, the spray is divided into three parts; leading edge, central part and trailing edge. The injection duration in this case is brought to 3ms instead of 1.5ms to lengthen the central spray part. The temporal evolutions of the mean velocity and rms of the longitudinal velocity show peaks. The peaks of the rms of longitudinal velocity are an indication of the strong dispersion, due to the phenomena of overtaking of braked drops by the fast ones and or secondary atomisation. The peak velocity is explained by an energy supply of the air pulled by the frontal vortices to the smallest drops. The decrease of longitudinal velocity on the axis in the central spray part resembles to that of the gas jets. However, the decrease of the rms of the longitudinal velocity is faster than that of the free gas jets. Coalescence is effective in all the spray parts for the low injection pressures closer to the injector. However, for high injection pressures, the coalescence in the leading edge acts only far from it. The longitudinal velocity and the concentration of the drops have homothetic radial profiles and the effective Schmidt coefficient < 1 . However, close to the spray axis, the velocities are sometimes too high. The radial distribution of the intensity of turbulence is homothetic, but it is similar to that of the free gas jet in $r/r_{0,5} < 1$ and higher beyond. The intensity of turbulence in the leading edge is higher than in the central part and the trailing edge; and it has values of 40-60%. The pdfs of drop velocity are asymmetric ($S_u > 0$ or $S_u < 0$) and narrow ($F_u > 3$) or flattened ($F_u < 3$) in the leading edge, but they are Gaussians in the rest. However, the pdfs of drop diameters are narrow ($F_d > 3$) and quasi-symmetrical ($S_d \approx 0$) in all the spray parts. The virtual origin of the spray at the beginning of the injection is variable and stabilizes afterwards in the interval 11-15mm. In this spray region, the spray is dense and measurements by PDA system are impossible. The dynamic cone angle of the spray is approximately 32° . The virtual origin and the cone angle are independent on the injection pressure.

Key words: Drop diameter, drop velocity, fuel concentration, one-hole injector, spray angle, spray penetration, phase Doppler anemometer and shadowgraphy