



HAL
open science

Caractérisation expérimentale des jets d'injection diesel à très hautes pressions (2500 bar)

Eric Delacourt

► **To cite this version:**

Eric Delacourt. Caractérisation expérimentale des jets d'injection diesel à très hautes pressions (2500 bar). Sciences de l'ingénieur [physics]. Université de Valenciennes et du Hainaut-Cambrésis, 2003. Français. NNT : 2003VALE0005 . tel-03420768

HAL Id: tel-03420768

<https://uphf.hal.science/tel-03420768v1>

Submitted on 9 Nov 2021

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

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

2003 VALE 0005

UNIVERSITÉ DE VALENCIENNES ET DU HAINAUT-CAMBRAISIS
Laboratoire de Mécanique et Energétique

N° attribué par la Bibliothèque

2003VALE0005

THÈSE

PRÉSENTÉE
POUR L'OBTENTION DU
GRADE DE DOCTEUR
Spécialité : **Énergétique**

PAR

Eric DELACOURT

Sujet de la thèse :

**Caractérisation expérimentale des jets d'injection Diesel
à très hautes pressions (2500 bar)**

Soutenue publiquement le 22 janvier 2003 devant le jury composé de :

M. Daniel-Gaston THOMAS	Président
M. Abdelkrim BOUKHALFA	Rapporteur
M. Georges CHARNAY	Rapporteur
M. Bernard BESSON	Examineur
M. Bernard DESMET	Directeur de Thèse



THÈSE

PRÉSENTÉE
POUR L'OBTENTION DU
GRADE DE DOCTEUR
Spécialité : **Énergétique**

PAR

Eric DELACOURT

Sujet de la thèse :

**Caractérisation expérimentale des jets d'injection Diesel
à très hautes pressions (2500 bar)**

Soutenue publiquement le 22 janvier 2003 devant le jury composé de :

M. Daniel-Gaston THOMAS	Président
M. Abdelkrim BOUKHALFA	Rapporteur
M. Georges CHARNAY	Rapporteur
M. Bernard BESSON	Examineur
M. Bernard DESMET	Directeur de Thèse

RÉSUMÉ

Les normes européennes de plus en plus drastiques, visant à réduire la pollution des automobiles, contraignent les différents constructeurs à améliorer le fonctionnement des moteurs thermiques. Deux points importants semblent concerner le moteur Diesel : la réduction des particules ainsi que la réduction des oxydes d'azote (NO_x).

La formation des NO_x et des particules est en fait liée à la qualité de la pulvérisation. En effet, dans les moteurs Diesel actuels, la combustion s'initie peu de temps après le début de l'injection. Il est donc difficile d'obtenir une bonne homogénéité du mélange air-carburant. Ceci se traduit par des zones très riches en carburant, propices à la formation des particules et par des zones où l'air est en excès, favorables à la production de NO_x.

L'étude bibliographique a montré que la qualité de pulvérisation du gasole était, dans le cadre des moteurs Diesel à injection directe, étroitement liée à la pression d'injection. Ce constat a été, et est toujours, exploité par les différents constructeurs et équipementiers, et mène ces derniers à augmenter régulièrement la pression d'injection.

Le travail mené dans le cadre de cette thèse a permis d'obtenir, de manière expérimentale, les caractéristiques géométriques des jets libres pour des pressions supérieures à celles utilisées de nos jours (jusqu'à 2500 bar). Ces caractéristiques ont été obtenues grâce à la mise en place d'un moyen d'essai spécifique et au développement d'un logiciel d'analyse d'images de jets. Ce logiciel a été conçu dans l'objectif de pouvoir réutiliser ultérieurement les différents résultats obtenus, c'est pour cela que l'ensemble des caractéristiques et leurs conditions d'essais associées ont été stockées au fur et à mesure dans une base de données.

Cette étude a permis d'étendre, à des pressions supérieures, le champ d'application de lois déjà proposées par certains auteurs et d'obtenir de nouvelles lois d'évolutions temporelles telles que l'expression du volume du jet, la masse d'air entraînée par le jet ou bien encore la richesse moyenne dans le jet. Ces lois pourront renseigner de futures modélisations phénoménologiques multizones de la combustion. Elles prendront encore plus d'intérêt dans le cadre de la modélisation de la combustion des futurs moteurs Diesel dits à combustion homogène (HCCI) où l'injection précoce et rapide permettra aux caractéristiques de jets de ne pas être affectées par la combustion durant l'injection.

Une étude énergétique de la génération de pression a cependant montré qu'il fallait être très prudent quant à l'intérêt de l'augmentation de la pression d'injection. L'énergie nécessaire à la mise sous pression et au transvasement du gasole peut prendre, pour les charges partielles et pour des pressions d'injections élevées, des proportions non négligeables par rapport à l'énergie effective délivrée par le moteur.

Remerciements

Je remercie sincèrement Monsieur le professeur Bernard DESMET d'avoir assuré la direction de cette thèse.

J'exprime toute ma reconnaissance à M. Bernard BESSON, directeur scientifique au Moteur Moderne, pour m'avoir accueilli au sein de son équipe et pour m'avoir apporté, avec toujours beaucoup de gentillesse, un soutien scientifique permanent.

Je tiens aussi à remercier vivement Monsieur Abdelkrim BOUKHALFA, professeur au laboratoire d'aérothermique moteurs et environnement (CORLA), ainsi que Monsieur Georges CHARNAY, directeur de recherches CNRS à l'institut de mécanique des fluides de Toulouse (IMFT), pour le temps qu'ils ont consacré à l'examen de mon travail de thèse en tant que rapporteurs.

Je remercie sincèrement Monsieur le professeur Daniel Gaston THOMAS d'avoir assuré la présidence de mon jury de thèse.

Je n'oublierais pas messieurs RAVALARD et DELEBARRE, directeurs successifs de l'école d'ingénieurs « ENSIMEV » (nouvellement ENSLAME), pour m'avoir apporté leur soutien en me libérant d'une partie de mes activités d'ingénieur d'études au sein de cette école. Ils m'ont ainsi permis de trouver le temps nécessaire au bon déroulement de cette thèse.

Je remercie aussi vivement l'ensemble des personnes du Moteur Moderne avec lesquelles j'ai travaillé, pour leurs compétences, leur disponibilité et leur sympathie. Merci en particulier à Laurent, José, Alain, Jean Charles et David.

Enfin, je remercie de tout cœur mon père pour son aide précieuse sur la gestion des bases de données ainsi que mon épouse Céline et mes deux enfants Lucie et Fanny pour leur patience et leurs encouragements.

Table des matières

Introduction	11
I.1 L'injection indirecte	11
I.2 L'injection directe	13
Chapitre 1 : Contribution de la génération de pression à la pression moyenne de frottement (PMF)	16
1.1 Consommation énergétique théorique de la génération de pression	16
1.1.1 L'équation d'état du gasole	16
1.1.2 Calcul de la consommation énergétique d'une pompe haute pression	18
1.1.2.1 La compression isentropique	18
1.1.2.2 Le transvasement isobare (Refoulement)	23
1.1.2.3 La transformation isochore	23
1.1.2.4 Le transvasement isobare (Aspiration)	23
1.1.3 Le rendement volumétrique	24
1.2 Application au moteur	25
1.2.1 Rappel sur les pressions moyennes	26
1.2.2 Contribution minimale de la pompe d'injection à la PMF	27
1.2.3 Contribution réelle de la pompe d'injection du moteur à la PMF	30
1.3 Conclusion	32
Chapitre 2 : L'atomisation du gasole	33
2.1 La modélisation de l'atomisation du gasole	34
2.1.1 Les régimes de désintégration des jets liquides	34
2.1.1.1 Les régimes Rayleigh break-up , First induced break-up et Second induced break-up	35

2.1.1.2 Le régime « Atomisation »	41
2.1.1.2.1 L'influence de la cavitation	41
2.1.1.2.2 L'influence de la turbulence liquide	46
2.1.2 Les régimes de désintégration des gouttelettes « break-up secondaire »	47
2.1.3 Les modèles de coalescence et de collision	50
2.1.4 Conclusions	52
2.2 Les caractéristiques macroscopiques de l'atomisation Diesel	53
2.2.1 La pénétration du jet « S »	53
2.2.2 L'angle du jet « θ »	57
2.2.3 Le diamètre moyen des gouttelettes « SMD »	61
2.2.4 Le volume et la surface projetée du jet	63
2.2.5 Le coefficient de débit « C_d »	64
2.2.6 La distribution angulaire du liquide dans le jet « Patterning »	68
2.3 L'absence de résultats pour des pressions d'injections supérieures à 1400 bar	69
Chapitre 3 : La méthode expérimentale	70
3.1 L'état de l'art sur les méthodes de caractérisation de jets	70
3.1.1 La méthode de visualisation par Ombroscopie	70
3.1.2 La méthode d'extinction	72
3.1.3 Les méthodes LIF et Exciplex LIF	73
3.2 Le banc d'essai de visualisation de jet développé au Moteur Moderne	74
3.2.1 Le banc d'essai initial	74
3.2.2 Le banc d'essai très haute pression (nouvelle génération)	76
3.2.2.1 L'adaptation du banc aux très hautes pressions	76
3.2.2.1.1 Le choix de la pompe	76
3.2.2.1.2 Le choix de l'injecteur	78
3.2.2.1.3 Le circuit haute pression	80

3.2.2.1.4 Le circuit pneumatique	84
3.2.2.1.5 Le circuit de CO ₂	85
3.2.2.1.6 Le circuit haute pression « véhicule »	87
3.2.2.1.7 Le circuit électrique	88
3.2.2.1.8 La caméra et les projecteurs	89
3.2.2.2 La méthodologie d'essai	92
3.2.2.2.1 Les étapes préliminaires aux essais	92
3.2.2.2.2 La procédure d'essai	96
Chapitre 4 : Résultats et synthèse	100
4.1 L'évolution de la pénétration et de la vitesse du jet	101
4.1.1 L'évolution de la pénétration du jet	101
4.1.2 L'évolution de la vitesse du jet	122
4.2 L'évolution de l'angle des jets	128
4.3 L'évolution de la surface projetée du jet	133
4.4 L'évolution du volume du jet	146
4.5 L'évolution de la masse d'air entraînée, de la richesse moyenne et du coefficient d'expansion	148
4.6 L'évolution de l'angle de mouillage	149
4.7 Conclusion	152
Conclusions et perspectives	153
Références bibliographiques	156

Annexe 1 : L'extraction des caractéristiques de jets	162
A1.1 Le moyen d'analyse	163
A1.1.1 Les méthodes et moyens déjà rencontrés	163
A1.1.2 La méthode retenue	163
A1.1.3 Le langage de programmation	165
A1.2 Les méthodes de calcul	165
A1.2.1 Mise en mémoire de l'image	165
A1.2.2 La détection du centre de l'injecteur et du centre de la pastille	166
A1.2.2.1 Détection du centre de l'injecteur	166
A1.2.2.2 Détection du centre de la pastille	167
A1.2.3 La détection des axes des jets	168
A1.2.4 Le calcul des pénétrations	168
A1.2.4.1 Le calcul de « S »	168
A1.2.4.2 Le calcul de « S _L »	170
A1.2.5 Le calcul de l'angle d'ouverture et de mouillage de chaque jet	170
A1.2.5.1 Le calcul de l'angle d'ouverture des jets « θ »	170
A1.2.5.2 Le filtrage du bruit environnant	171
A1.2.5.3 Le calcul de l'angle de mouillage « φ »	173
A1.2.6 Le calcul de la surface totale « A' » et des surfaces partielles « A' _i » de chaque jet	173
A1.2.6.1 Détection des points à l'intérieur des contours de jets	173
A1.2.6.2 Calcul de la surface totale « A' »	174
A1.2.6.3 Calcul des surfaces partielles « A' _i »	174
A1.2.7 Un exemple d'extraction des différents paramètres	175
A1.2.8 Le calcul des gradients locaux	176
A1.3 Utilisation du logiciel « Analyse de jets »	178
A1.3.1 La fenêtre de démarrage	178
A1.3.2 La gestion des planches	179

A1.3.3 L'exploitation des résultats	184
A1.3.4 Conclusions	187

Annexe 2 : Planches photographiques	188
--	------------

Nomenclature

Chapitre 1

Lettres latines

A	Coefficient adimensionnel	
a_{0_4}	Constantes adimensionnelles	
B	Coefficient de correction de pression	MPa
C_p	Capacité calorifique massique du gasole	J/(K.kg)
Cyl	Cylindrée de la pompe	m ³
Cyl _{moteur}	Cylindrée du moteur	m ³
h	Coefficient calorifique massique	m ³ /kg
N	Régime du moteur	tr/min
P	Pression du gasole	MPa
P_{inj}	Pression d'injection en amont du trou de l'injecteur	MPa
PMI	Pression moyenne indiquée	Pa
PME	Pression moyenne effective	Pa
PMF	Pression moyenne de frottement	Pa
s	Entropie massique	J/(K.kg)
T	Température du gasole	K
v	Volume massique	m ³ /kg
V_i	Volume de carburant injecté par cycle	m ³
W_{i_j}	Energie massique fournie lors de la transformation [ij]	J/kg

Lettres grecques

α	Coefficient d'atténuation	-	K ⁻¹
ε	Rapport volumétrique		
η, η_v	Rendement volumétrique		
ρ	Masse volumique		kg/m ³

indices

0	Conditions initiales	
$i (1_4)$	Indice fonction de la position dans le cycle thermodynamique	

Chapitre 2

Lettres latines

a	Rayon du trou	m
C_d	Coefficient de décharge	
d, d ₀	Diamètre du trou	m

k	Nombre d'ondes	$=2\pi/\lambda$	m ⁻¹
Oh, On	Nombre d'Ohnesorge	$=\mu_L / \sqrt{\rho_L \cdot \sigma \cdot d}$.
Re _L	Nombre de Reynolds de la phase liquide	$=(\rho_L \cdot U_L \cdot d) / \mu_L$	
U _L	Vitesse moyenne du gasole liquide en sortie de trou		m/s
We _L	Nombre de Weber	$=\rho_L \cdot U_L^2 \cdot d / \sigma_L$	

Lettres grecques

σ_L	Tension de surface du gasole	N/m
------------	------------------------------	-----

Indices

d :	Phase liquide d'une gouttelette.
g :	Phase gazeuse du milieu d'injection (CO ₂).
inj :	Conditions thermodynamiques en amont du trou.
l :	Phase liquide (gasole sous forme liquide en sortie de trou).

Chapitre 4

Lettres latines

A :	Surface du jet	mm ²
a,b,c,d :	Constantes adimensionnelles	
k,k',n :	Constantes adimensionnelles	-
S :	Pénétration du jet	mm
V :	Volume du jet	mm ³

Lettres grecques

α :	Angle de nappe	(°)
θ :	Angle du jet	(°)

Indices

bol :	Relatif au bol (volume où se déroule l'injection)
g :	Phase gazeuse (milieu ambiant : CO ₂)
impact :	Relatif à l'impact des jets sur les parois du bol
Inj :	Conditions thermodynamiques en amont du trou
l :	Phase liquide (gasole)
p :	Grandeur projetée sur le plan perpendiculaire à l'axe de l'injecteur

Introduction

Le moteur Diesel n'a d'existence que par l'invention de la pompe d'injection. C'est Robert Bosch qui, en 1920, a mis au point la première pompe d'injection de carburant pour moteur Diesel. Depuis, la technologie de ces génératrices et distributrices de pressions n'a pas cessé d'évoluer pour arriver de nos jours à des organes très perfectionnés et à des pressions d'injection avoisinant les 1500 bar.

On recense principalement deux techniques d'injection : l'injection indirecte (IDI) et l'injection directe (DI). L'injection indirecte a, depuis quelques années, quasiment disparu au profit de l'injection directe qui a permis de réduire sensiblement les rejets polluants et les consommations de carburant.

I.1 L'injection indirecte

Cette technique d'injection consiste à injecter le carburant dans une préchambre de combustion (figure 1.1a) à l'aide d'un injecteur à pilotage hydraulique (figure 1.1b). Le carburant est mis sous pression et distribué vers les différents injecteurs à l'aide d'une pompe mécanique distributrice. L'injecteur laisse ensuite passer le carburant lorsque l'effort lié à la pression d'injection sur l'aiguille est supérieur à celui généré par le ressort de tarage. Le contrôle de l'avance et du temps d'injection est donc effectué par la pompe distributrice.

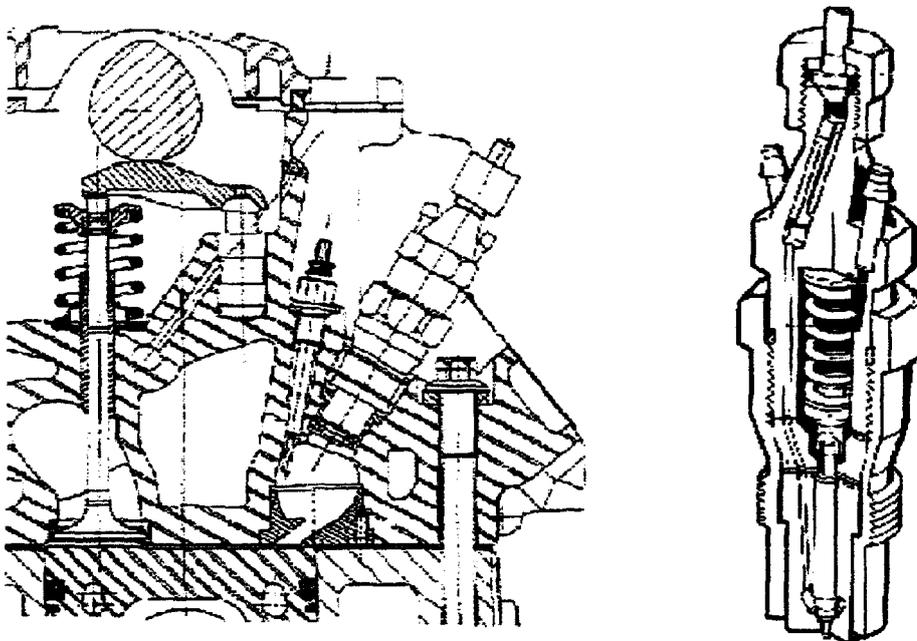


Figure 1.1 : a) à gauche le dessin d'une culasse d'un moteur Diesel IDI
b) à droite le dessin d'un injecteur à téton employé en injection indirecte

L'air admis dans le cylindre du moteur est comprimé et chassé dans la préchambre à travers le canal de transfert (figure 1.2b). La géométrie de cette préchambre génère alors un tourbillon à forte vitesse ($\omega \approx 5000$ tr/min) qui désintègre le jet de carburant et assure ainsi une très bonne pulvérisation. La pression d'injection est comprise entre 300 et 600 bar.

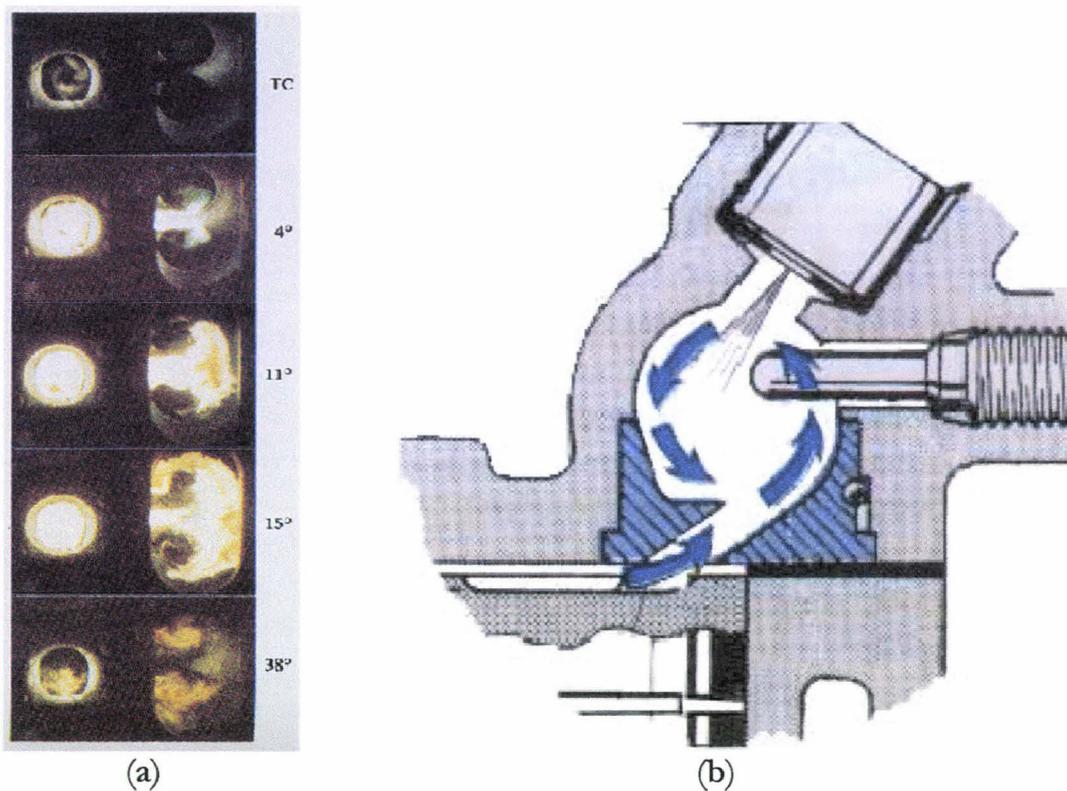


Figure 1.2 : a) Processus de combustion dans un moteur IDI [1]
(dans la préchambre à gauche, dans la chambre principale à droite)
b) Transvasement gazeux entre la chambre principale et la préchambre

L'auto-inflammation du gasole s'effectue donc dans la préchambre en mélange très riche. La pression augmente alors rapidement et éjecte le mélange enflammé de gaz frais et de gaz brûlés dans la chambre principale où la présence d'air en excès permet d'achever la combustion (figure 1.2a).

La bougie de préchauffage représentée sur la figure 1.2b permet d'aider le processus d'auto-inflammation à froid.

Cette technique d'injection a l'avantage d'être maintenant très fiable mais induit de fortes pertes thermiques liées à un grand rapport surface/volume de la chambre de combustion ainsi que des pertes par transvasement dans le canal de transfert. Ces pertes pénalisent de manière significative le rendement global du moteur.

I.2 L'injection directe

Les limites de l'injection indirecte ont, avec les nouvelles normes anti-pollution, contraint les constructeurs automobiles à développer une autre technique d'injection. C'est ainsi que depuis quelques années, la technique d'injection directe a vu le jour sur nos automobiles. Cette technique était déjà employée depuis longtemps sur les tracteurs agricoles et les camions mais difficilement transposable à l'automobile. En effet, une des grandes contraintes de l'injection directe était le bruit généré par une combustion en masse du carburant injecté. Les premières générations d'automobiles utilisant cette technique n'ont d'ailleurs pas échappé à cette nuisance. C'est l'arrivée de l'électronique et du contrôle moteur par cartographie comme sur les moteurs essence qui a permis d'atténuer considérablement le bruit par une meilleure gestion des paramètres d'injection et en particulier par la mise en œuvre d'une pré-injection.

L'injection directe consiste donc à introduire le carburant directement dans la chambre de combustion (figure 1.3). La pulvérisation est, à pression d'injection égale, de moins bonne qualité que celle obtenue dans la préchambre à forte turbulence d'un moteur IDI. En effet, le brassage de l'air est nul ou presque puisque, même en présence d'un swirl (figure 1.4b), la turbulence induite est nettement plus faible que sur un moteur IDI. Ce manque de brassage est partiellement compensé en augmentant la pression d'injection. L'accroissement de pression augmente la vitesse du gasole en sortie de trou d'injecteur et atomise plus finement le jet de carburant (voir chapitre 2).



Figure 1.3 : Injection directe du carburant dans la chambre de combustion

On remarquera sur la figure 1.3 que la chambre de combustion est presque entièrement intégrée dans le piston. Le nez de l'injecteur possède de multiples trous latéraux afin de distribuer au mieux le gasole dans la chambre (figure 1.4a). Ces trous sont plus petits puisque plus nombreux, ce qui permet d'obtenir des gouttelettes plus fines.

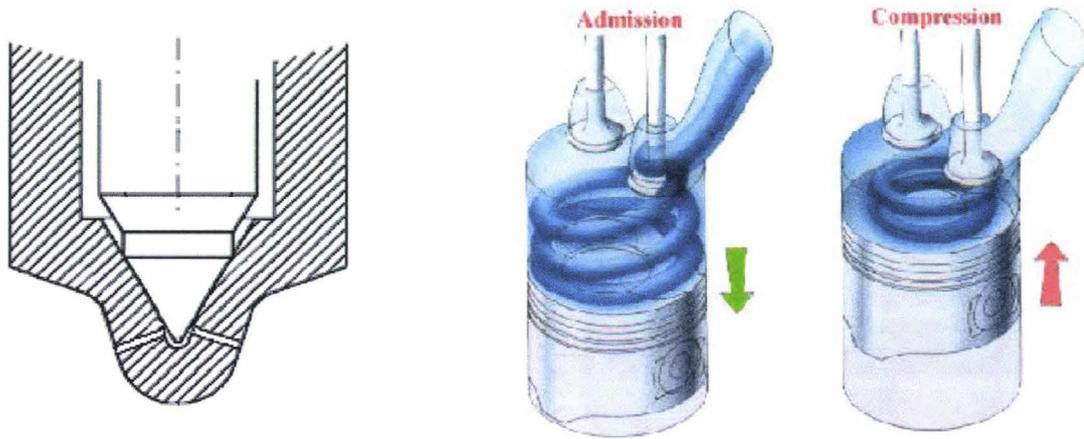


Figure 1.4 : a) à gauche, le nez d'un injecteur multi-trous d'un moteur DI
 b) à droite, la conservation du swirl lors de la phase de compression

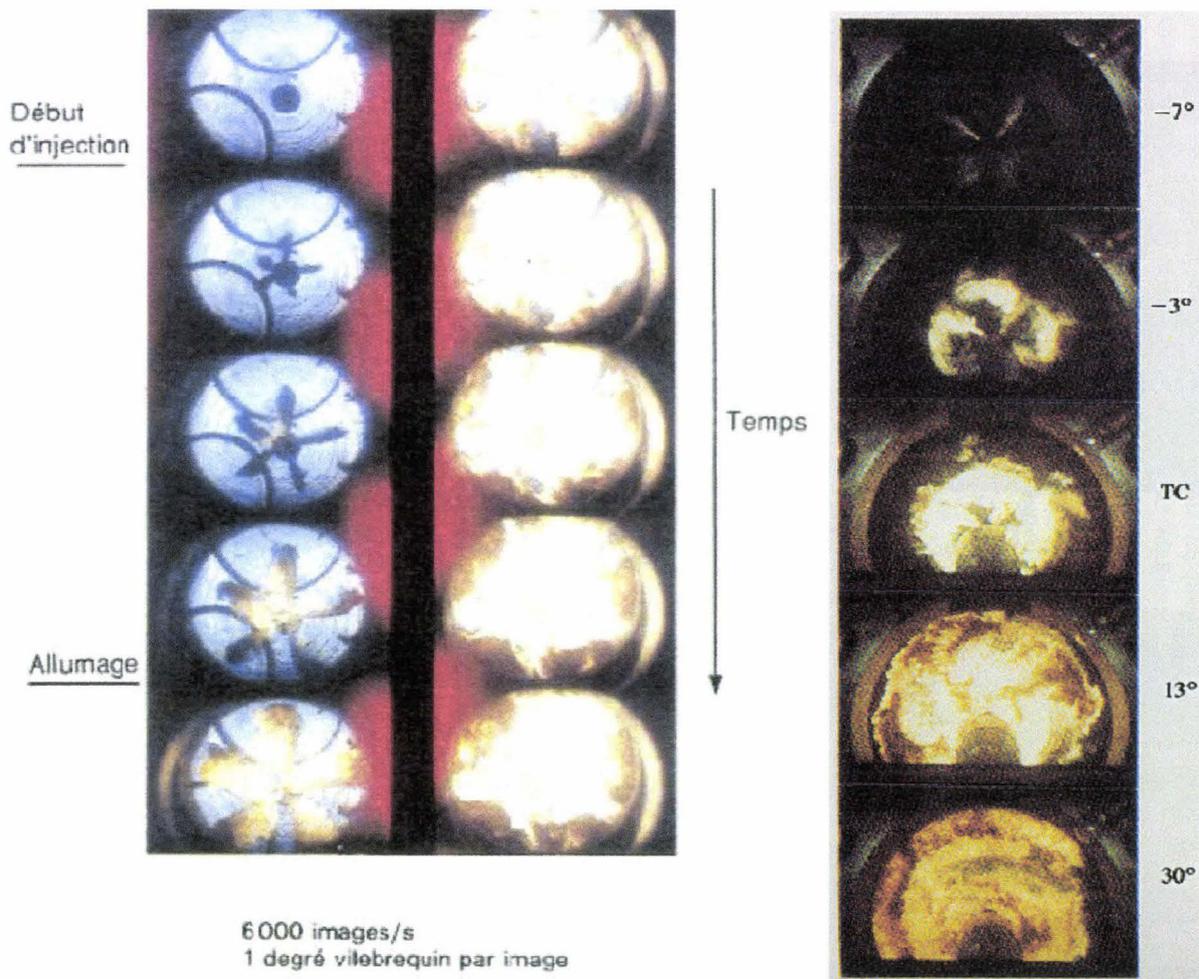


Figure 1.5 : Evolution de la combustion dans un moteur DI
 (a) à gauche : moteur de poids lourd [2], (b) à droite : moteur de voiture [1]

Afin d'améliorer la surface d'échange entre l'ensemble des gouttelettes et l'air, les jets sont déviés par un swirl. Ce swirl est initié par le passage de l'air dans une conduite hélicoïdale sur le circuit d'admission (figure 1.4b) et il est conservé lors de la phase de compression. Il disperse ainsi les gouttelettes dans la chambre de combustion et permet d'éviter aux jets de venir impacter la paroi afin de limiter les fumées lors de la phase de combustion. Notons que le swirl est généré par une géométrie fixe et que pour les hauts régimes de rotation du moteur, il devient très important et affecte considérablement le taux de remplissage.

La figure 1.5b représente la phase de combustion dans un moteur DI automobile [1] en présence d'un fort taux de swirl. Les jets sont alors déviés très tôt, et l'échange thermique entre l'air chaud et le gasole est donc favorisé si bien que le processus d'auto-inflammation s'amorce plus tôt. Ce processus s'effectue donc sur une plus petite quantité de carburant permettant ainsi au reste du gasole de brûler à fur et à mesure de son introduction. Ce processus peut être aussi favorisé par l'introduction d'une petite quantité de carburant (pré-injection) avant l'injection principale au délai d'auto-inflammation près. Cette petite quantité de carburant s'auto-enflamme donc quasiment au moment de l'injection principale et permet ainsi d'éviter l'auto-inflammation en masse et de réduire considérablement le bruit de combustion. On n'observe pas ce phénomène sur la figure 1.5a correspondant à la phase de combustion d'un moteur de poids lourd [2]. Le swirl est beaucoup plus faible et l'auto-inflammation s'effectue ici sur une plus grande quantité de carburant.

La technique d'injection directe possède cependant un inconvénient majeur puisqu'il est nécessaire de générer de très hautes pressions (supérieures à 1000 bar) afin de pouvoir assurer une bonne pulvérisation du gasole, ce qui est coûteux d'un point de vue énergétique. Cette génération de pression est assurée par une pompe volumétrique que ce soit pour les technologies actuelles par une pompe distributrice, par une pompe common rail ou bien par un injecteur pompe. La technologie répondant au mieux aux exigences actuelles de pollution et la plus répandue est la technologie common rail. Elle est aussi la plus souple d'emploi puisque la quantité de carburant introduite est uniquement fonction de deux variables : la pression et le temps d'injection. Cependant, elle est très consommatrice d'énergie car le principe de régulation de pression réside dans le contrôle d'une fuite sur le circuit haute pression vers le réservoir.

Il existe donc un compromis entre l'effet bénéfique de l'augmentation de pression sur les caractéristiques de jets qui a peut être ses limites et le coût énergétique de la génération de pression imputable directement sur le rendement global du moteur. C'est ce compromis que nous allons étudier dans cette thèse en explicitant ces deux parties l'une après l'autre.

Chapitre 1 : Contribution de la génération de pression à la pression moyenne de frottement (PMF)

Lors de la pulvérisation et pour un carburant donné, la taille des gouttelettes est essentiellement liée au diamètre des trous du nez d'injecteur, à la densité de l'air et à la pression d'injection [3].

Actuellement, pour des raisons purement technologiques, il est très difficile de réaliser en série des trous dont le diamètre est inférieur au dixième de millimètre avec peu de dispersions. Cette contrainte limite fortement la pression d'injection car le débit instantané de carburant et la vitesse du jet ne doivent pas dépasser certaines limites sous peine d'altérer la combustion (problème d'interférence entre les jets et les parois de la chambre de combustion entre autres ...).

Les pressions d'injection actuellement utilisées sont de l'ordre de 1300 à 1600 bar. Mais en dépit des contraintes technologiques actuelles évoquées précédemment, quelle pression devra-t-on atteindre pour obtenir un éventuel optimum de pulvérisation sans dégrader pour autant le gain de performance par la consommation du moyen de génération de pression ?

Il est pour cela nécessaire de chiffrer la consommation énergétique de la génération de pression en s'affranchissant dans un premier temps de l'aspect technologique. On peut ainsi établir le coût énergétique minimum nécessaire à la compression du gasole. On intégrera ce coût dans la PMF du moteur avec l'ensemble des autres pertes énergétiques liées à son fonctionnement.

1.1 Consommation énergétique théorique de la génération de pression

Avant tout calcul, il est nécessaire de connaître l'équation d'état du gasole. Malheureusement, il est difficile d'en trouver une expression dans la littérature, c'est pourquoi nous allons en proposer une à partir de différents résultats expérimentaux

1.1.1 L'équation d'état du gasole.

Le tableau représenté sur la figure 1.1 a été proposé par Froment [4], il permet d'avoir l'évolution de la masse volumique pour des pressions allant de 200 à 1800 bar et pour une température de 60°C. On peut rapprocher ces données expérimentales à l'équation d'état des fluides (1.1) proposée par Tait [5].

$$\frac{\rho - \rho_0}{\rho} = A(T) \cdot \ln \left(\frac{P + B(T)}{P_0 + B(T_0)} \right) \quad (1.1)$$

avec P_0 : Pression de référence (=0,1 MPa)
 ρ_0 : Masse volumique de référence (=807 kg/m³)
 T_0 : Température de référence (=298 K)

Pression (bars)	Masse Volumique (kg/m ³)	Module Elastique (MPa)	Vitesse du son (m/s)
200	820	1419	1315
600	841	1835	1477
1000	858	2254	1621
1400	872	2661	1747
1800	884	3045	1856

Figure 1.1 : Caractéristiques du gasole à 60°C [4]

Les coefficients A et B sont obtenus par approximation numérique grâce au tableau précédent. On obtient pour la température de 60°C (Figure 1.1) :

$$A=0,079 ; B(60^\circ\text{C})=89$$

D'après les résultats exposés par Le Neindre [5], l'évolution de B(T) semble être indépendante de la nature du fluide. Cette évolution peut être décrite par la relation suivante :

$$B(T)=K.e^{-\alpha.T}$$

avec $\alpha=6,51.10^{-3}$

En rapprochant cette équation au point $B(60^\circ\text{C})=89$, on obtient $K=780,5$. Ce qui nous permet d'écrire l'équation d'état finale du gasole :

$$\frac{\rho-\rho_0}{\rho} = 0,079 . \ln \left(\frac{P+780,5.e^{-\alpha.T}}{P_0+780,5.e^{-\alpha.T_0}} \right) \quad (1.2)$$

Unités : ρ (kg/m³), P (MPa) et T (K)

Soit dans les conditions de référence définies précédemment :

$$\frac{\rho-807}{\rho} = 0,079 . \ln \left(P+780,5.e^{-\alpha.T} \right) - 0,373 \quad (1.3)$$

Le domaine de validité de cette équation est le suivant :

$$0^{\circ}\text{C} < T < 100^{\circ}\text{C} ; 1 \text{ bar} < P < 1800 \text{ bar}$$

Cependant la validité de l'équation de *Tait* pour l'ensemble des fluides caractérisés[5] s'étend jusque des pressions de 10000 bar. On peut donc raisonnablement étendre l'équation d'état du gasole à des pressions de 2000 à 3000 bar.

1.1.2 Calcul de la consommation énergétique d'une pompe haute pression.

Pour atteindre des pressions de l'ordre de 2000 à 3000 bar, il est nécessaire d'utiliser une pompe volumétrique. Nous ne prendrons pas en compte, dans un premier temps, la présence du volume mort de la pompe dans les calculs. En effet, nous pouvons considérer que l'énergie utilisée pour comprimer ce volume mort sera restitué lors de la phase de détente. Voici donc ci dessous le cycle thermodynamique décrit, par une telle pompe, dans le diagramme de Clapeyron. Nous considérerons une pompe de cylindrée assurant le transvasement de l'unité de masse de carburant à chaque cycle à partir de l'état '1' supposé correspondre à l'état de référence '0'.

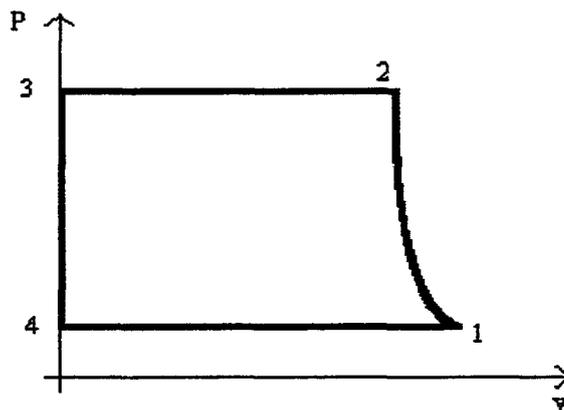


Figure 1.2 : Cycle thermodynamique de la pompe volumétrique sans prendre en compte le volume mort

Ce cycle comporte 4 transformations successives :

- 1->2 Compression isentropique
- 2->3 Transvasement isobare
- 3->4 Transformation isochore (pas de gasole à détendre)
- 4->1 Transvasement isobare

1.1.2.1 La compression isentropique

Exprimons l'énergie par unité de masse mise en jeu lors de cette transformation :

$$W_{1 \rightarrow 2} = - \int_1^2 P \cdot dv \quad [\text{J/kg}] \quad (1.4)$$

$$\text{Or } dv = \left. \frac{\partial v}{\partial P} \right|_T dP + \left. \frac{\partial v}{\partial T} \right|_P dT \quad (1.5)$$

Lors de cette transformation, la variation de masse est nulle, on peut donc écrire que :

$$\frac{\rho - \rho_1}{\rho} = \frac{v_1 - v}{v_1} \quad (1.6)$$

On obtient alors l'expression de $v(P,T)$

$$v(P,T) = v_1 \cdot \left(1 - A \ln \left(\frac{P+B(T)}{P_1+B(T_1)} \right) \right) \quad (1.7)$$

Exprimons maintenant les dérivées partielles de la grandeur « v » :

$$\left. \frac{\partial v}{\partial T} \right|_P = A \cdot v_1 \cdot \alpha \cdot \frac{B(T)}{P+B(T)} \quad (1.8)$$

$$\left. \frac{\partial v}{\partial P} \right|_T = -A \cdot v_1 \cdot \frac{1}{P+B(T)} \quad (1.9)$$

Voici donc la nouvelle expression de dv :

$$dv = A \cdot v_1 \cdot \left[\left(\frac{\alpha \cdot B(T)}{P+B(T)} \right) dT - \left(\frac{1}{P+B(T)} \right) dP \right] \quad (1.10)$$

Exprimons dv en fonction uniquement de dP , de manière à pouvoir intégrer la relation (1.4). Pour cela, exprimons la fonction entropie par unité de masse en sachant que par hypothèse, $ds=0$:

$$ds = \frac{C_p(P,T)}{T} dT + \frac{h(P,T)}{T} dP = 0 \quad (1.11)$$

$$\text{Soit } dT = -\frac{h(P,T)}{C_p(P,T)} dP \quad (1.12)$$

Or

$$h(P,T) = -T \cdot \left. \frac{\partial v}{\partial T} \right|_P = -A \cdot \alpha \cdot T \cdot v_1 \cdot \frac{B(T)}{P+B(T)} \quad (1.13)$$

Ce qui nous donne donc pour dv :

$$dv = \left[\left(\frac{h^2(P,T)}{T.C_p(P,T)} \right) - \left(\frac{A.v_1}{P+B(T)} \right) \right] dP \quad (1.14)$$

Il reste à exprimer $C_p(P,T)$, pour cela écrivons que ds est une différentielle totale (voir (1.11)) :

$$\left. \frac{\partial}{\partial P} \frac{C_p(P,T)}{T} \right)_T = \left. \frac{\partial}{\partial T} \frac{h(P,T)}{T} \right)_P \quad (1.15)$$

$$\text{Soit } \left. \frac{\partial C_p(P,T)}{\partial P} \right)_T = T \cdot \left. \frac{\partial}{\partial T} \frac{h(P,T)}{T} \right)_P \quad (1.16)$$

Ce qui donne après développement :

$$\left. \frac{\partial C_p(P,T)}{\partial P} \right)_T = A \cdot \alpha^2 \cdot T \cdot v_1 \cdot B(T) \cdot \frac{P}{(P+B(T))^2}$$

Pour intégrer cette relation, il est nécessaire de la décomposer de la manière suivante :

$$\frac{P}{(P+B(T))^2} = \frac{1}{P+B(T)} - \frac{B(T)}{(P+B(T))^2} \quad (1.17)$$

Ce qui nous donne, après intégration, l'expression de C_p :

$$C_p = A \cdot \alpha^2 \cdot T \cdot v_1 \cdot B \left(\ln(P+B) + \frac{B}{P+B} \right) + C(T) \quad (2.18)$$

Notons que $B(T)$ est exprimé en MPa [5], ce qui signifie que l'unité de C_p pour la relation (2.18) est en MJ.K⁻¹.kg⁻¹

Déterminons maintenant la constante $C(T)$. Pour cela utilisons l'expression du $C_p(T)$ du gasole à pression atmosphérique (P_0) [1] et identifions la avec la relation (2.18) en respectant les unités.

$$A \cdot \alpha^2 \cdot T \cdot v_1 \cdot B \left(\ln(P_0+B) + \frac{B}{P_0+B} \right) \cdot 10^6 + C(T) = \left(a_0 + a_1 T_r + a_2 T_r^2 + a_3 T_r^3 + \frac{a_4}{T_r^2} \right) \cdot \frac{4,18 \cdot 1000}{148,6}$$

avec

$a_0 = -9,1063$
$a_1 = 246,97$
$a_2 = -143,74$
$a_3 = 32,329$
$a_4 = 0,0518$

et

$T_r = \frac{T}{1000}$

on en extrait alors la constante C(T) afin d'aboutir à la relation finale de Cp :

$$C_p = A \cdot \alpha^2 \cdot T \cdot v_1 \cdot B \cdot \left(\ln \left(\frac{P+B}{P_0+B} \right) + B \cdot \left(\frac{1}{P+B} - \frac{1}{P_0+B} \right) \right) \cdot 10^6 + \left(\sum_{i=0}^3 a_i \cdot T_r^i + \frac{a_4}{T_r^2} \right) \cdot \frac{4,18 \cdot 1000}{148,6} \quad (1.19)$$

Toutes les équations sont maintenant établies et il est donc possible de calculer l'évolution des différentes grandeurs lors de la compression. Cependant, il est difficile de les obtenir de manière analytique. C'est pourquoi ces variables ont été obtenues de manière numérique en itérant sur la pression. En effet, le pas de température et le pas de volume massique découle du pas de pression avec les relation (1.12) et (1.14) . Cp et h sont calculés à l'aide des valeurs successives obtenues pour P, Tet ρ. Le travail de compression W peut alors être calculé à partir de ces différentes valeurs.

Les différents calculs ont été réalisés grâce à un petit programme réalisé en langage Pascal. Les figures 1.3 à 1.5 résument les résultats obtenus pour les conditions initiales suivantes (P=P0, ρ=ρ0, T=T0).

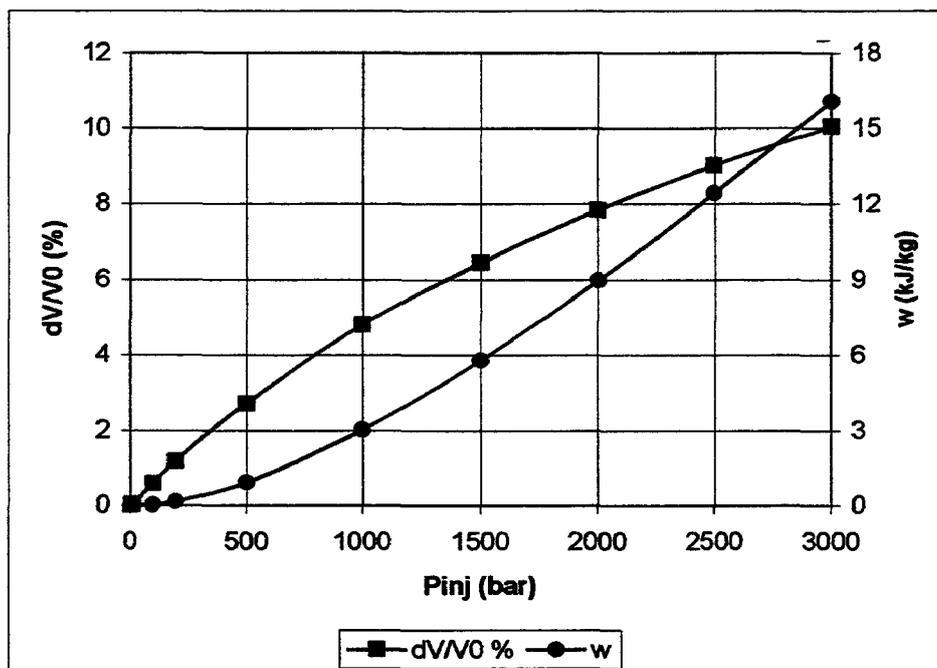


Figure 1.3 : Evolution de la compressibilité du gasole ainsi que du travail massique nécessaire à la compression en fonction de la pression souhaitée.

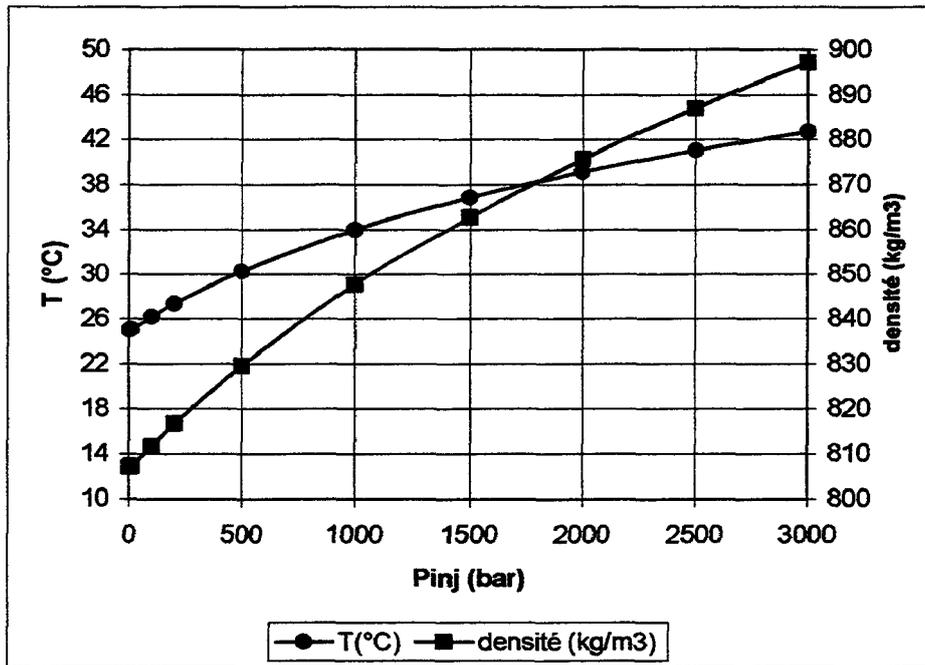


Figure 1.4 : Evolution de la densité du gasole ainsi que de la température en fonction de la pression d'injection souhaitée.

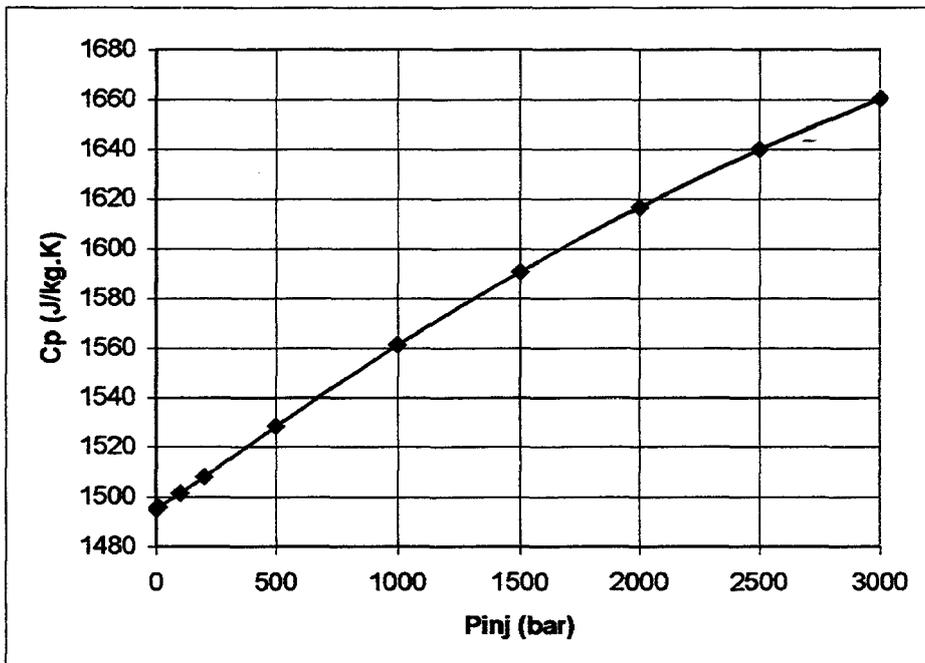


Figure 1.5 : Evolution de la capacité calorifique en fonction de la pression d'injection lors de la phase de compression.

On remarquera que pour de telles pressions, la compressibilité du gasole est loin d'être négligeable. Elle est de 6% environ à 1350 bar et de 10% à 3000 bar. On notera aussi que l'énergie nécessaire à la compression du gasole évolue très vite avec la pression d'injection souhaitée.

Pour $N=4500$ tr/min, $V_i=50$ mm³/coup, $P_{inj}=1350$ bar, la puissance s'élève à 32 W.

1.1.2.2 Le transvasement isobare (Refoulement) .

Cette transformation représente la mise en mouvement du gasole lors de la phase de transfert vers les injecteurs. Cette énergie sera transmise par le gasole hors de la pompe. Il n'y a donc pas d'échauffement à l'intérieur de la pompe si nous ne considérons pas les frottements visqueux.

Le travail fourni par la pompe est donc :

$$W = \int_2^3 -P_2 dv = P_2(v_2 - v_3) \quad [\text{J/kg}] \quad (1.21)$$

Pour $N=4500$ tr/min, $V_i=50$ mm³/coup, $P_{inj}=1350$ bar, la puissance s'élève à 1012W.

1.1.2.3 La transformation isochore

Par hypothèse, elle ne restitue pas d'énergie à la pompe. En effet, vu que l'on ne considère pas le volume mort, il ne reste pas de gasole à détendre en fin de transvasement. Cette transformation est donc très rapide.

1.1.2.4 Transvasement isobare (Aspiration)

Cette phase correspond à l'aspiration du gasole sous basse pression. Le transfert du fluide sera donc moins coûteux que dans le cas (1.1.2.2).

L'énergie mise en jeu est alors :

$$W = \int_4^1 -P_4 dv = P_4(v_1 - v_4) \quad [\text{J/kg}] \quad (2.22)$$

Pour $N=4500$ tr/min, $V_i=50$ mm³/coup, $P_{inj}=1350$ bar, la puissance s'élève à 0,8W.

1.1.3 Le rendement volumétrique

Afin d'apprécier un futur critère technologique lors de la conception d'une pompe haute pression, il est important d'évaluer le rendement volumétrique en fonction du volume mort :

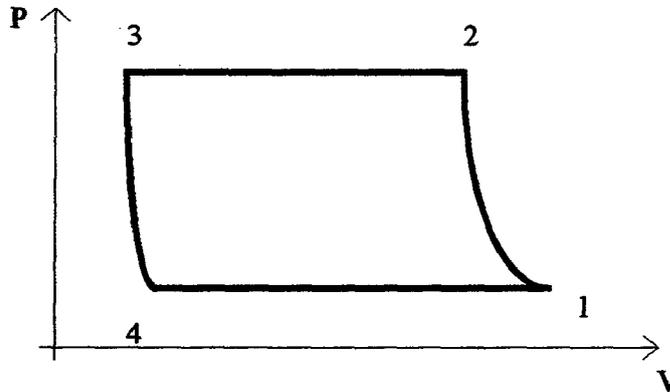


Figure 1.6 : Cycle de la pompe avec prise en compte du volume mort

En utilisant les notations définies sur le cycle représenté à la figure 1.6, le rendement volumétrique s'écrit :

$$\eta_V = \frac{V_1 - V_4}{V_1 - V_3} \quad (1.23)$$

Notons que $(V_1 - V_3)$ représente la cylindrée de la pompe « Cyl », et que V_3 représente le volume mort défini par $(V_3 = \epsilon \cdot \text{Cyl})$ on peut alors écrire :

$$\eta_V = \frac{\text{Cyl} - \int_{3 \rightarrow 4} dV}{\text{Cyl}} = 1 - \frac{\int_{3 \rightarrow 4} dV}{\text{Cyl}} \quad (1.24)$$

or durant la phase de détente, $dV = m_3 \cdot dv$

On obtient donc :

$$\eta_V = 1 - \rho_3 \cdot \epsilon \cdot \int_{3 \rightarrow 4} dv \quad (1.25)$$

$$\text{avec } dv = \left[\left(\frac{h^2(P, T)}{C_p(P, T) \cdot T} \right) - \left(\frac{A \cdot v_3}{P + B(T)} \right) \right] dP$$

Le rendement volumétrique se calcule donc de manière numérique de la même manière qu'au chapitre 1.1.2 en prenant cette fois ci comme pression de départ, la pression d'injection et en la décrémentant jusqu'à la pression d'entrée de la pompe.

Voici maintenant les résultats sous forme d'abaques :

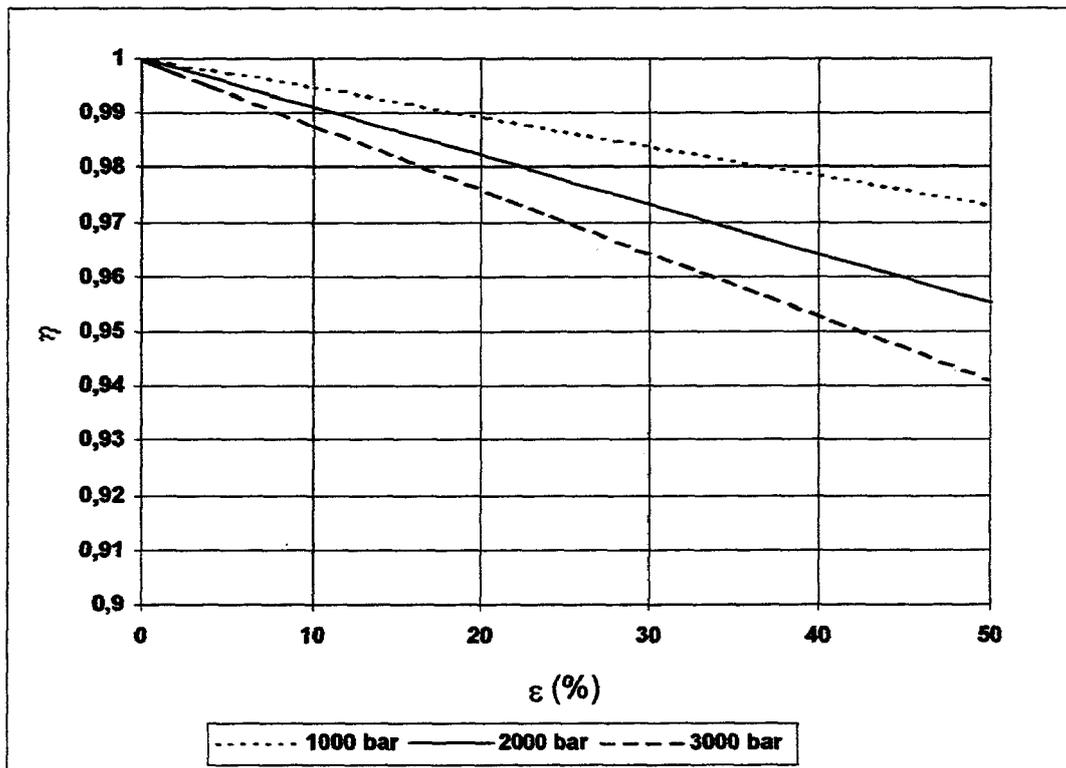


Figure 1.7 : Evolution du rendement volumétrique avec ε et P_{rail}

On remarquera que pour une utilisation courante ($\varepsilon < 10\%$), $\eta_v \approx 0,99$. Ce rendement pourra donc être négligé lors des calculs énergétiques appliqués au moteur.

1.2 Application au moteur

Dans ce chapitre, nous allons nous intéresser au calcul du coût énergétique de la pompe d'injection d'un moteur du commerce. Voici les caractéristiques de ce moteur :

Cylindrée moteur : 2151 cm³

Cylindrée pompe : 650 mm³

Rapport Vitesse Pompe/Moteur : ($\tau = 0,5$)

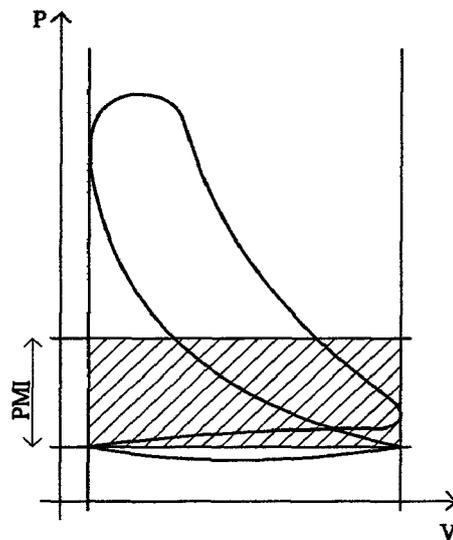
Notons que les cartographies des volumes injectés, pression rail, etc., ont été nécessaires au calcul.

Exprimons désormais de manière adimensionnelle les pertes énergétiques générées par la pompe d'injection. Utilisons pour cela une variable bien connue des motoristes : la pression moyenne de frottement (ou PMF). Cette variable permet de ramener les pertes énergétiques à l'unité de cylindrée et donc de simplifier la comparaison d'un moteur à un autre[6].

1.2.1 Rappel sur les pressions moyennes

On définit dans un premier temps la pression moyenne indiquée (PMI) correspondant à une pression constante qui, appliquée au piston pendant sa course de détente, fournirait une énergie équivalente au travail fourni pendant le cycle (relation 1.26).

Notons que cela revient à définir l'aire hachurée ci contre de façon à ce qu'elle soit égale à l'aire du cycle moteur.



$$PMI.S.l.n_{cyl} = PMI.Cyl_{moteur} = \int_{Cycle, n_{cyl}} P.dV \quad (1.26)$$

avec S : Section du piston
 l : Course du piston
 n_{cyl} : Nombre de cylindres
 Cyl_{moteur} : Cylindrée du moteur

On définit de la même manière, la pression moyenne effective à la différence près que l'on considère ici l'énergie réellement restituée sur l'arbre moteur. Cette pression n'est donc chiffrable qu'après avoir caractérisé le moteur sur banc grâce aux variables suivantes ; C : Couple moteur (N.m) et N : Régime moteur (tr/min).

L'énergie mise en jeu lors d'un cycle et pour la cylindrée totale est :

$$W = C.\omega.\Delta t_{cycle} = \frac{\pi.N}{30}.C.\Delta t_{cycle}$$

or dans le cas d'un moteur 4 temps, un cycle s'effectue en 2 tours moteur.

On a alors :

$$\Delta t_{cycle} = \frac{2}{N} = \frac{120}{N}$$

Soit

$$W = 4\pi.C = PME.Cyl_{moteur} \quad (1.27)$$

De ces deux variables, on en extrait une troisième, la PMF définie par :

$$PMF = PMI - PME \quad (1.28)$$

Elle représente donc la pression constante que l'on doit appliquer au piston pour vaincre les différents efforts résistants du moteur (frottements, entraînement d'accessoires,...) tout au long du cycle. L'énergie à fournir à la pompe d'injection contribue donc à l'augmentation de la PMF.

Remarque : les pressions moyennes évoquées ci-dessus sont exprimées en Pa

1.2.2 Contribution minimale de la pompe d'injection à la PMF

On entend par contribution minimale, le coût énergétique théorique inévitable lié à la compression du gasole et à son transvasement (voir ch 1.1.2). Elle ne prend pas en compte l'éventuel recyclage de carburant et le rendement de la pompe. On négligera l'énergie nécessaire au transvasement basse pression (aspiration).

Les énergies mises en jeu sont décrites par les expressions 1.4 et 1.21, la quantité de carburant injectée par cycle est définie par :

$V_{(N,C)}$: Volume injecté par cycle ($mm^3/coup$) pour un régime (N) et un couple (C).
 $\rho_{(N,C)}$: Masse volumique du gasole pour un régime (N) et un couple (C) .

à laquelle on associe la pression d'injection :

$P_{(N,C)}$: Pression d'injection du gasole pour un régime (N) et un couple (C) .

On peut donc exprimer, pour chaque « couple » (N,C), la valeur minimale du surcoût en PMF d'une pompe HP :

$$\Delta(PMF)_{\min} = \frac{4 \cdot (\rho_{(N,C)} \cdot V_{(N,C)} \cdot W_{1 \rightarrow 2} + P_{(N,C)} \cdot V_{(N,C)})}{Cyl_{moteur}} \quad (1.29)$$

La figure 1.8 représente l'évolution de la PMF avec la pression d'injection pour un régime de rotation donné. On remarque que la PMF varie linéairement avec cette pression, ce qui n'est pas surprenant vu la prépondérance de l'énergie de transvasement par rapport à l'énergie de compression. Ceci va nous permettre d'établir une solution analytique aux équations du chapitre (1.1.2). Signalons aussi que, d'après la relation 1.29, la PMF varie linéairement par rapport au volume de carburant injecté. On obtient ainsi la relation (1.30) représentant la PMF de la pompe d'injection par cycle moteur.

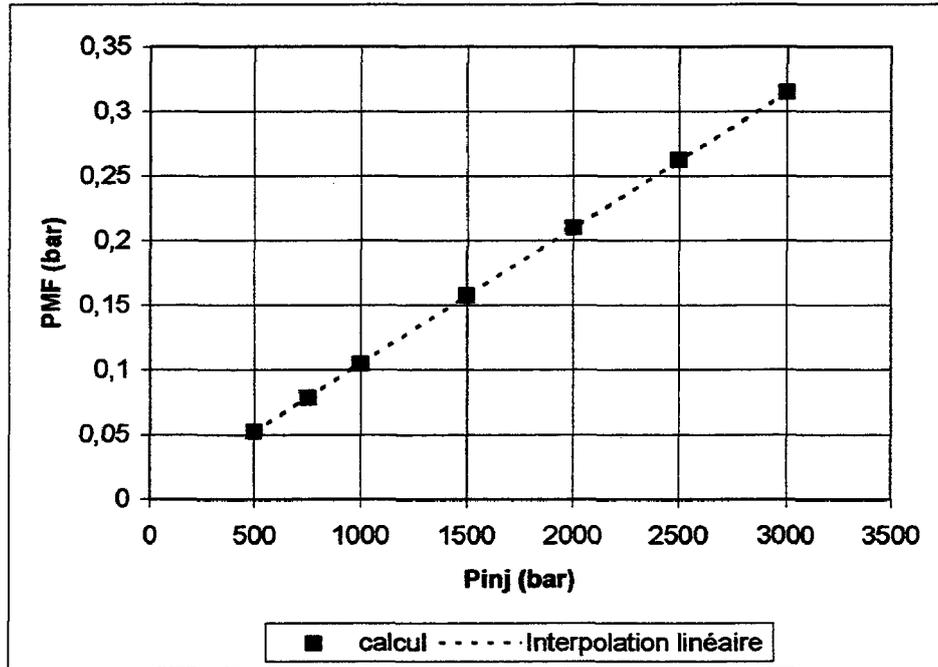


Figure 1.8 : Evolution de la Pmf de la pompe en fonction de la pression pour un moteur 4 cylindres de 2L de cylindrée, $V_{(N,C)}=50 \text{ mm}^3/\text{cp}$,

$$\Delta(PMF)_{\min} = 1,05 \cdot 10^{-3} \cdot \frac{n_{\text{cyl}} \cdot P_{(N,C)} \cdot V_{(N,C)}}{Cyl_{\text{moteur}}} \quad (1.30)$$

avec $P_{(N,C)}$ en bar, $V_{(N,C)}$ en mm^3/coup et Cyl_{moteur} en cm^3

En utilisant les cartographies des variables $P(N,C)$ et $V(N,C)$ du moteur, on obtient la figure 1.9 représentant, pour ce moteur, la pression moyenne de frottement minimale liée à la mise sous pression et au transvasement du carburant jusqu'à l'injecteur.

La figure 1.10 représente l'évolution du rapport Pmf/Pme minimal relatif à la génération de pression et à son transvasement vers l'injecteur. Mis à part pour les très faibles charges à fort régime (quasi inexploité en fonctionnement normal), ce rapport est en moyenne de 1%, ce qui est loin d'être négligeable pour la seule contribution de la pompe d'injection sachant que cette valeur est de plus inférieure à la réalité.

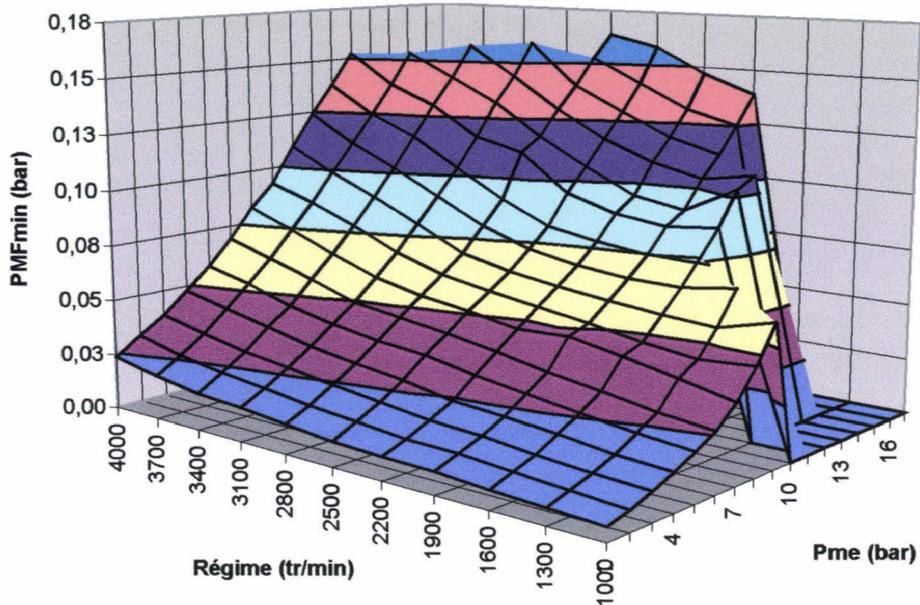


Figure 1.9 : Pmf minimale liée à la génération de pression du gasole pour le moteur

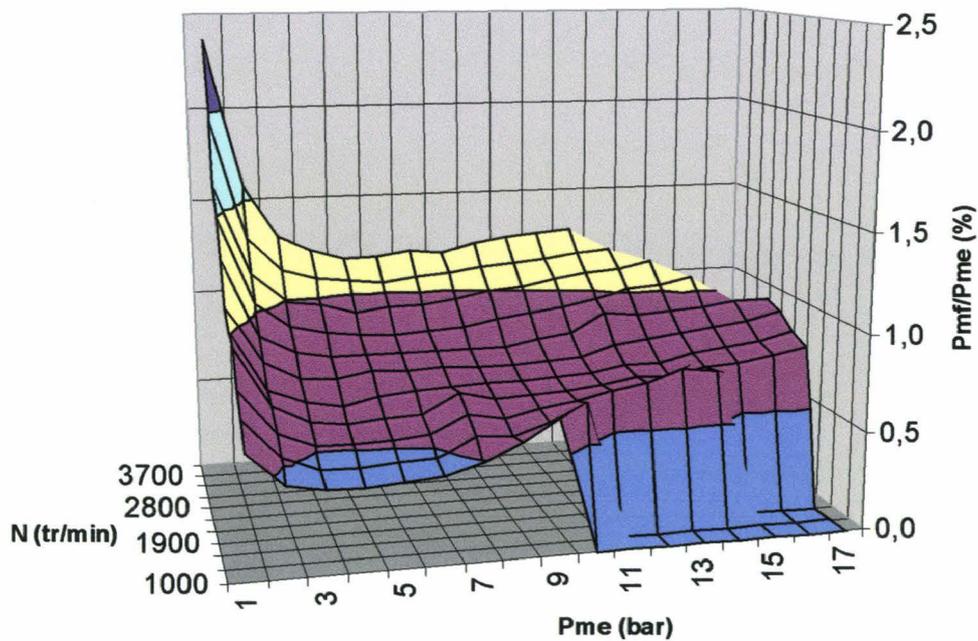


Figure 1.10 : Rapport Pmf/Pme minimal lié à la génération de pression du gasole pour le moteur

1.2.3 Contribution réelle (hors rendement) de la pompe d'injection du moteur à la PMF.

Dans ce cas, il est nécessaire de connaître les caractéristiques intrinsèques de la pompe et en particulier sa cylindrée (Cyl_{pompe}) ainsi que le rapport (τ) de sa vitesse de rotation avec celle du moteur.

Le volume comprimé par la pompe durant le cycle moteur :

$$V_0 = 2 \cdot \tau \cdot Cyl_{pompe}$$

En reprenant l'expression (1.30), on obtient :

$$\Delta(PMF)_{réelle_HR} = 1,05 \cdot 10^{-3} \cdot \frac{P_{(N,C)} \cdot 2 \cdot \tau \cdot Cyl_{pompe}}{Cyl_{moteur}} \quad (1.31)$$

Ce qui donne après application numérique pour $\tau=0,5$, $Cyl_{pompe}=650 \text{ mm}^3$, $Cyl_{moteur}=2151 \text{ cm}^3$:

$$\Delta(PMF)_{réelle_HR} = 3,412 \cdot 10^{-4} \cdot P_{(N,C)} \quad (1.32)$$

Dans le cas où la compressibilité aurait été négligée, nous aurions obtenus :

$$\Delta(PMF)_{réelle_HR_incompressible} = \frac{Cyl_{pompe} \cdot P_{(N,C)}}{Cyl_{moteur}} = 3,25 \cdot 10^{-4} \cdot P_{(N,C)} \quad (1.33)$$

La PMF liée à la compression du gasole représente donc environ 5% de celle nécessaire à son transvasement sous haute pression quelque soit la pression d'injection. La figure 1.11 permet de visualiser la PMF réelle, hors rendement de pompe, nécessaire à l'entraînement de la pompe d'injection du moteur X. Pour cela, on suppose que l'on comprime, à la pression de consigne définie par la cartographie moteur, un volume de gasole équivalent à la cylindrée de la pompe. Les figures 1.12 et 1.13 montrent que dans le cas de ce moteur, la PMF liée à la pompe d'injection devient prépondérante puisqu'à faible charge et à régime de rotation modéré, on atteint une PMF proches de 15% de la PME du moteur. C'est pourquoi certains constructeurs de pompes HP développent maintenant des pompes à piston débrayable pour les faibles charges. Il faut cependant noter que le surcoût de PMF lié à la pompe aux fortes charges représente 5% de la PME et est 5 fois supérieur au besoin théorique. Notons enfin que ce surcoût ne prends pas en compte le rendement mécanique de la pompe, il minimise donc le coût réel.

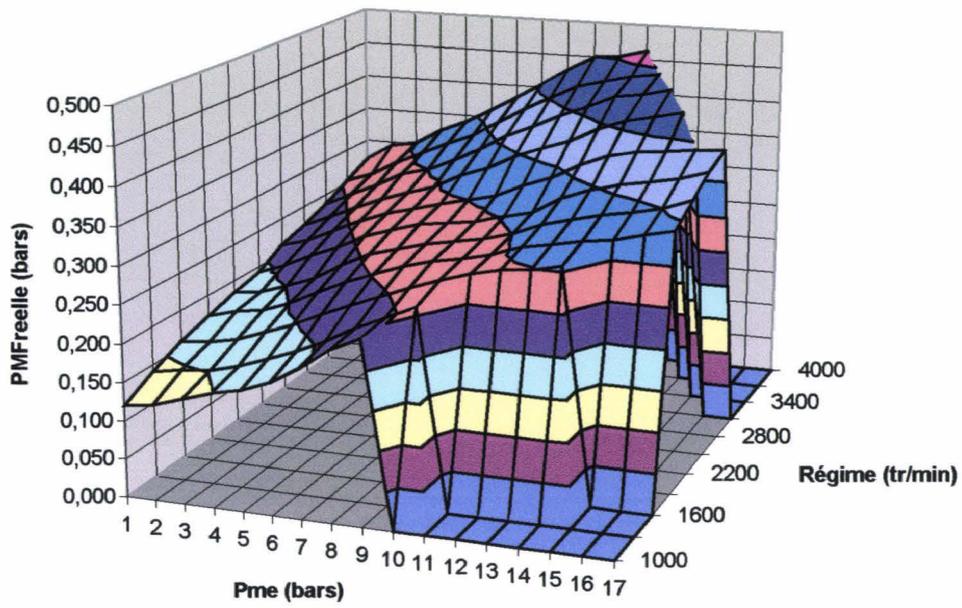


Figure 1.11 : Pmf réelle (hors rendement de pompe) pour injecter la quantité de carburant souhaitée à la pression souhaitée sur le moteur.

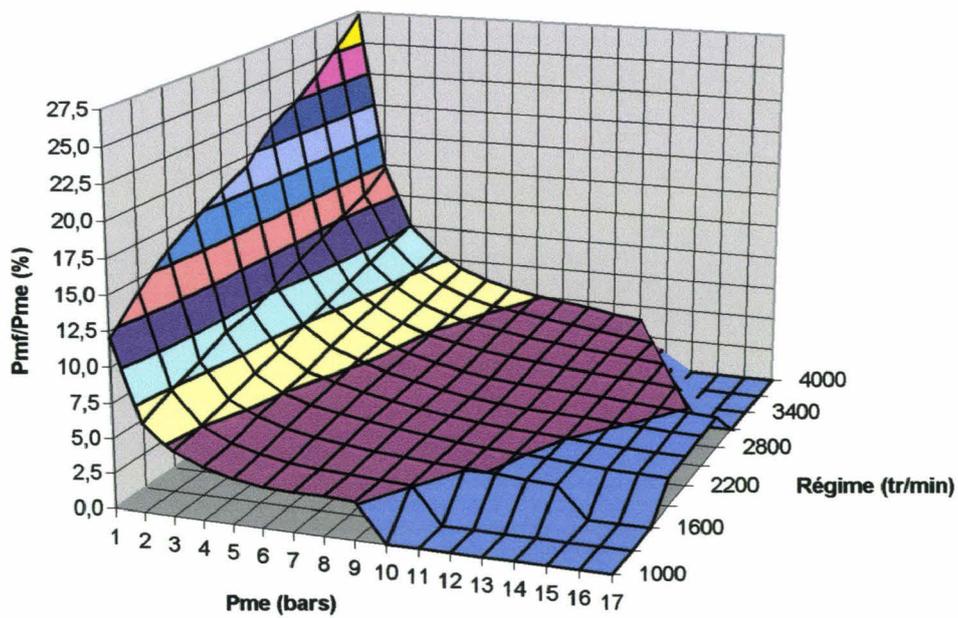


Figure 1.12 : Proportion de la Pmf réelle (hors rendement) liée à la pompe au regard de la Pme délivrée par le moteur.

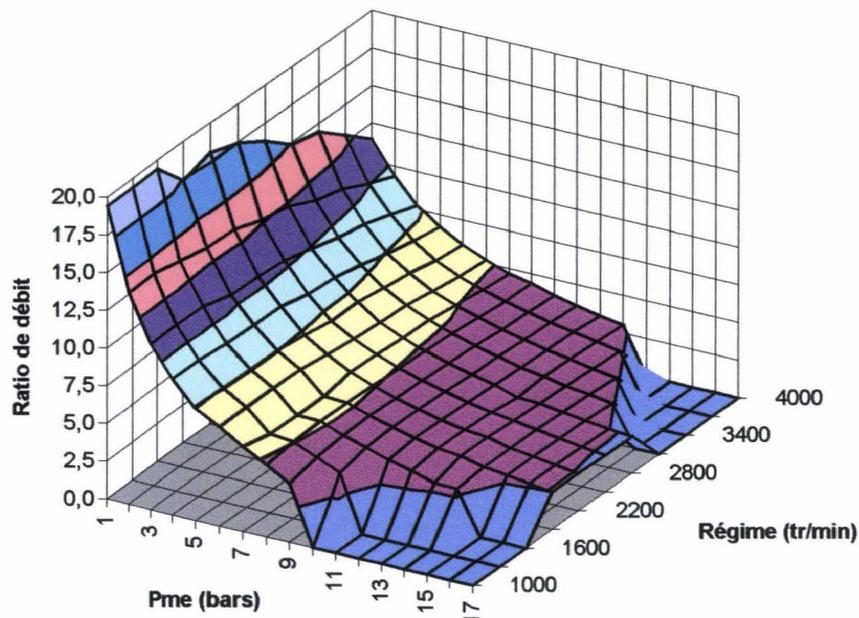


Figure 1.12 : Débit de la pompe / Débit nécessaire à l'injection

1.3 Conclusion

Les fortes consommations énergétiques des pompes hautes pressions justifient d'une part la nécessité de trouver de nouveaux moyens de génération de pression beaucoup plus efficaces et d'autre part la recherche d'un éventuel optimum de fonctionnement.

Il est effectivement possible qu'à partir d'une certaine pression, le coût énergétique nécessaire à la génération et au transvasement du gasole sous pression soit supérieur au gain effectif que cette pression apporte aux performances du moteur. C'est sans aucun doute déjà le cas pour la pleine charge moteur car pour les pressions obtenues actuellement (1300 bar), les rendements de combustion sont déjà très bons (~98%). Les améliorations possibles se situent sur les charges partielles où il n'est pas possible, dans les régimes d'atomisation actuels, d'injecter à forte pression. On peut aussi espérer qu'une amélioration de la qualité de pulvérisation pourrait permettre de diminuer le taux de swirl et donc les pertes par transvasement à pleine charge.

Voyons donc maintenant quel sera l'impact de pressions d'injection supérieures sur la pulvérisation.

Chapitre 2 : L'atomisation du gasole

L'atomisation du carburant dans un moteur Diesel à injection directe est sans doute l'étape la plus importante et la plus délicate à réaliser. La qualité de la combustion y est très sensible. On emploie le terme « atomisation » car le dispositif d'injection doit être capable de transformer un volume de gasole liquide en une multitude de gouttelettes aussi petites que possible afin qu'elles puissent s'évaporer avant que le processus chimique de combustion s'amorce. Cette transformation est d'autant plus difficile à réaliser que les gouttelettes doivent être dispersées dans l'ensemble de la chambre de combustion de façon à ce qu'elles disposent du comburant nécessaire à leur combustion dans le voisinage le plus proche possible.

Les différentes technologies d'injection directe exposées au chapitre précédent montrent que la technique d'introduction du carburant utilisée jusqu'alors dans l'ensemble des moteurs Diesel est unique (figure 2.1). Elle consiste à convertir de l'énergie de pression, emmagasinée par le gasole, en énergie cinétique grâce à une détente à travers de très petits trous. La pression du carburant chute à travers les trous pour atteindre la pression de la chambre de combustion et le gasole est donc introduit localement avec une très forte vitesse (300 à 400 m/s). Cette énergie cinétique permettra à la fois une désintégration du jet liquide, la division éventuelle des gouttelettes obtenues en plus fines gouttelettes et leur transfert vers les zones les plus éloignées de l'injecteur.

Ce nouveau chapitre a pour objectif de recenser et d'exposer les différentes études menées par de nombreux auteurs sur les jets Diesel. Nous détaillerons dans une première partie les phénomènes locaux décrits par les différents régimes de désintégration des jets et des gouttelettes mais aussi par les modèles de coalescence. La seconde partie sera dédiée aux différentes caractéristiques géométriques des jets obtenues et à leurs lois d'évolution établies dans la plupart des cas par l'expérimentation.

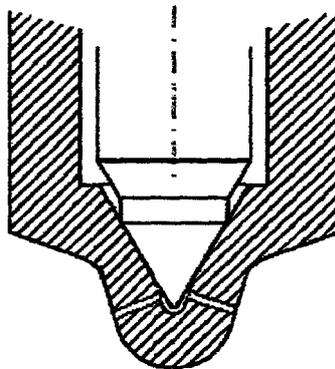


Figure 2.1 : Schéma du nez d'un injecteur d'un moteur Diesel à injection directe (Atomiseur à trous cylindriques)

2.1 La modélisation de l'atomisation du gasole

L'atomisation d'un jet liquide est généralement obtenue en plusieurs étapes. Le jet liquide est d'abord désintégré pour être transformé en gouttelettes à forte énergie cinétique « break-up primaire ». Ensuite, trois cas de figures se proposent aux gouttelettes obtenues :

- Elles peuvent être désintégrées à leur tour en de nouvelles gouttelettes plus fines par les effets aérodynamiques liés à leur importante vitesse relative par rapport au milieu ambiant : « break-up secondaire ».
- Elles peuvent suivre simplement leur trajectoire et s'évaporer jusqu'à la phase de combustion.
- Elles peuvent aussi entrer en collision avec d'autres gouttelettes et dans ce cas, elles pourront soit échanger de la quantité de mouvement soit fusionner : « phénomène de coalescence ».

La coalescence et la désintégration sont deux phénomènes rivaux qui vont se côtoyer en de nombreuses reprises. La coalescence a d'autant plus d'importance dans l'injection Diesel que les angles de jets sont petits (autour de 20°), la densité de gouttelettes est alors très élevée. D'autre part les gouttelettes injectées ultérieurement rattrapent rapidement, dans leurs sillages, celles décélérées par le gaz ambiant. C'est pourquoi nous détaillerons par la suite ces deux phénomènes.

2.1.1 Les régimes de désintégration des jets liquides

Les régimes de désintégration des jets liquides ont été caractérisés par de nombreux auteurs à l'aide de la longueur de rupture du noyau liquide L_1 appelée encore longueur de break-up (figure 2.2).

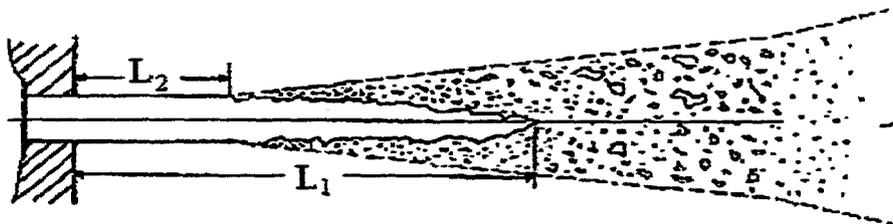


Figure 2.2 : Définition de la longueur de break-up

Reitz et Bracco [7] ont d'ailleurs distingué cette longueur de la longueur intacte L_2 de la colonne liquide afin de ne pas les confondre dans certains régimes. Hiroyasu et Arai [3] rappellent dans leurs travaux que L_1 dépend de plusieurs paramètres tels que la pression du milieu d'injection ou bien encore des caractéristiques géométriques du nez de l'injecteur. Mais la dépendance principale revient à la vitesse du jet en sortie du trou de l'injecteur. Cette forte dépendance a conduit différents auteurs à l'élaboration d'une courbe de stabilité. La figure 2.3 présente la courbe établie par Hiroyasu et Arai [3] qui est d'ailleurs tout à fait similaire à celles obtenues par d'autres auteurs tels que Grant et Middleman [8].

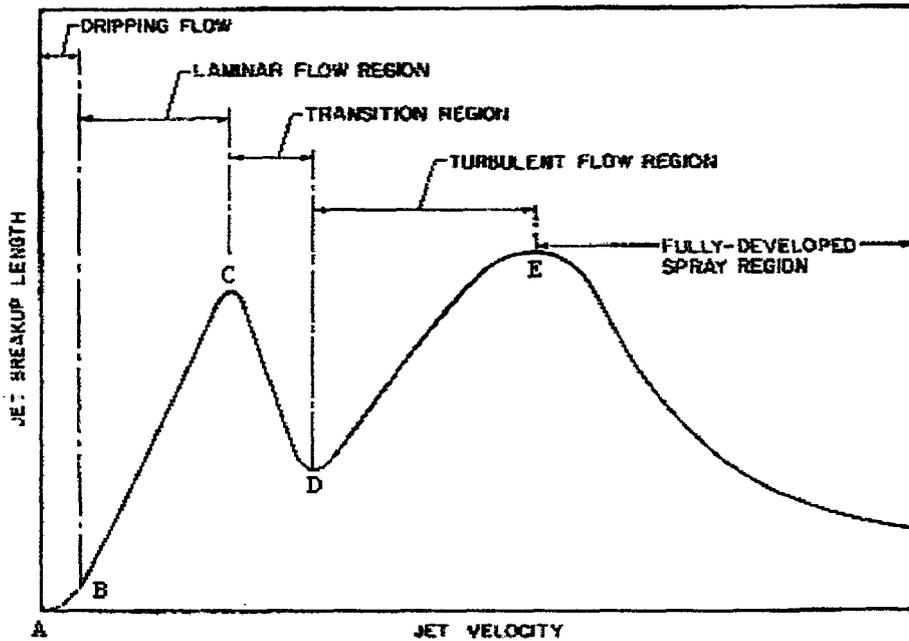


Figure 2.3 : Courbe de stabilité du jet [35] [10]

2.1.1.1 Les régimes Rayleigh break-up , First induced break-up et Second induced break-up

Ces trois régimes de désintégration n'interviennent pas dans le cas de l'injection directe Diesel, ils sont cependant détaillés ci après afin de cerner l'intégralité de la théorie des jets et d'introduire le quatrième mode appelé régime d'atomisation. Ils sont représentés par la portion de graphe AE.

La portion AB correspond à un régime de goutte à goutte. Ce régime est très différent des autres puisque le jet n'existe pas encore. Les effets aérodynamiques peuvent être considérés comme nuls. La taille de gouttes est régie par l'équilibre entre les forces gravitationnelle et la tension de surface du gasole. On obtient un diamètre de goutte deux à trois fois supérieur à celui du trou de l'injecteur selon Lefebvre [9] et un flux de gouttes extrêmement faible.

C'est Rayleigh [10] qui, le premier, a mis en évidence la portion BC qui de ce fait porte son nom « Rayleigh break-up ». Dans cette portion, la longueur de rupture croît

linéairement avec la vitesse du jet. Le flux de gouttelettes est cette fois plus important mais la taille des gouttelettes reste élevée (environ deux fois le diamètre du trou de l'injecteur) [9]. L'écoulement est laminaire et sa rupture est occasionnée par la croissance d'une oscillation axisymétrique sur la surface du jet (figure 2.4a) qui est aussi appelée « varicose » par certains auteurs. Haenlein [11] décrit cette oscillation comme le fruit d'un duel entre des perturbations internes au jet liquide et les tensions de surface. Les perturbations internes ont été expliquées par Eisenklam et Hooper [12] comme le résultat de la relaxation du profil de vitesse parabolique en un profil plat à la sortie du jet sous le terme « bursting break-up ». Les interactions aérodynamiques restent négligeables, Schwietzer [33"], Mc Cathy and Molloy [13] ainsi que Sterling [14] attribuent cette faible interaction au profil de vitesses parabolique de l'écoulement laminaire qui induit des vitesses relatives très faibles entre la surface du jet et le gaz ambiant du milieu d'injection. Cette interprétation reste cependant valable avant la relaxation du profil et vient d'ailleurs un peu en opposition avec l'origine des perturbations décrites précédemment.

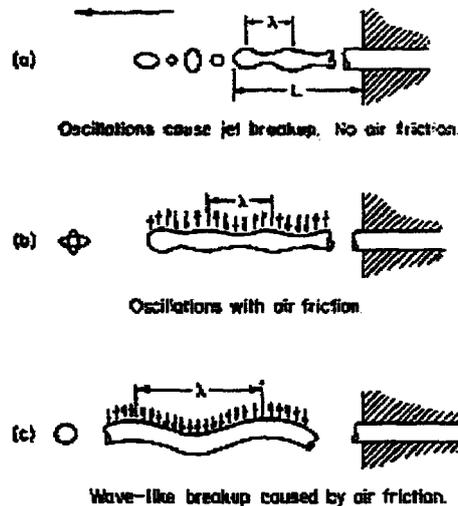


Figure 2.4 : (a) Rayleigh break-up, (b) First Wind induced break-up, (c) Second wind induced break-up

C'est à partir du point C que les interactions entre le jet liquide et le gaz ambiant commencent à devenir significatives. En effet la vitesse relative augmente et induit des effets aérodynamiques qui ne sont plus négligeables. La portion CD, appelée à juste titre « First wind induced break-up » voit la longueur de rupture diminuer fortement avec la vitesse du jet. Haenlein [11] attribue cette décroissance à l'accentuation de l'amplitude de l'onde rencontrée dans le régime de Rayleigh par les forces aérodynamiques (figure 2.4b). Cette portion correspond comme le montrent les travaux d'Hiroyasu et Arai (figure 2.5) à la zone de transition entre l'écoulement laminaire et l'écoulement turbulent .

La figure 2.5 permet aussi d'apprécier les échelles de variation de ces différents régimes. Les trois premières portions AB, BC et CD décrites précédemment

n'interviennent que dans une plage très réduite du nombre de Reynolds et les variations de longueur de break-up en sont très dépendantes.

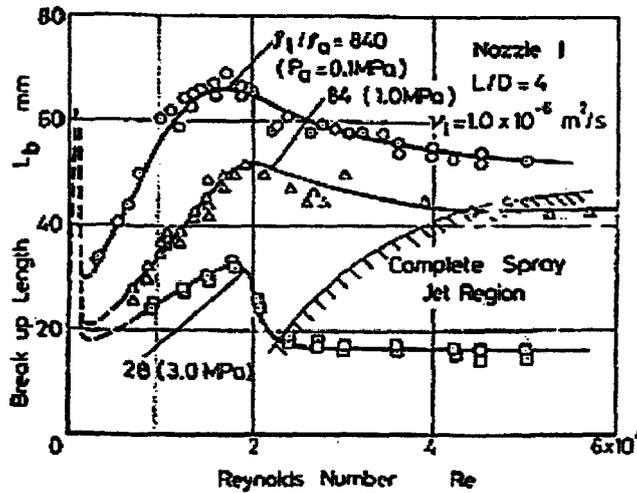


Figure 2.5 : Evolution de la longueur de break-up L_1 avec le nombre de Reynolds

Selon Castleman [15], Reitz et Bracco [7], la portion DE (Second wind induced break-up) correspond à un régime très différent puisque la désintégration du jet est provoquée par la croissance d'ondes superficielles à courte longueur d'onde initiées par les effets aérodynamiques (figure 2.4c). Cette micro turbulence de surface gagne progressivement l'intérieur du jet et désintègre l'ensemble de la colonne liquide. Hiroyasu and Arai [3] dénomment d'ailleurs ce régime « Wavy jet ». Les diamètres des gouttelettes sont alors beaucoup plus petits que le diamètre du jet. La longueur de break-up est dans cette portion une fonction croissante de la vitesse du jet. Une bonne illustration de ce phénomène a été obtenue par Taylor et Hoyt [16] sur un jet d'eau (figure 2.6).

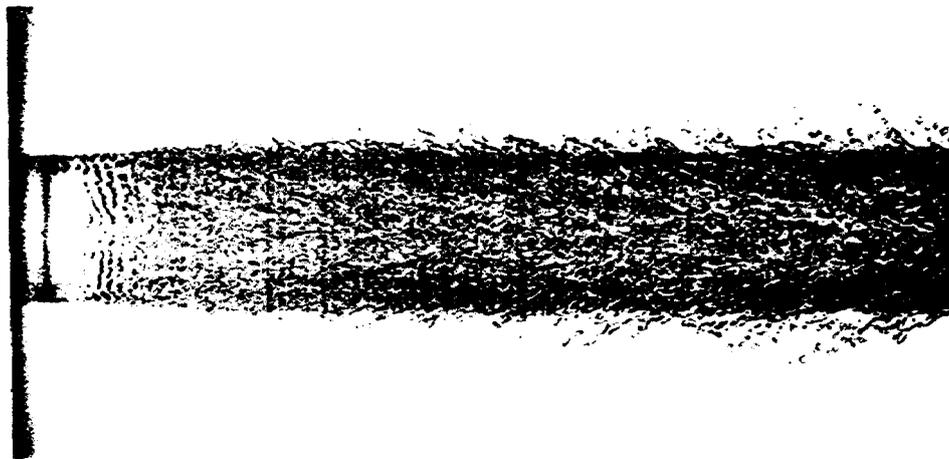


Figure 2.6 : Visualisation d'un jet d'eau dans le régime « Second wind induced break-up » [9],[16]

Ces différents régimes de désintégrations ont été représentés dans un graphe par Ohnesorge [17] (figure 2.7) en tenant compte des différentes caractéristiques du liquide et du gaz ambiant (Oh est appelé le nombre d'Ohnesorge). Notons cependant que la densité du gaz ambiant n'est pas prise en considération dans ce graphe. Il faudra donc l'exploiter avec prudence dans le cas d'injections dans un milieu à pression élevée.

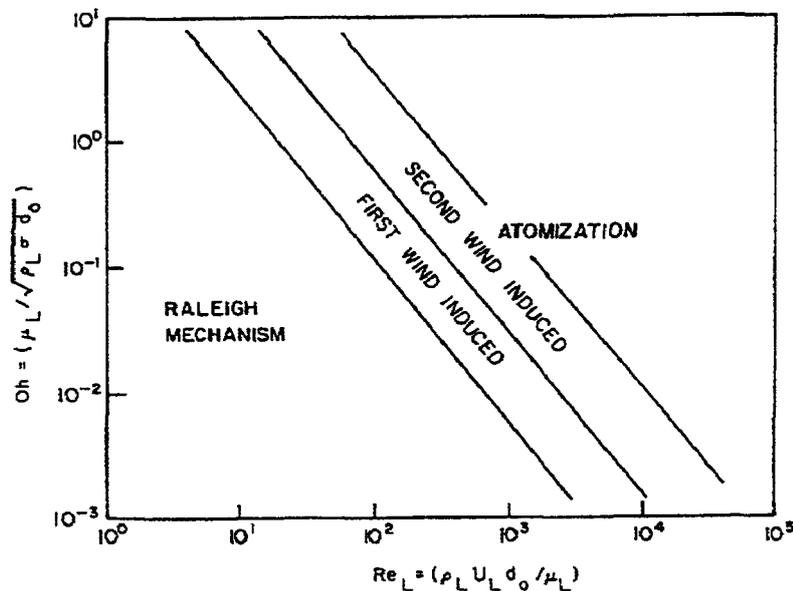


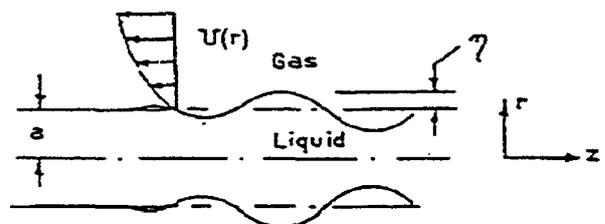
Figure 2.7 : Classification des différents régimes selon Ohnesorge [17]

Les trois régimes de désintégration que nous venons d'exposer ont fait l'objet d'études théoriques, dites études de stabilité, par plusieurs auteurs : Weber[18] en 1931, Levich[19] en 1962, Sterling et Sleicher [20] en 1975 et enfin Reitz et Bracco [7] en 1986. L'objectif de leurs travaux était, pour toutes conditions d'injection, de connaître la longueur d'onde de surface la plus apte à produire la désintégration du jet. Leur théorie consiste donc à soumettre un spectre de perturbations « η » à la surface du jet dès la sortie de l'injecteur.

η est défini par :

$$\eta = \Re (\eta_0 e^{ikz + \omega t}) \tag{2.1}$$

- avec η_0 : amplitude initiale
- k : nombre d'ondes ($=2\pi/\lambda$)
- ω : taux de croissance de l'onde
- a : rayon du trou



On applique la relation (2.1) à l'interface liquide/gaz comme condition limite en résolvant les équations de Navier Stokes de manière linéaire. On établit ainsi l'équation (2.2) de dispersion $\omega = \omega(k)$ liant la croissance d'une onde avec sa longueur d'onde. En supposant que $\eta \ll a$ et que $u(r) = u_0 = \text{constante}$, l'équation de dispersion s'écrit :

$$\omega^2 + f(k, \nu_1, a, f(\nu_1, \omega)) \cdot \omega + g(k, \nu_1, a, u_0, \rho_1, \rho_2, f(\nu_1, \omega)) = 0 \quad (2.2)$$

Cette équation est détaillée dans les travaux de Reitz et Bracco [7] et se simplifie suivant le régime de désintégration considéré et selon la prise en compte de la viscosité du liquide. Les auteurs cités ci dessus ont fait alors l'hypothèse que la rupture du jet serait provoquée par le taux de croissance maximum, et correspondrait donc à l'excitation d'une longueur d'onde λ_{opt} dite optimale.

Les résultats obtenus ont permis de confirmer l'existence de plusieurs régimes de désintégration du jet. Pour de grandes longueurs d'ondes par rapport au diamètre « $d = 2a$ » du jet, c'est à dire pour $ka < 1$, on retrouve bien le régime de Rayleigh et l'équation de dispersion obtenue est très fidèle aux résultats expérimentaux de Domely et Glaberson [voir Reitz et Bracco [7]]. La courbe de croissance résultante est représentée sur la figure 2.7.

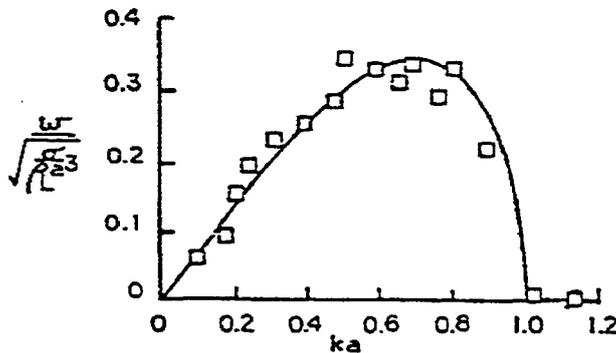


Figure 2.7 : Comparaison théorie/mesure dans le régime Rayleigh Break-up du taux de croissance.

De plus, dans ce régime, la théorie prédit très bien la taille des gouttelettes. En supposant que le jet se désintègre en ligaments cylindriques de longueur λ_{opt} et de diamètre d et que ces ligaments se transforment ensuite en gouttelettes sphériques de diamètre D et de même volume (plus stable), on obtient d'après Weber [18] :

Pour
$$\lambda_{opt} = \sqrt{2} \cdot \pi \cdot d \left(1 + \frac{3\mu_1}{\sqrt{\rho_1} \sigma d} \right)^{0.5} \quad (2.3)$$

$$D = 1,92 \cdot d \quad (2.4)$$

Lorsque la longueur d'onde est nettement plus petite que le diamètre du trou ($ka \ll 1$), l'équation de dispersion prédit bien l'augmentation du nombre de Weber We_1 de la phase liquide ($We_1 = \rho_l u^2 d / \sigma$) à la surface du jet. Ce nombre est représentatif du duel entre les forces aérodynamiques et la tension de surface. Lorsqu'il croît, les forces aérodynamiques deviennent prépondérantes par rapport aux forces de cohésion de surface, ce qui présage d'une rupture possible du jet sur sa surface. Ces résultats correspondent bien à ceux obtenus par York et al. [21] pour l'étude de la croissance instable d'une onde superficielle sur un film liquide. Leur illustration (figure 2.8) présente bien l'évolution décroissante de la longueur d'onde optimale avec le nombre de Weber. Ce régime correspond au régime intitulé précédemment « Second wind induced break-up ».

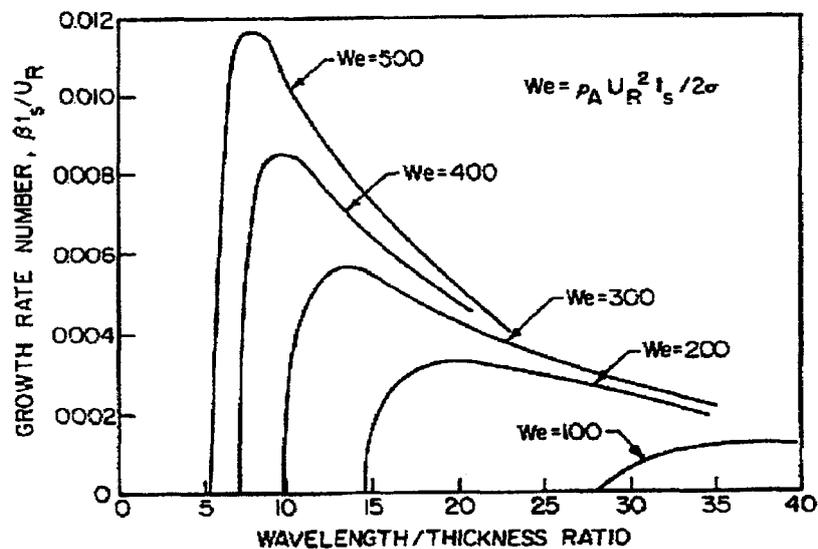


Figure 2.8 : Evolution de la croissance d'onde dans le cas du « Second wind induced break-up » d'après York et al [21]

Le régime « First wind induced break-up » est difficile à cerner de manière théorique, il correspond à un régime de transition où les forces aérodynamiques commencent à agir sur le jet.

Notons qu'au delà du point E (figure 2.3), tous les auteurs ne sont pas en accord sur la dénomination du régime de désintégration. Hyroyasu et Arai [3] classent cette zone dans le régime d'atomisation en la scindant en deux parties. La première partie comprend les jets ayant une longueur de break-up non nulle et est appelée « incomplete spray », la deuxième correspond aux jets se désintégrant dès la sortie du nez de l'injecteur « complete spray ». Reitz et Bracco [7] incluent la partie « incomplete spray » dans le régime « Second wind induced break-up » et n'attribuent le régime d'atomisation qu'à la partie dénommée par Hyroyasu et Arai comme « complete spray ».

La théorie des instabilités de surface semble néanmoins donner raison à Reitz et Bracco.

2.1.1.2 Le régime « Atomisation »

Comme le montre la courbe de stabilité des jets dans le régime « Second wind induced break-up », la longueur de break-up décroît lorsque la vitesse de jet devient très grande. Reitz et Bracco [7] prévoient, grâce à la théorie des instabilités des jets, l'éclatement du jet dès la sortie du nez de l'injecteur à partir d'une certaine vitesse. Ce phénomène est effectivement observé à la sortie des injecteurs Diesel actuels et communément dénommé par les auteurs « régime d'atomisation ».

L'explication de ce phénomène par la théorie des ondes est contesté par plusieurs auteurs car il faut un minimum de temps et donc une certaine longueur de jet pour que l'onde de surface puisse croître et désintégrer le jet. Reitz et Bracco justifient leur théorie en supposant que l'onde de surface est initiée à l'intérieur du trou. Cependant les études expérimentales semblent très controversées puisque tous les auteurs ne sont pas en accord sur l'existence d'un cône liquide en sortie de trou (voir Lambert [22]). Les longueurs « L2 » (figure 2.2) qu'ils obtiennent, varient entre zéro et cent fois le diamètre du trou. Il est néanmoins probable qu'il existe un noyau liquide vu la faible valeur de l'angle des jets (20° environ) qui limite leur expansion.

Bon nombre d'auteurs ont expliqué l'origine de ce phénomène à l'aide de différentes hypothèses, mais seules deux d'entre elles semblent faire la quasi unanimité et sont d'ailleurs étroitement liées : la cavitation et la turbulence liquide. Comme nous le verrons par la suite, ces deux cas de figure semblent expliquer l'hypothèse de Reitz et Bracco stipulant que la perturbation était initiée à l'intérieur du trou.

2.1.1.2.1 L'influence de la cavitation

La cavitation semble être, d'après de nombreux auteurs, la source de la désintégration du jet la plus probable. Elle prend naissance dans les zones de l'écoulement où la pression atteint la pression de vapeur saturante du gasole. De nombreuses expériences ont localisé l'origine de la cavitation dans la zone de contraction du jet à l'entrée du trou et plus exactement dans la zone de recirculation initiée par le décollement de l'écoulement (figure 2.9).

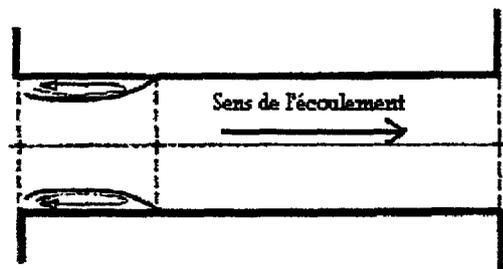


Figure 2.9 : Zone de recirculation à l'origine de la cavitation

Ruiz et Chigier [23] expliquent la désintégration du jet par la turbulence générée par la production régulière de bulles de gaz dans la zone de cavitation (figure 2.10). En effet, les forces de cisaillement à la frontière de la zone de cavitation avec le fluide sont si importantes qu'elles arrachent la phase gazeuse sous forme de bulles. Le moment occasionné par ces forces est conservé partiellement et fait tourner les bulles, libérées de la paroi, sur elles mêmes. Lorsque la bulle se détache, un volume de gaz supplémentaire est généré et vient la remplacer. Une nouvelle bulle se détache alors et ainsi de suite, ce qui explique la production régulière de bulles.

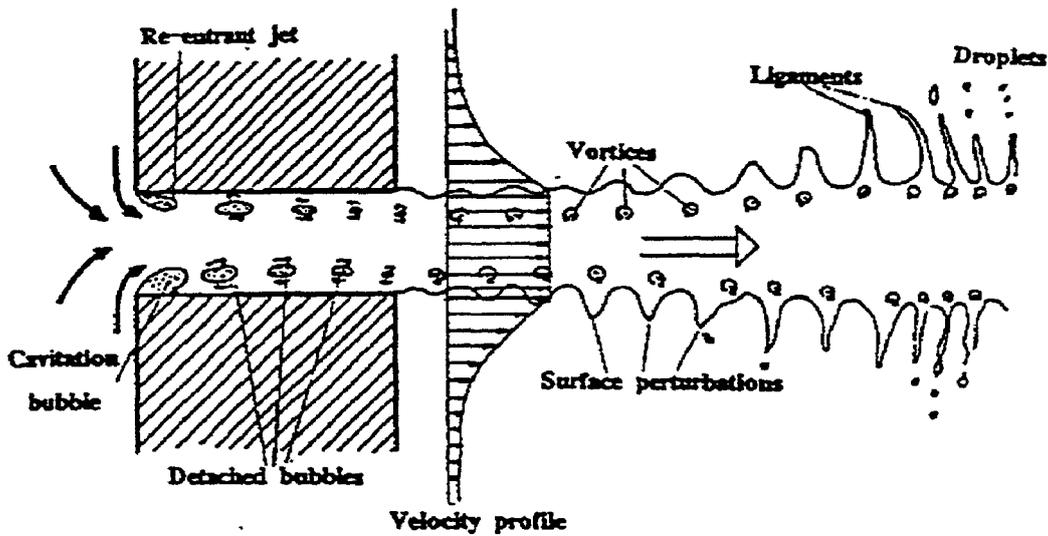


Figure 2.10 : Le mécanisme d'atomisation proposé par Ruiz et Chigier [23]

Les bulles, en présence de pressions supérieures à la pression de vapeur saturante, ont tendance à disparaître durant leur parcours dans le trou en laissant des tourbillons qui sont, selon Ruiz et Chigier, responsables de la désintégration du jet.

Ce mécanisme renforce d'ailleurs les résultats de l'analyse de stabilité obtenus par Reitz et Bracco [7]. Les tourbillons débouchant de manière régulière peuvent entretenir un système ondulatoire instable.

Cependant, la cavitation ne se distingue pas toujours sous forme de gouttelettes. Les études menées par Arcoumanis et al. [24] [25] montrent trois modes de cavitation (figure 2.11). Ces trois modes ont été identifiés à l'aide d'une maquette d'injecteur à l'échelle 20. En effet la visualisation de la cavitation dans des trous de taille réelle (150 μm environ) est très difficile et les différentes études menées jusqu'alors ([21] à [25], voir [25]) n'ont pas permis d'obtenir des images de qualité suffisante pour leur exploitation de manière quantitative. Les résultats obtenus par Badock et Al. [26] (figure 2.12) sont cependant très prometteurs et permettent d'observer une évolution de la cavitation durant le temps d'injection. Néanmoins, l'effet de la cavitation a été quantifié dans les injecteurs de taille réelle à l'aide du coefficient de débit « C_d » et sera détaillé ultérieurement.

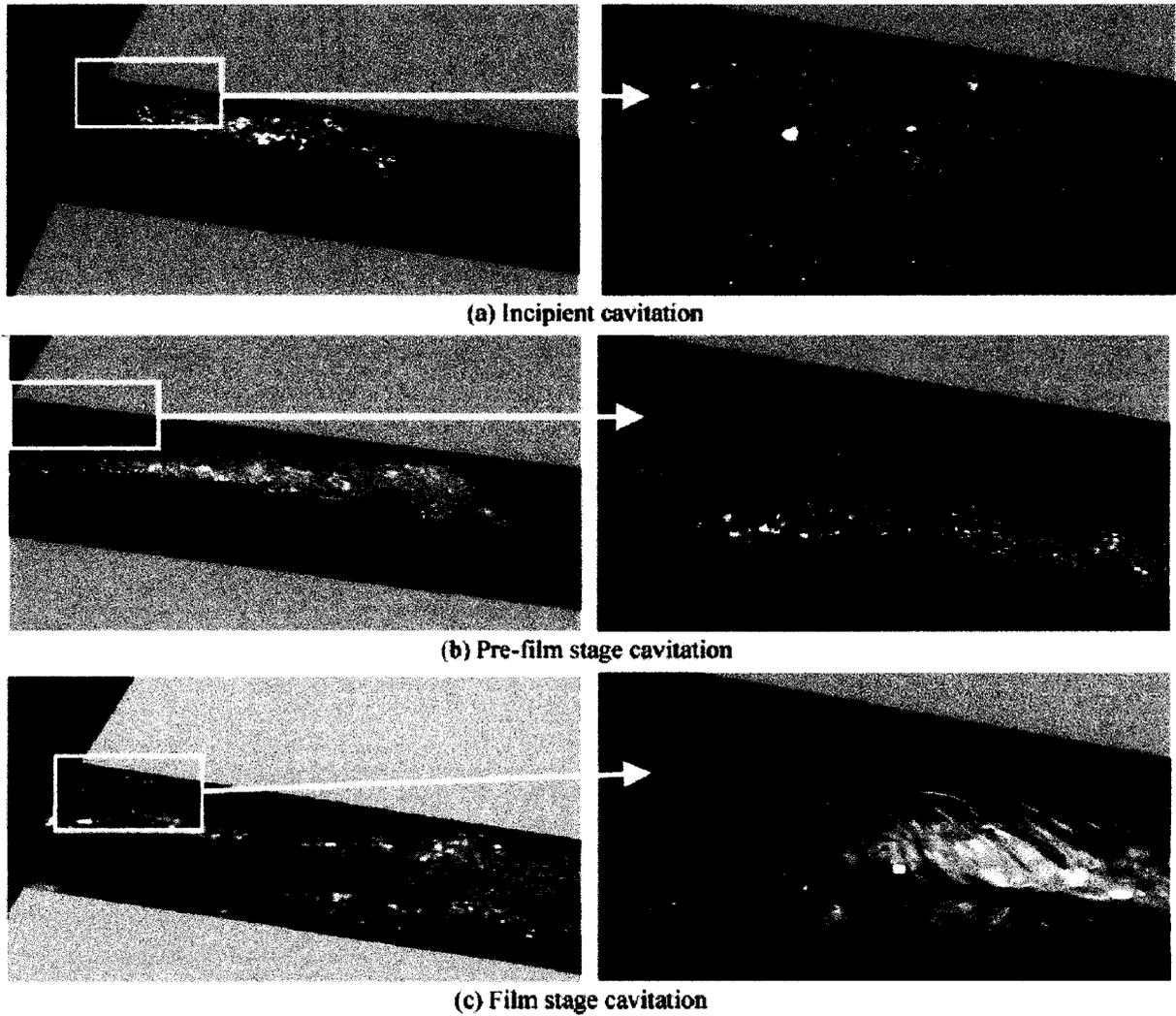


Figure 2.11 : Les trois modes de cavitation selon Arcoumanis et Al. [24] [25] obtenus à l'aide d'une maquette à l'échelle 20.

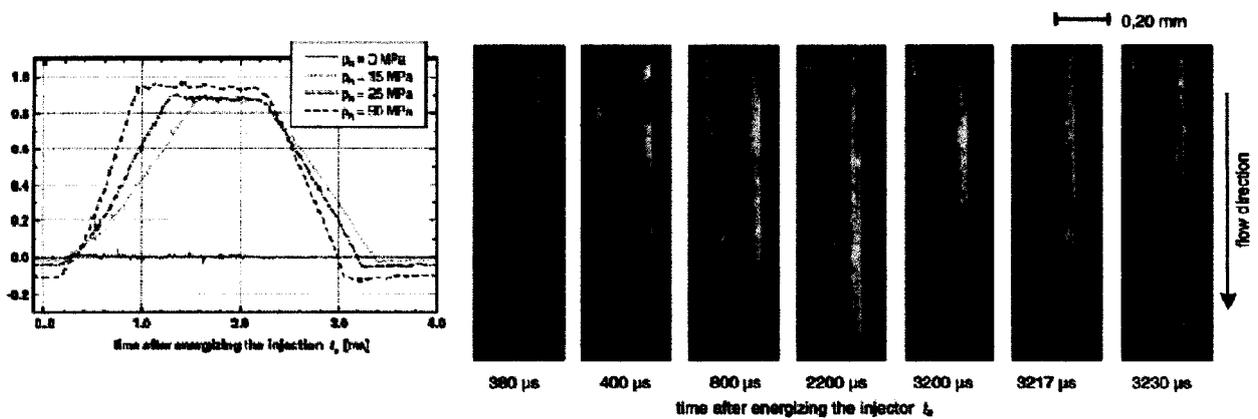


Figure 2.12 : Evolution de la cavitation dans des trous d'injecteur de taille réelle par Badock et al. [26]

Les trois modes appelés « Incipient cavitation » (a), « Pre-film stage cavitation » (b) et « Film stage cavitation » (c) par Arcoumanis et al. correspondent en fait à trois structures d'écoulement de la phase gazeuse. Un critère de transition macroscopique entre chaque mode peut être attribué, selon ces auteurs, à l'unique nombre de cavitation CN.

$$CN = \frac{P_{inj} - P_{chambre}}{P_{chambre} - P_{vap}} \quad (2.5)$$

avec P_{inj} : pression d'injection
 $P_{chambre}$: pression du milieu d'injection
 P_{vap} : pression de vapeur saturante

Le premier mode « Incipient cavitation » apparaît pour un nombre de cavitation CN compris entre 0,65 et 1. Ce mode semble être le premier observé après l'apparition de la cavitation et il est caractérisé par un nuage peu dense de petites bulles de taille quasi identique. Lorsque CN augmente, la densité et l'épaisseur du nuage augmente jusqu'à remplir la moitié du trou.

Lorsque le nombre de cavitation augmente au delà de 1, le nuage devient de plus en plus dense et il devient difficile de distinguer les bulles. Au moment où CN atteint 1,2 il apparaît un nouveau mode appelé « Pre-film stage cavitation », les bulles ont tendance à fusionner pour former de grosses bulles ou de petits films gazeux. Ce mode correspond à un mode de transition et a lieu dans une plage très petite du nombre de cavitation.

Dès que CN atteint 1,3 Arcoumanis et al. observent l'apparition d'un nouveau mode dénommé « Film stage cavitation ». Ce mode correspond à une transformation quasi complète des bulles en films de vapeur de gasole. La phase vapeur est ici totalement séparée de la phase liquide et semble occuper un tiers de la section du trou. En augmentant CN, il ne semble pas y avoir d'évolution notable de la structure de la phase gazeuse.

Un phénomène supplémentaire appelé « String-type cavitation » a été observé par Arcoumanis et al. pour les injecteurs à trous latéraux. Ce phénomène correspond à l'apparition de bulles de vapeur à l'intérieur de l'injecteur entre le nez de l'aiguille et la buse (figure 2.13a). Les bulles naissent dans une zone de re-circulation et sont évacuées par les trous de l'injecteur sous forme de petits filets (figure 2.13b). Ces filets gazeux traversent les trous dans la phase liquide, c'est à dire dans les deux tiers bas des trous, et interfèrent ensuite avec les films gazeux près de la sortie (figure 2.11c photo de gauche) pour former une structure mixte composée de bulles et de films de vapeur. Cette structure remplit toute la section à la sortie du trou. (figure 2.14).

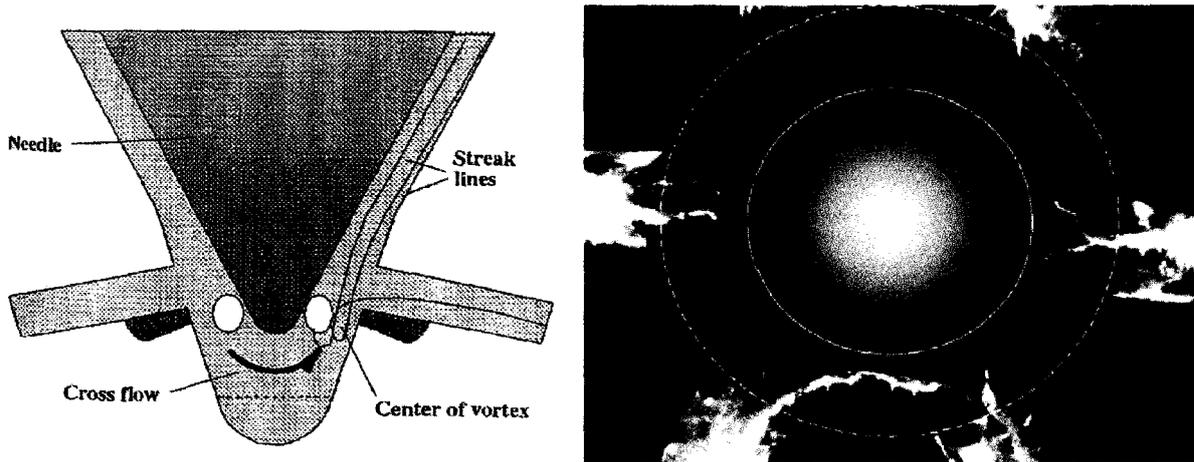


Figure 2.13 : (a) à gauche, l'origine de la « String type cavitation » dans des zones de re-circulation (b) à droite, la visualisation expérimentale des filets gazeux et leur évacuation par les trous

Notons qu'en présence de ce phénomène, le profil de vitesse en sortie du trou doit être relativement homogène sur l'ensemble de la section alors qu'en son absence, la présence du film gazeux diminue la section effective de passage de la phase liquide et accroît par conséquent les vitesses locales de cette phase.

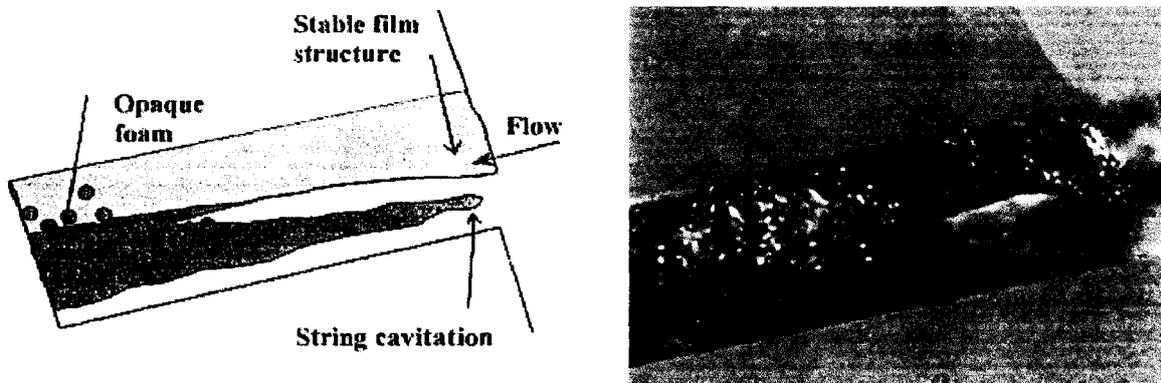


Figure 2.14 : Visualisation de la destruction du film gazeux par la « String type cavitation »

La cavitation engendre donc des phénomènes complexes qui sont probablement à l'origine des perturbations désintégrant le jet liquide. Les études théoriques menées jusqu'alors sur la cavitation se limitent à la modélisation numérique de l'évolution d'un ensemble de bulles de tailles et de distribution déterminées qui ont été introduites dans l'écoulement dans les zones où la pression est inférieure à la pression de vapeur saturante du gasole [22]. La présence de forts gradients et donc l'instabilité numérique du calcul dans le trou ainsi que l'hypothèse sur la distribution initiale des bulles ne permet pas d'obtenir des résultats représentatifs de la réalité. La modélisation numérique de la cavitation n'est donc pas actuellement achevée et nécessite encore de nombreux travaux. Cependant elle permettra de simuler la cavitation dans les conditions moteur, et donc de prendre en compte la température dont elle dépend fortement comme le signale Eifler [27].

2.1.1.2.2 L'influence de la turbulence liquide

D'autres auteurs comme Dejuhasz et Schweitzer [voir Reitz [28]], Wu et al. [29], expliquent la désintégration du jet par l'effet de la turbulence liquide. La composante de vitesse radiale dans l'écoulement turbulent est selon eux responsable de cette rupture dès que la paroi du trou a disparu. (figure 2.15).

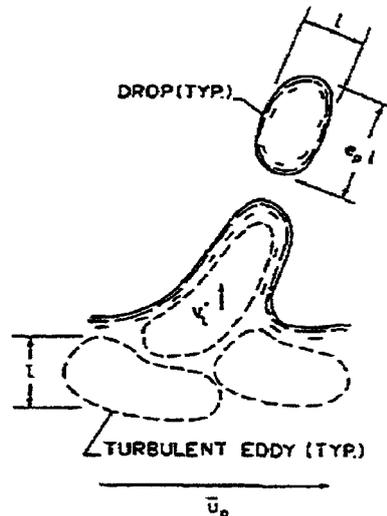


Figure 2.15 : Désintégration du jet liquide par la turbulence liquide [29]

Cependant Wu et al. [30] proposent une explication un peu différente pour les trous à petit rapport L/D comme ceux des injecteurs standard Diesel. Ils considèrent dans ce cas une plus faible amplitude de la turbulence liquide en sortie des trous et expliquent la désintégration par l'arrachement de la couche limite sur la surface ondulée en ligaments qui se transforment ensuite en gouttelettes comme pour le Rayleigh break-up. Ce mode de désintégration a été dénommé par ses auteurs « Stripping break-up » (figure 2.16).

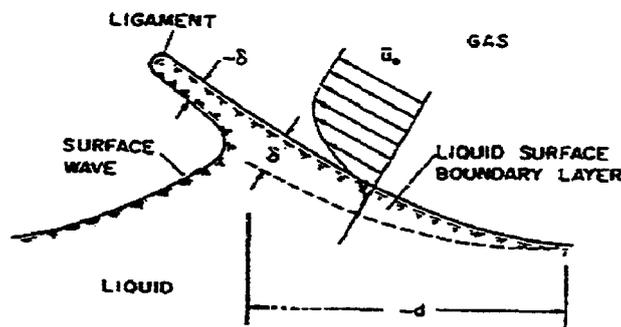


Figure 2.16 : Stripping break-up, de type cisaillement [30]

Notons que la turbulence liquide peut être due à la cavitation comme le propose Ruiz et Chigier [23] (figure 2.10) et que les différentes influences exposées sont très certainement couplées.

Plusieurs autres explications ont été avancées comme le réarrangement du profil de vitesse dans la couche limite étudié par Shkadov [voir Eifler [27]]. On peut effectivement penser que le changement brusque des contraintes tangentielles à la sortie de l'injecteur puisse être à l'origine de perturbations de surface. Seulement, la présence de cavitation dans les trous rend l'étude théorique très délicate.

Enfin, Giffen et Muraszew [voir Reitz [28]] explique la désintégration du jet par les oscillations de la pression d'injection. Cette hypothèse a été plusieurs fois dénoncée et en particulier par Reitz [28] qui signale que la désintégration du jet peut aussi avoir lieu à pression d'injection constante. De plus, Eifler [27] rapporte que la pression d'injection au nez de l'injecteur, après l'avoir mesurée, n'oscille pratiquement pas.

En résumé, le régime d'atomisation est très difficile à explorer de manière théorique contrairement aux trois autres évoqués précédemment. Cependant les différentes études expérimentales ont permis de comprendre le mécanisme de désintégration du jet qui semble être initié par la cavitation et entretenu par les effets aérodynamiques en dehors du trou. Notons néanmoins qu'il serait intéressant de visualiser la cavitation dans les conditions moteur, c'est à dire à haute température pour vérifier l'existence des mêmes modes ou de nouveaux modes.

2.1.2 Les régimes de désintégration des gouttelettes « break-up secondaire »

Une fois le jet liquide désintégré, les gouttelettes obtenues possèdent encore une forte énergie cinétique. Elles sont donc soumises à différentes sollicitations telles que les forces de pression ou les forces aérodynamiques. De nombreux auteurs ont étudié la désintégration des gouttelettes et ont constaté plusieurs modes de désintégration que ce soit par l'expérimentation ou par différentes modélisations. Le nombre de modes varie selon les auteurs mais trois modes semblent être cités systématiquement : le mode « bag break-up », le mode « shear ou stripping break-up » et un mode de transition entre les deux « Multimode ou transition break-up ».

Le mode « bag break-up » est le premier mode de désintégration de la gouttelette, il apparaît lorsque les forces de pression prédominent sur les forces de tension de surface de la gouttelette. Une représentation de ce mode est exposée sur la figure 2.17 et a été obtenue par Samenfink [31] à l'aide d'un appareil générant des gouttelettes dans un flux d'air.

Ce mode de désintégration a aussi été illustré par Lane et Simmons [voir Lefebvre [9]] (figure 2.18). Les forces de pression dynamiques déforment la gouttelette jusqu'à former une poche qui éclate et produit de nombreuses petites gouttelettes. La transition entre la gouttelette déformée et sa désintégration est caractérisée par un nombre de Weber critique We_{crit} . La valeur de We_{crit} varie suivant les auteurs entre 10 et 20 en fonction de la nature du fluide injecté. Cette dépendance est liée à la viscosité du fluide qui n'est pas prise en compte par le nombre de Weber. C'est pour cette raison que plusieurs auteurs ont proposé une correction du nombre de Weber critique à l'aide du nombre d'Ohnesorge.

D'après Hinze [32], cette correction peut être formulée par la relation suivante:

$$We_{crit_corrige} = We_{crit} \cdot [1 + f(Oh)] \quad (2.6)$$

avec
$$Oh = \frac{\mu_d}{\sqrt{\rho_d \cdot D \cdot \sigma_d}} \quad ; \quad We = \frac{\rho_{gaz} \cdot u_r^2 \cdot D}{\sigma_d} \quad (2.7)$$

L'indice 'd' correspond au fluide composant la gouttelette et « D » représente le diamètre initial de la gouttelette. Notons que la vitesse u_r représente la vitesse relative entre la gouttelette et le gaz ambiant.



Figure 2.17 : Désintégration d'une gouttelette dans le mode « Bag break-up » [31]

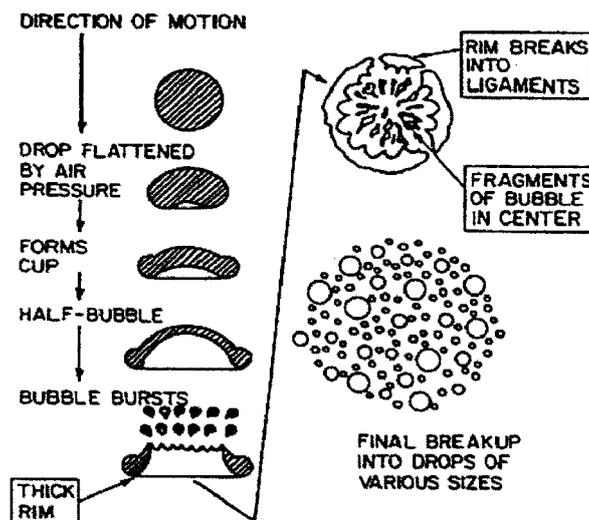


Figure 2.18 : Le « bag break-up » selon Lane et Simmons

Le deuxième mode communément reconnu par l'ensemble des auteurs est le « Stripping break-up » (figure 2.19). Il a lieu pour des nombres de Weber supérieurs ($We > 40$ d'après Schemhl et al. [33]), c'est à dire pour des vitesses supérieures ou des diamètres de gouttelettes plus grands.



Figure 2.19 : Désintégration d'une goutte dans le mode « Stripping ou Shear break-up » [31]

Le mécanisme est cette fois ci lié aux forces de cisaillement (figure 2.20). Les contraintes aérodynamiques sont ici prépondérantes, elles arrachent en quelque sorte la périphérie de la goutte en ligaments qui se transforment ensuite en petites gouttelettes. Ce mode est équivalent à celui exposé au chapitre 2.1.1.2.2 pour la désintégration du jet liquide et semble être le plus répandu au cours d'une atomisation dans un moteur Diesel.

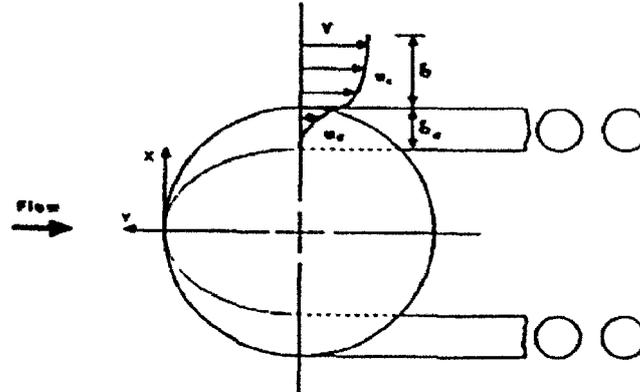


Figure 2.20 : Stripping break-up dû au forces de cisaillement.

Les différents auteurs ont observé un mode transitoire « Multimode break-up » situé entre les deux modes cités précédemment. Il correspond à une association des deux autres modes (figure 2.21) et il est donc caractérisé par un nombre de Weber intermédiaire ($20 < We < 40$).



Figure 2.21 : Désintégration d'une goutte dans le mode « Multimode break-up »

Ces trois modes ont été représentés sur la figure 2.22 en fonction du nombre de Weber et du nombre d'Ohnesorge (« Oh » ou « On ») par Schmehl et al. [33] de façon à prendre en compte la viscosité du fluide et sont donc distingués par des courbes de transition d'équation (2.6).

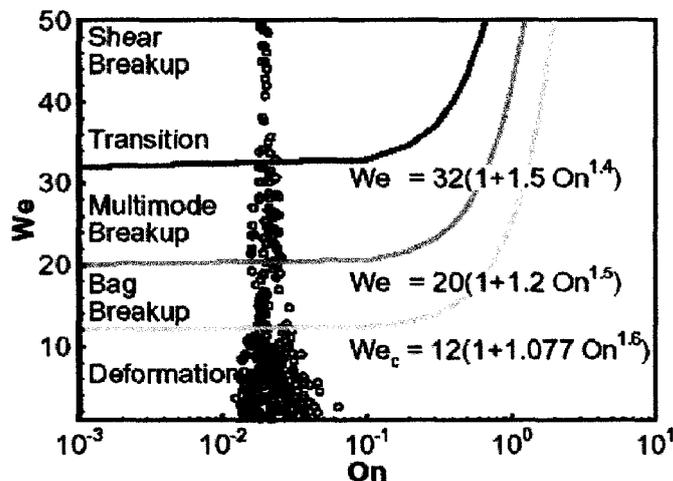


Figure 2.22 : Modes de break-up selon Schmehl et al. [76]

Plusieurs études théoriques ont été menées par différents auteurs sur la base de la théorie des instabilités établie par Rayleigh-Taylor (figure 2.23). Cette théorie est semblable à celle évoquée au chapitre 2.1.1 pour l'étude de la désintégration du jet liquide. Les prédictions obtenues [voir Lambert [22]] semblent correctes pour la trajectoire des gouttelettes, cependant leurs tailles sont nettement sous-estimées et la désintégration des gouttelettes est trop précoce.

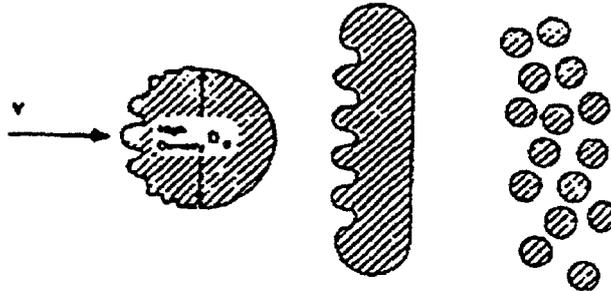


Figure 2.23 : Désintégration d'une goutte due aux instabilités de Rayleigh-Taylor [chu, voir Lambert [22]]

2.1.3 Les modèles de coalescence et de collision

Les phénomènes de coalescence et de collision jouent sans aucun doute un rôle important dans le cas de l'injection directe Diesel. Effectivement, l'angle du jet étant très faible (20° environ), les gouttelettes générées par la désintégration du jet ont une forte probabilité d'interférer entre elles, d'autant plus que les premières éjectées sont freinées par le milieu ambiant et très vite rattrapées par les suivantes dans leur sillage. La collision entre deux gouttelettes peut engendrer deux cas de figure. Elles peuvent soit fusionner pour donner une plus grosse gouttelette, soit s'échanger de la quantité de mouvement et donc être déviées de leur trajectoire avec un changement de vitesse. -

La modélisation de la collision est, dans la majeure partie des cas, traitée de manière stochastique. La probabilité de coalescence ou de séparation n'est pas totalement prise au hasard, elle s'appuie sur des données expérimentales. Brazier-Smith et al.[34] ont étudié la collision de gouttes d'eau à pression atmosphérique et ont établi un diagramme (figure 2.25a) représentant trois régimes de collision en fonction du nombre de Weber et du facteur d'excentricité B entre les deux gouttes (voir figure 2.24).

B est défini par :

$$B = \frac{\chi}{r_1 + r_2} \quad (2.8)$$

Les trois régimes correspondent sur le diagramme à trois zones. La première zone correspond à une coalescence permanente c'est à dire qu'elle se produit systématiquement pour chaque couple (We, B) s'y référant. La deuxième zone correspond à des résultats de collision non déterminés (zone grisée). La dernière zone comprend l'ensemble des couples (We, B) correspondant à une séparation assurée des gouttes après la collision. La probabilité de coalescence dans la première zone est donc égale à 1, elle est égale à 0 dans la troisième et une valeur sera prise de manière aléatoire entre 0 et 1 dans la deuxième

zone. On pourra établir, dans cette dernière zone, une évolution linéaire de l'échelle de probabilité en fonction de l'éloignement du couple (We, B) étudié aux deux courbes de transitions.

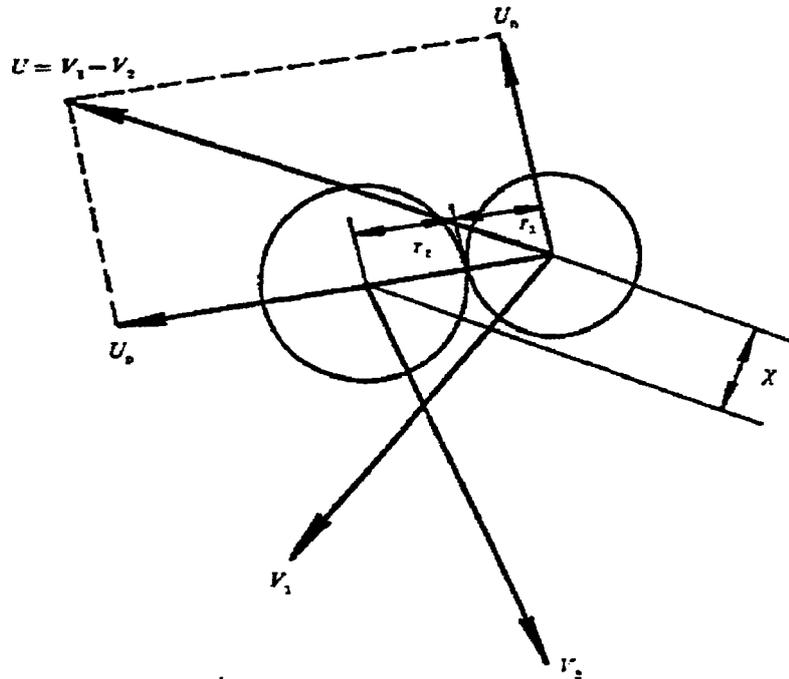


Figure 2.24 : Définition des différents paramètres de collision[22]

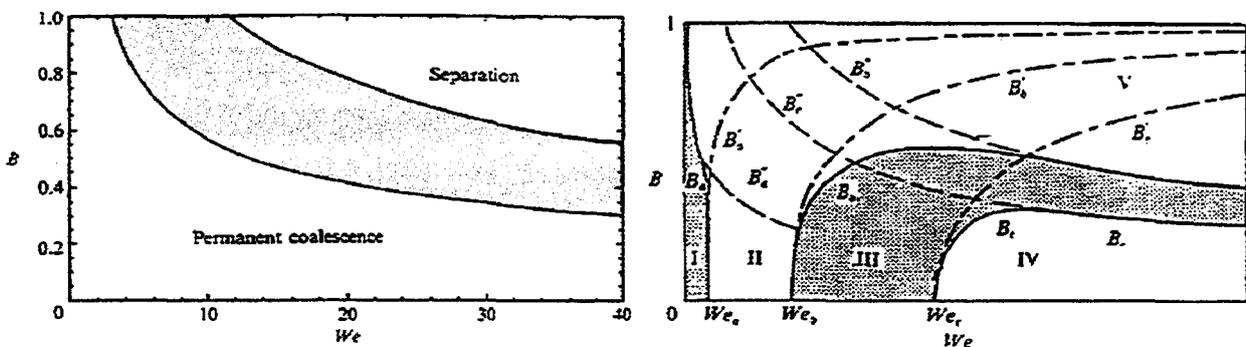


Figure 2.25 : (a) : à gauche les résultats de Brazier-Smith et al. [34]
(b) : à droite, ceux de Jiang et al. [35]

Dans le cas de l'injection Diesel, on préférera le diagramme de Jiang et al. [35] (figure 2.25b) qui a été établi de la même manière que celui de Brazier-Smith et al. mais cette fois ci pour un hydrocarbure. Jiang et al. ont affiné leur étude et dénombré cinq zones avec pour chacune une probabilité de coalescence déterminée : les zones grisées sont des zones de coalescence, les autres des zones de collision suivie de séparation. On notera que dans la zone IV, les gouttelettes coalescent mais l'énergie de collision est telle qu'elle dépasse l'énergie superficielle de la masse coalescée et la gouttelette obtenue se re-divise en deux. La zone V correspond à un régime particulier puisque les gouttelettes interfèrent violemment avec une forte excentricité. Les forces de cisaillement dominent

dans ce régime et dans la plupart des cas arrachent à la surface des gouttelettes des petites gouttelettes dites satellites.

La définition du nombre de Weber définie par Jiang et al. est différente de celle communément utilisée. Ainsi les différents nombres de Weber de transition entre ces différents régimes sont définis par :

$$We_a = -0,64 \cdot \frac{\mu}{\sigma} + 0,1 ; \quad We_b = 2,1 \cdot \frac{\mu}{\sigma} + 0,07 ; \quad We_c = 4,86 \cdot \frac{\mu}{\sigma} + 0,3 \quad (2.9)$$

2.1.4 Conclusions

L'étude « microscopique » de l'atomisation du gasole montre la complexité et l'interdépendance des différents phénomènes mis en jeu. La modélisation de ces différents phénomènes est très difficile car de nombreuses hypothèses doivent être émises et leur viabilité ne peut être établie que par une comparaison avec l'expérimentation. Le phénomène le plus complexe à modéliser semble être la cavitation dans les trous ainsi que ses effets sur la désintégrations liquide. Nous avons vu que de nombreux auteurs à l'aide de différentes hypothèses ont réussi à expliquer différents régimes de cavitation mais la mise en équation pour la résolution numérique de l'écoulement n'a pas encore abouti. C'est à dire que les résultats obtenus jusqu'alors ne sont pas réalistes d'autant plus que le facteur d'échelle gigantesque (2000 à 3000) entre le diamètre d'une gouttelette ou d'une bulle et la taille du jet impose un découplage de la modélisation. On modélise d'abord dans le trou à l'échelle de la bulle puis les résultats obtenus en sortie du trou sont imposés en entrée pour la modélisation du jet sous forme « macroscopique » sous forme d'une distribution de bulles de différents diamètres. Il existe donc une perte d'information non négligeable (le vecteur vitesse de chaque bulle par exemple) qui semble condamner une partie des effets de la cavitation sur la désintégration du jet. -

L'optimisation des différents modèles nécessite une bonne connaissance de la réalité, c'est pourquoi nous allons au cours de la deuxième partie de ce chapitre exposer les différents résultats expérimentaux caractérisant les jets à l'échelle « macroscopique ».

2.2 Les caractéristiques macroscopiques de l'atomisation Diesel

Les différents phénomènes microscopiques évoqués précédemment mènent à l'obtention d'un jet de taille macroscopique. Ce jet est communément caractérisé dans la littérature par plusieurs propriétés :

- La pénétration du jet
- L'angle du cône formé par le jet
- Le diamètre moyen de Sauter (SMD)
- La surface projetée du jet
- Le coefficient de débit
- La distribution angulaire du liquide dans le jet appelé « Patterning »

2.2.1 La pénétration du jet « S »

Les pénétrations de jets Diesel peuvent être classées en deux catégories : la pénétration de la phase liquide et celle de la phase vapeur. Pour chaque phase, elle correspond à la distance séparant le front de la phase considérée au centre de l'injecteur (voir annexe I pour plus de détails).

La visualisation de la phase vapeur est délicate et nécessite l'utilisation de matériels onéreux. C'est sans doute pour cette raison qu'il n'existe que très peu d'articles relatant la pénétration de cette phase. Kim et al. [36] ont récemment étudié cette phase grâce à la technique Exciplex LIF (voir chapitre 3). La figure (2.26) décrit l'évolution de ces deux types de pénétration (liquide et gaz) en fonction de la température.

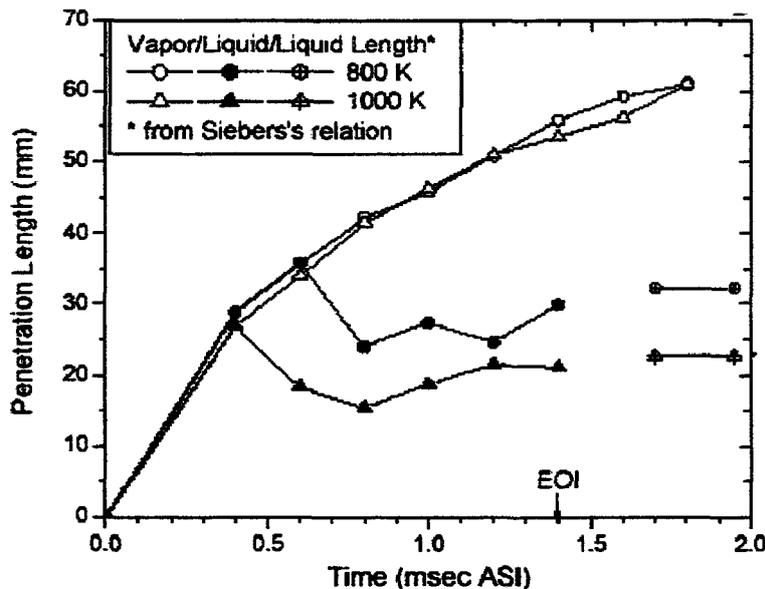


Figure 2.26 : Evolution de la pénétration des phases liquide et vapeur en fonction de la température [36]

Ces résultats montrent bien la dépendance de la pénétration maximum de la phase liquide avec la température. Notons que la pénétration liquide se stabilise sur son maximum jusqu'à la fin de l'injection. De plus, Kim et al. constatent que ce maximum est indépendant de la pression d'injection (figure 2.27) et expliquent ce phénomène par un meilleur échange convectif des gouttes avec le milieu ambiant, et donc une plus forte évaporation, lorsque la pression augmente (c'est à dire lorsque la vitesse augmente).

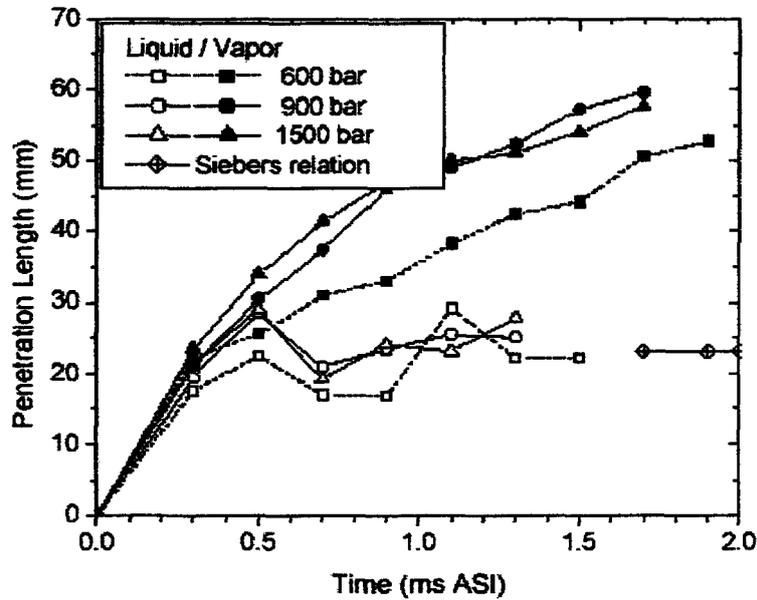


Figure 2.27 : Evolution de la pénétration des deux phases avec la pression d'injection

Siebers ([22], voir [36]) a d'ailleurs quantifié ce maximum à l'aide de la relation (2.10). Kim et al. [36] ont comparé la valeur obtenue, à l'aide de cette relation, avec leurs résultats expérimentaux et obtiennent une très bonne corrélation (voir figures 2.26 et 2.27).

$$S_{\max} = \frac{b}{a} \sqrt{\frac{\rho_l}{\rho_g} \frac{\sqrt{C_d} \cdot d}{\tan(\theta/2)}} \sqrt{\left(\frac{2}{B(T_g, P_g, T_l)} + 1 \right)^2 - 1} \quad (2.10)$$

Les différents paramètres sont détaillés dans la référence [[22] citée par Kim et al.[30]]

Ce maximum est cependant très peu évoqué par les différents auteurs ayant étudié la pénétration de la phase liquide car dans la plupart des cas leurs expérimentations se sont déroulées à température ambiante. Effectivement, comme le montre la figure 2.26, plus la température diminue, plus l'apparition du palier de pénétration de la phase liquide est tardive. A température ambiante, les gouttelettes ne s'évaporent pas, le palier n'intervient pas avant la fin d'injection. Dans ces conditions, voici ci-après les différentes relations qui ont été établies par plusieurs auteurs pour caractériser l'évolution de la pénétration de la phase liquide.

En 1964, Sitkey ([7], voir chap VII [9]) a obtenu, à l'aide d'une analyse dimensionnelle, l'expression suivante :

$$S=0,2.d.\left(\frac{U_l.t}{d}\right)^{0,48}.\left(\frac{U_l.d}{v_l}\right)^{0,3}.\left(\frac{\rho_l}{\rho_g}\right)^{0,35} \quad (2.11)$$

Avec d : le diamètre du trou
 U_l : la vitesse du jet en sortie de trou
 t : le temps écoulé depuis le début de l'injection
 ρ_l : la masse volumique du gasole
 ρ_g : la masse volumique du milieu d'injection

Taylor et Walsham ([8], voir chap VII [9]), à l'aide de méthodes photographiques, ont établi la corrélation (2.12) où ΔP_l représente la différence de pression de part et d'autre du trou.

$$S=0,5.d.\left[\left(\frac{\Delta P_l}{\rho_g}\right)^{0,5}.\frac{t}{d}\right]^{0,64}.\left(\frac{L}{d}\right)^{0,18} \quad (2.12)$$

Selon Hay et Jones ([10], voir chap VII [9]), la relation (2.11) sur-estime la pénétration pour des conditions de pleine charge du moteur tandis que la relation (2.12) sous-estime l'effet du rapport « L/d » du trou.

Hay et Jones préconisent plutôt l'utilisation de la relation (2.13) de Dent ([9], voir chap VII [9]) qui semble d'après eux être en accord avec les résultats de plusieurs expérimentateurs.

$$S=3,01.\left[\left(\frac{\Delta P_l}{\rho_g}\right)^{0,5}.d.t\right]^{0,5}.\left(\frac{295}{T_g}\right)^{0,25} \quad (2.13)$$

Cependant, Bae et Kang [37] ont comparé cette relation à leurs résultats expérimentaux et obtiennent une très mauvaise corrélation.

Hiroyasu et Arai [3] à l'aide de leurs résultats expérimentaux et en appliquant la théorie des instabilités de Levich [voir hiroyasu et al. [3]] ont obtenu les relations (2.14) et (2.15) qui semblent satisfaire à la quasi unanimité des auteurs. Rantanen et al. [38] ont même obtenu une très bonne corrélation avec un injecteur à l'échelle 4. Hiroyasu et Arai [3] scindent le développement du jet en deux relations. La relation (2.14) correspond à

l'évolution temporelle de la pénétration tant que le jet n'est pas désintégré. Le temps de break-up est estimé par la relation (2.16). La relation (2.15) correspond à l'évolution temporelle de la pénétration à partir du moment où le jet se désintègre. Notons que pour les conditions d'injections des moteurs Diesel récents, le temps de break-up est très petit devant le temps d'injection voire inexistant (voir chapitre 2.1).

$$S=0,39.\left(\frac{2.\Delta P_l}{\rho_g}\right)^{0,5}.t \quad \text{pour } t < t_b \quad (2.14)$$

$$S=2,95.\left(\frac{\Delta P_l}{\rho_g}\right)^{0,25}.(d.t)^{0,5} \quad \text{pour } t > t_b \quad (2.15)$$

$$t_b=28,65.\rho_l.d.\left(\rho_g.\Delta P_l\right)^{-0,5} \quad (2.16)$$

D'autres auteurs comme Arrègle et al. [39] préfèrent utiliser une méthode d'identification de façon à déterminer les puissances de chaque paramètre supposé influencer la pénétration.

$$S \propto d^a . P_{inj}^b . \rho_g^c . t^d \quad (2.17)$$

Ils obtiennent après identification $a=0,37$; $b=0,262$; $c=-0,406$ et $d=0,568$ avec $R^2=98,2\%$. Mais ces coefficients ne vérifient pas l'analyse dimensionnelle de la relation (2.17). Wakuri et al. [voir Arrègle et al. [39]] proposent de prendre en compte l'angle du jet, qui n'apparaît pas dans l'analyse dimensionnelle, comme variable dans l'expression de la pénétration (2.18).

$$S \propto d^a . P_{inj}^b . \rho_g^c . \tan\left(\frac{\theta}{2}\right)^{0,5} . t^d \quad (2.18)$$

Arrègle et al. obtiennent aussi à l'aide de cette relation une très bonne corrélation avec leurs résultats expérimentaux et cette fois ci avec des coefficients vérifiant l'analyse dimensionnelle ou presque puisque $a=0,608$; $b=0,283$; $c=-0,242$ et $d=0,523$ avec $R^2=97,96\%$. Notons que l'analyse dimensionnelle impose que $d=2b$; $c=-b$ et $a=1-d$.

Enfin certains auteurs comme Verhoeven [41] ou Morgan et al.[40] ne caractérisent la pénétration que de manière temporelle sans prendre en compte les conditions d'essais et obtiennent alors une relation de la forme suivante :

$$S=a.t^b \quad (2.19)$$

Le coefficient 'a' obtenu est alors dépendant des conditions d'essais. Il est compris, d'après Verhoeven, dans l'intervalle [35,9..80,6] alors que Morgan et al. l'inscrivent dans l'intervalle [39..45,1]. Le coefficient 'b' est selon Verhoeven égal à 0,51 alors que Morgan et al. le trouvent égal à 0,42.

Les différentes relations que nous venons d'exposer concernent l'évolution de la pénétration d'un jet libre. Callahan et al. (voir [42]) proposent une correction (2.20) dans le cas où le jet est dévié par un swirl.

$$\frac{S_{swirl}}{S} = \left(1 + \frac{\pi R_s N S}{30 U_l} \right)^{-1} \quad (2.20)$$

« R_s » représente le taux de swirl et correspond au rapport entre la vitesse angulaire du swirl en tr/min et le régime du moteur « N ».

Les relations exprimant l'évolution de la pénétration de la phase liquide sont donc nombreuses. Cependant les expressions (2.14 – 2.16) formulées par Hiroyasu et Arai [3] semblent être les plus fidèles aux résultats expérimentaux des différents auteurs.

2.2.2 L'angle du jet « θ »

L'angle « θ » correspond dans la littérature à l'angle d'ouverture du jet en sortie de trou (voir annexe I) et fait dans tous les cas référence à la phase liquide. Il reflète directement la qualité de l'atomisation puisque le volume du jet et donc le mélange air/carburant en dépendent.

D'après l'ensemble des auteurs, et à l'examen des différents résultats expérimentaux, comme ceux de Chaves et al. [43] (figure 2.28a) ou ceux d'Hiroyasu et Arai [3] (figure 2.28b), l'angle du jet ne semble pas dépendre de la pression d'injection dans le régime « atomisation ». Il ne dépend que des caractéristiques géométriques du trou de l'injecteur et des propriétés des fluides (gasole et milieu d'injection).

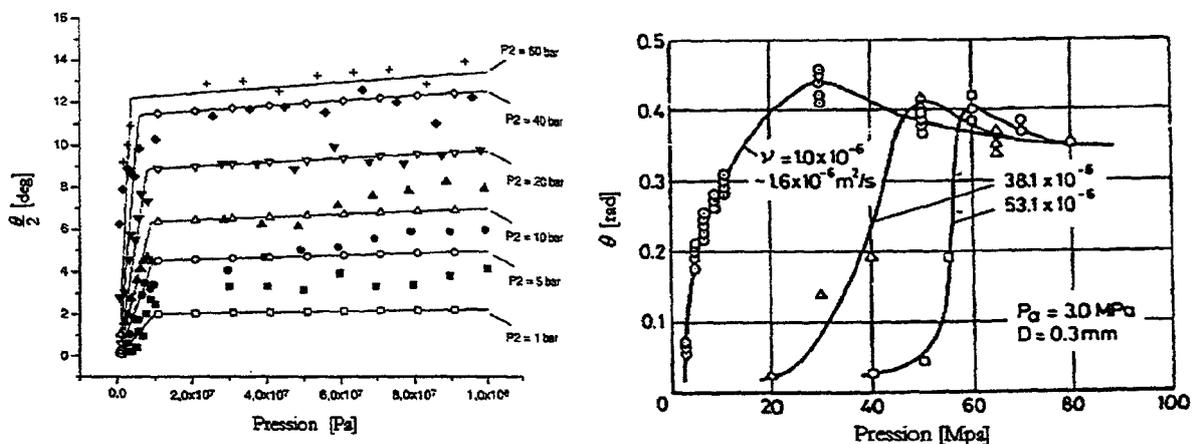


Figure 2.28 : Evolution de θ avec la pression d'injection selon Chaves et al. (a) et selon Hiroyasu et Arai (b)

La théorie des instabilités de surface des jets (voir chapitre 2.1) a permis à Reitz et Bracco [voir [9]] d'établir les relations (2.21), (2.22) et (2.23) pour l'expression de l'angle « θ ». La figure (2.28a) présente une très bonne corrélation entre les résultats expérimentaux de Chaves et al. et la relation théorique (2.21) de Reitz et Bracco.

$$\tan\left(\frac{\theta}{2}\right) = \frac{4\pi}{A} \cdot \sqrt{\frac{\rho_g}{\rho_l}} \cdot f(T) \quad (2.21)$$

Où $f(T)$ peut être approximé par :

$$f(T) = \frac{\sqrt{3}}{6} (1 - e^{-10 \cdot T}) \quad (2.22)$$

avec $T = \left(\frac{Re_l}{We_l}\right)^2 \cdot \frac{\rho_l}{\rho_g}$ (paramètre de Taylor) (2.23)

« A » est déterminé expérimentalement. Il est fonction de la géométrie du nez de l'injecteur et vaut typiquement 4,9 [1]

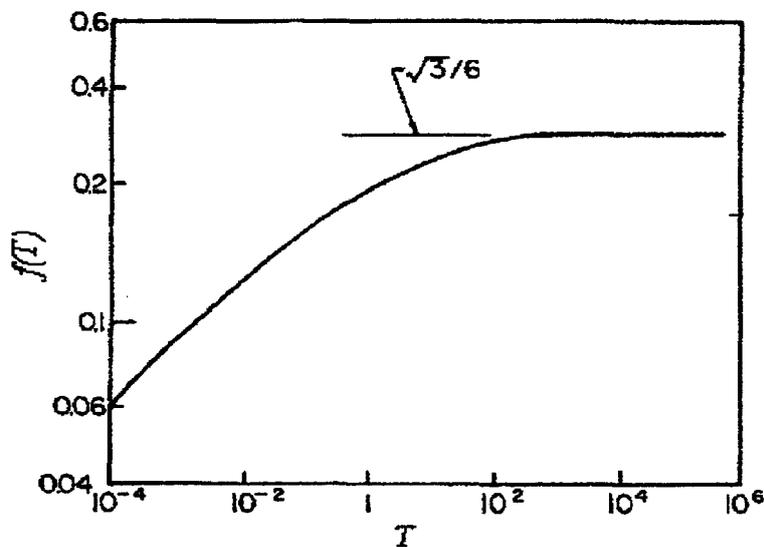


Figure 2.29 : Evolution de la fonction $f(T)$ avec le paramètre de Taylor.

Dans une étude plus récente, Bracco et al. [voir [9]] ont approximé la relation (2.21) pour des jets dans le régime « atomisation » et ont obtenu la relation (2.24):

Dans ce cas, d'après (2.22) $f(T) = \frac{\sqrt{3}}{6}$ et donc

$$\tan\left(\frac{\theta}{2}\right) = \frac{2\pi}{\sqrt{3} \cdot A} \left(\frac{\rho_g}{\rho_l}\right)^{0,5} \quad (2.24)$$

Plusieurs relations ont été établies expérimentalement par différents auteurs :

Yokota et Matsuoka [voir [9]] proposent la relation (2.26) prenant en compte la vitesse du jet ainsi que la viscosité du gasole :

$$\frac{\theta}{2} = 0,0676 \cdot \text{Re}_l^{0,64} \cdot \left(\frac{l}{d}\right)^{-n} \cdot \left[1 - e^{-0,023 \frac{\rho_l}{\rho_g}}\right]^{-1} \quad (2.26)$$

avec $n = 0,0284 \cdot \left(\frac{\rho_l}{\rho_g}\right)^{0,39}$

Hiroyasu et Arai [voir [9]] proposent la relation (2.27) respectant l'analyse dimensionnelle :

$$\theta = 0,05 \cdot \left(\frac{d^2 \cdot \rho_g \cdot \Delta P_l}{\mu_g^2}\right)^{\frac{1}{2}} \quad (2.27)$$

Arrège et al. [39] proposent, au regard de leurs résultats expérimentaux, la relation (2.28) qui correspond à l'expression de l'angle pour le régime « atomisation ». La figure 2.30 permet d'apprécier la bonne corrélation entre les résultats expérimentaux et cette relation.

$$\tan\left(\frac{\theta}{2}\right) \propto d^a \cdot P_{inj}^b \cdot \rho_g^c \quad (2.28)$$

avec $a=0,508$; $b=0,00943$ et $c=0,335$

Une fois encore les résultats expérimentaux montrent la quasi indépendance de l'angle de jet avec la pression d'injection dans le régime « atomisation ».

On remarquera sur la figure 2.30 une dispersion angulaire au début de l'injection. Kuensberg et al. [44] ont d'ailleurs observé ce phénomène lors de leurs expérimentations (figure 2.31). Il semble être lié à la variation de géométrie interne de l'injecteur lors de la levée de l'aiguille.

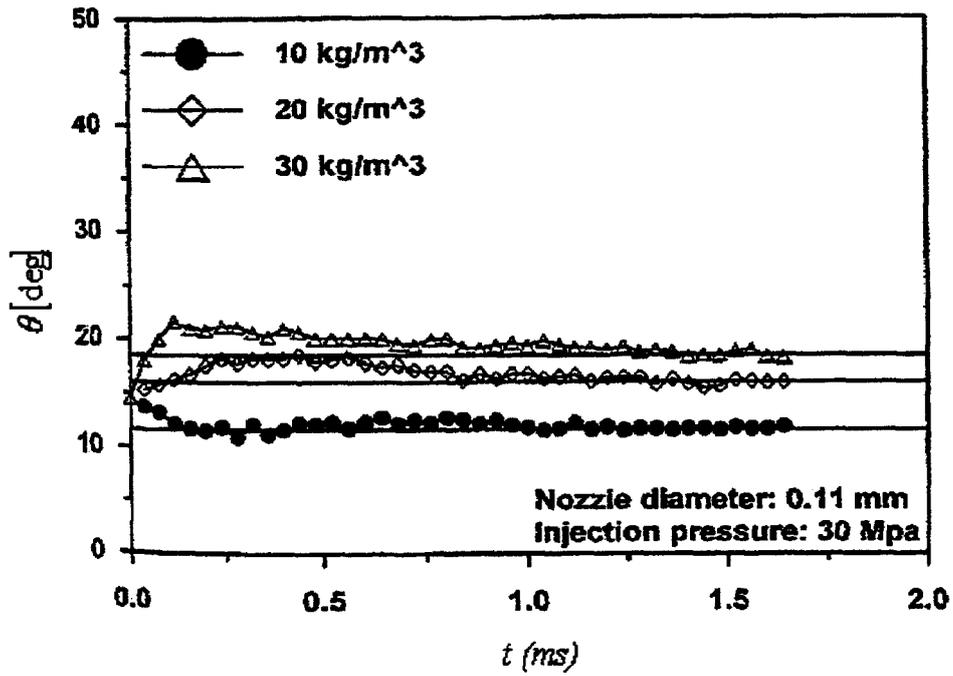


Figure 2.30 : Corrélation entre les résultats expérimentaux de Arrège et al. et la relation (2.28)

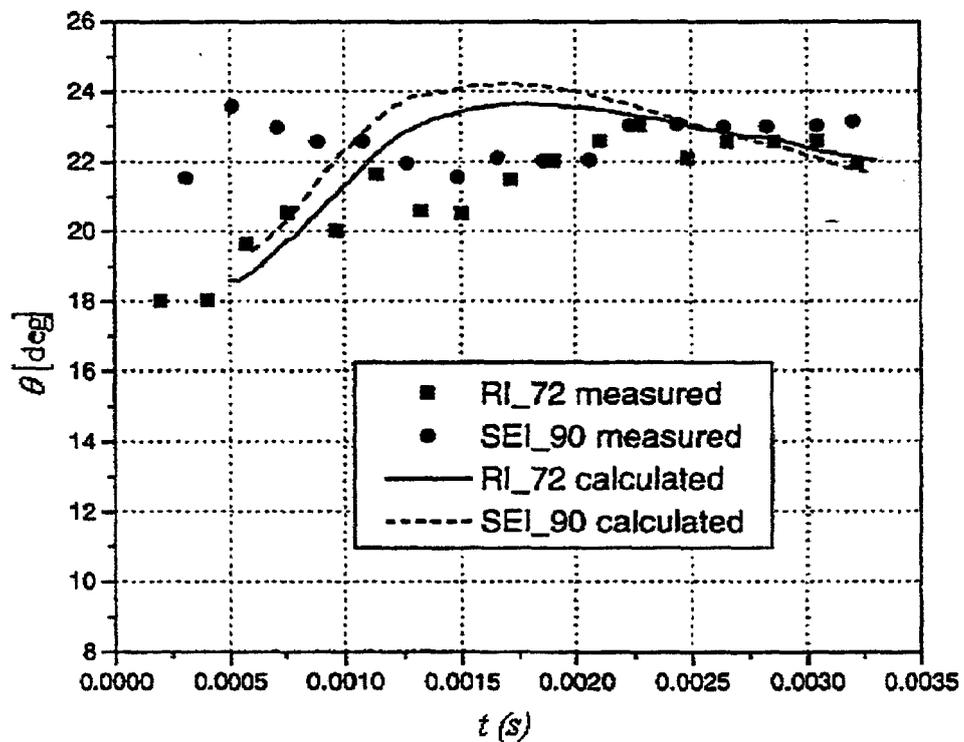


Figure 2.31 : Evolution de l'angle de jet au cours de l'injection [44]

2.2.3 Le diamètre moyen des gouttelettes « SMD »

L'atomisation Diesel produit de nombreuses gouttelettes de différentes tailles. Il est donc possible d'établir un graphe (figure 2.32) qui représente la comptabilisation du nombre de gouttelettes par tranche de diamètre. Ce graphe est représentatif de la qualité de pulvérisation mais devient difficile à exploiter lorsque l'on effectue de nombreux essais puisque l'on obtient un graphe par jet et par injection.

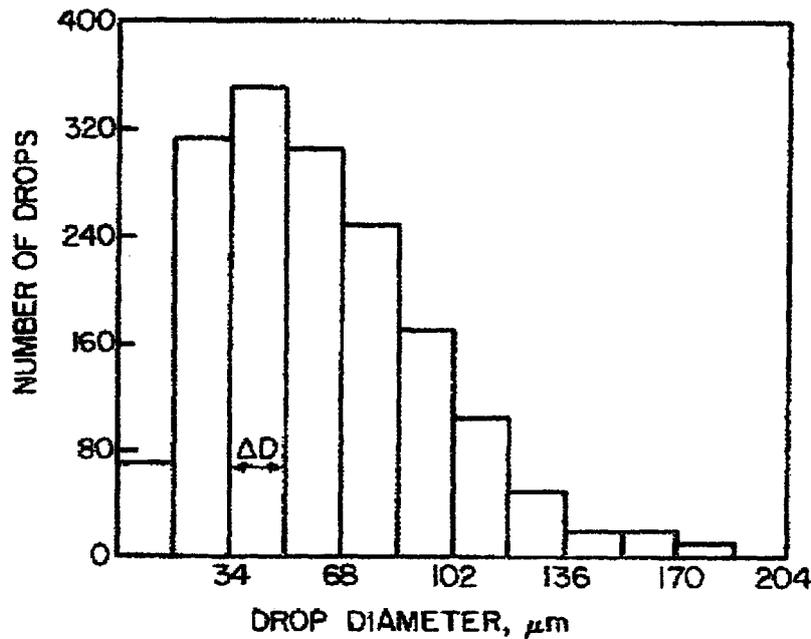


Figure 2.32 : Distribution des diamètres de gouttelettes [9]

L'ensemble des auteurs préfèrent utiliser le diamètre moyen de Sauter « SMD » qui correspond au rapport du volume de l'ensemble des gouttelettes sur la somme de leur surface. On obtient donc un diamètre moyen de gouttelette représentatif de la surface d'échange avec le milieu ambiant de la masse totale de carburant injecté. Il est donc défini par :

$$SMD = d_{32} = \frac{\sum N_i \cdot d_i^3}{\sum N_i \cdot d_i^2} \quad (2.29)$$

N_i est le nombre de gouttelettes appartenant à la classe de diamètre d_i . Le diamètre des gouttelettes est obtenu par des techniques de visualisation par diffraction laser. En effet, les gouttelettes diffractent la lumière monochromatique incidente suivant des angles qui sont fonction de leur diamètre (voir théorie de Mie).

Au regard de leurs différentes expérimentations, les auteurs ont exprimé la SMD en fonction des différents paramètres d'injection. C'est ainsi que Hiroyasu et al. [3] ont

proposé la relation (2.30) en fonction de la différence de pression ΔP_i , de la densité du milieu ambiant et du débit Q de liquide (mm^3/coup).

$$SMD = 23,9 \cdot \Delta P_i^{-0,135} \cdot \rho_g^{0,121} \cdot Q^{0,131} \quad (2.30)$$

Cependant cette relation ne prend pas en compte les caractéristiques du fluide. La figure 2.33 montre pourtant l'influence non négligeable de la viscosité du fluide injecté sur la SMD. Au regard du mécanisme de pulvérisation, on peut envisager que d'autres paramètres comme la tension de surface aient un impact sur la valeur de la SMD.

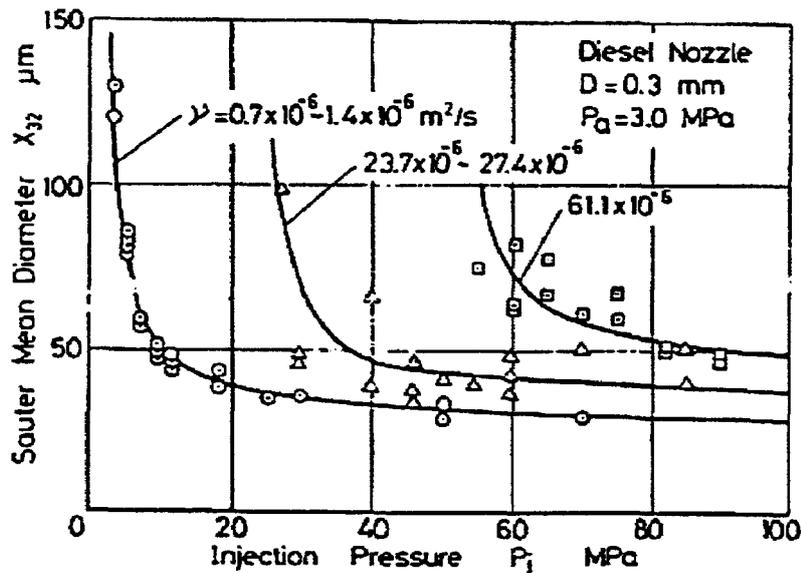


Figure 2.33 : Effet de la viscosité sur la valeur de la SMD

Ces mêmes auteurs, à l'aide d'une analyse dimensionnelle, ont donc établi les relations (2.31) à (2.33) de façon à prendre en compte certaines caractéristiques du fluide. SMD_{LS} représente le diamètre moyen des gouttelettes pour un jet non atomisé complètement (*Second induced wind break-up* suivant certains auteurs ou *incomplete spray* suivant d'autres) et SMD_{HS} représente le diamètre moyen pour le régime « *atomisation* » ou « *complete spray* »

$$\frac{SMD}{d} = \max\left(\frac{SMD_{LS}}{d}, \frac{SMD_{HS}}{d}\right) \quad (2.31)$$

$$\frac{SMD_{LS}}{d} = 4,12 \cdot Re^{0,12} \cdot We^{-0,75} \cdot \left(\frac{\mu_l}{\mu_g}\right)^{0,54} \cdot \left(\frac{\rho_l}{\rho_g}\right)^{0,18} \quad (2.32)$$

$$\frac{SMD_{HS}}{d} = 0,38 \cdot Re^{0,25} \cdot We^{-0,32} \cdot \left(\frac{\mu_l}{\mu_g}\right)^{0,37} \cdot \left(\frac{\rho_l}{\rho_g}\right)^{-0,47} \quad (2.33)$$

D'autres auteurs proposent des relations par identification comme Arrègle et al. [39] :

$$SMD \propto d^{0,1} \cdot P_{inj}^{-0,2} \cdot \rho_g^{0,2} \cdot s^{0,4} \quad (2.34)$$

En associant l'expression de la pénétration d'Hiroyasu et al. (2.15) on obtient la relation d'évolution temporelle de la SMD :

$$SMD \propto d^{0,3} \cdot P_{inj}^{-0,1} \cdot \rho_g^{0,1} \cdot t^{0,2} \quad (2.35)$$

Kihm et al. [45] proposent la relation (2.36) indépendante du diamètre du trou puisque leur étude n'a porté que sur un seul type de nez d'injecteur.

$$SMD = 0,279 \cdot \Delta P_l^{-0,702} \cdot \rho_g^{0,285} \cdot S^{1,521} \quad (2.36)$$

Les variations notables des puissances entre les relations (2.34) et (2.36) peuvent sans doute être expliquées par la géométrie différente de l'injecteur. Arrègle et al. [39] utilisent un injecteur à trous latéraux alors que Kihm et al. [45] expérimentent à l'aide d'un injecteur mono trou axial.

2.2.4 Le volume et la surface projetée du jet

Le volume du jet reflète la concentration globale air/gasole et permet d'établir l'expansion du jet. Il est obtenu en intégrant le contour du jet de manière axisymétrique. Arrègle et al. sont les rares auteurs à avoir exprimé ce volume en fonction des paramètres d'injection :

$$V \propto d^{1,672} \cdot P_{inj}^{0,950} \cdot \rho_g^{-0,299} \cdot t^{1,379} \quad (2.37)$$

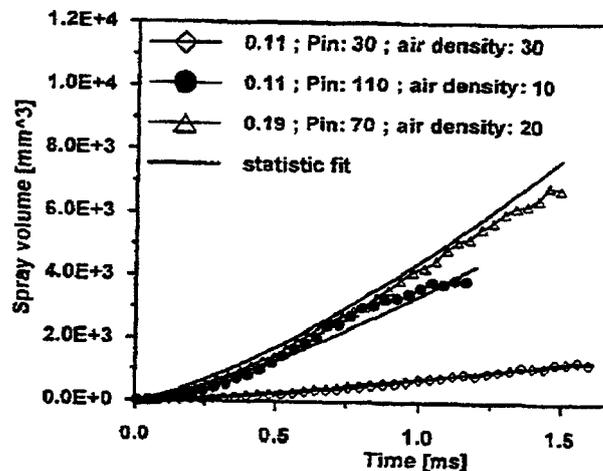


Figure 2.34 : Evaluation de la loi établie par Arrègle et al. vis à vis de leurs résultats expérimentaux

La surface du jet peut être aussi utilisée comme un indicateur de qualité du mélange air/carburant mais là aussi peu d'auteurs la caractérisent. Sjöberg [46] l'a visualisée (figure 2.35) afin d'évaluer l'efficacité de mélange de son injecteur rotatif.

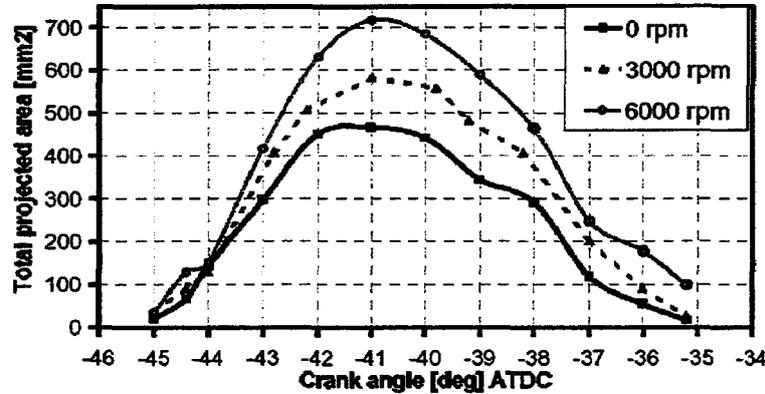


Figure 2.35 : Evaluation de la surface du jet par Sjöberg [46] en fonction de l'angle vilebrequin

2.2.5 Le coefficient de débit « C_d »

Les différents phénomènes intervenant dans le trou de l'injecteur tels que les frottements ou bien l'apparition de la cavitation entraînent une chute de la vitesse moyenne en sortie de trou. Dans le cas où il n'y aurait aucune perte, la vitesse moyenne en sortie de trou s'exprimerait, d'après la relation de Bernoulli, par la relation suivante :

$$U_{s_théorique} = \sqrt{\frac{2\Delta P_l}{\rho_l}} \quad (2.38)$$

Le coefficient de débit « C_d » représente les différentes pertes générées à l'intérieur du trou. Il est en fait l'image des différents phénomènes pouvant avoir lieu à l'intérieur du trou. Il se décompose en deux autres coefficients : le coefficient « C_v » qui représente les pertes occasionnées par les frottements visqueux et le coefficient « C_a » qui correspond à la réduction de la section de passage par les phénomènes de cavitation essentiellement.

$$U_s = C_d \cdot U_{s_théorique} \quad (2.39)$$

$$C_d = C_a \cdot C_v \quad (2.40)$$

Pour un écoulement sans cavitation et pour une géométrie de trou donnée, le coefficient de débit va être essentiellement fonction du nombre de Reynolds (figure 2.36). Il va croître linéairement dans la phase laminaire et devenir constant dans la phase turbulente, ce qui s'explique essentiellement par l'évolution du profil de vitesse avec le nombre de Reynolds.

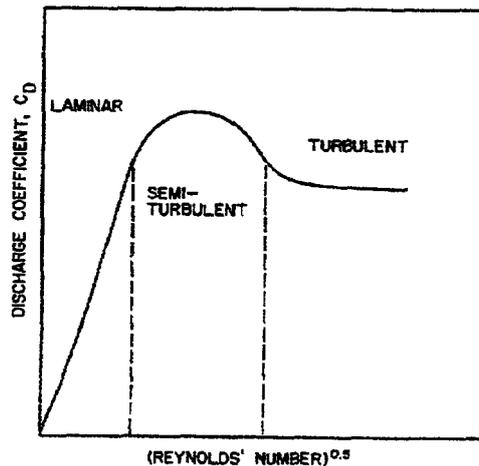


Figure 2.36 : Evolution du coefficient de débit avec le nombre de Reynolds [9]

La géométrie du trou influence considérablement les conditions d'écoulement même sans présence de cavitation. Lefebvre [9], à l'aide des résultats expérimentaux de Lichtarowicz, a résumé l'évolution du coefficient de débit à l'aide de la figure 2.37.

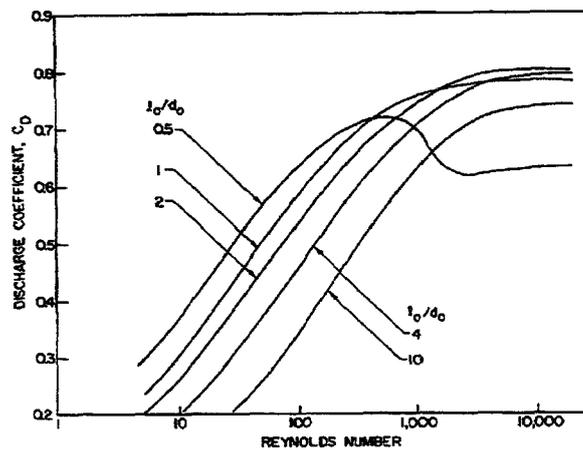


Figure 2.37 : Evolution du coefficient de débit avec le rapport L/d

Spikes et Pennington [47] ont étudié l'influence de l'angle du chanfrein d'entrée du trou sur le coefficient de débit et ont établi la figure 2.38.

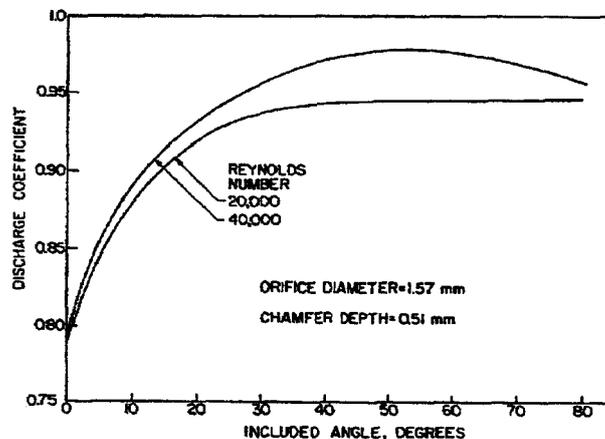


Figure 2.38 : Evolution du coefficient de débit avec l'angle du chanfrein d'entrée

Ces différents résultats montrent bien la forte dépendance de « C_d » avec la géométrie du trou. C'est d'ailleurs un problème qui doit être géré lors de la fabrication des buses d'injecteurs. Les dispersions d'usinage inévitables pour de si petits trous génèrent des variations de coefficients de débit entre les différents trous de la buse. Les différents jets de l'injecteur ne sont donc plus identiques. C'est pourquoi les fabricants d'injecteurs ont recours à une phase d'hydro-érosion (figure 2.39) permettant à la fois d'homogénéiser la géométrie des différents trous mais aussi d'optimiser la valeur du coefficient de débit afin de satisfaire le débit hydraulique imposé par le client.

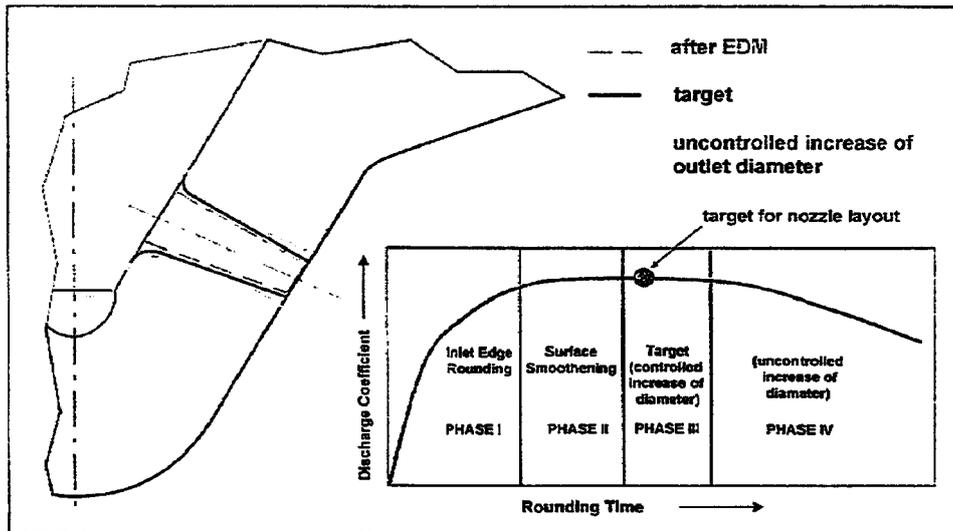


Figure 2.39 : Hydro-érosion des trous de la buse [48]

Plusieurs relations empiriques ont été proposées par différents auteurs pour des écoulements sans cavitation. Nakayama [voir [9]] propose les relations suivantes :

$$\text{pour } 550 < Re < 7000 \quad C_d = \frac{Re^{5/6}}{17,11 \cdot \frac{L}{d} + 1,65 \cdot Re^{0,8}} \quad (2.41)$$

$$\text{pour } Re > 7000 \quad C_d = 0,868 - 0,425 \cdot \left(\frac{L}{d}\right)^{0,5} \quad (2.42)$$

Tandis que Asihmin et al. [voir [9]] proposent, pour des valeurs de L/d comprises entre 2 et 5 et pour un nombre de Reynolds compris entre 100 et 150000, la relation suivante :

$$C_d = \left[1,23 + \frac{58 \cdot \left(\frac{L}{d}\right)}{Re} \right]^{-1} \quad (2.43)$$

Lorsque la cavitation apparaît, elle affecte considérablement le coefficient de débit. Effectivement, la phase gazeuse réduit la section de passage de la phase liquide et perturbe la loi de paroi à l'intérieur du trou. Spikes et Pennington ont évalué l'impact de la cavitation sur « C_d » à l'aide du nombre de cavitation CN et ont représenté leurs résultats sur la figure 2.40.

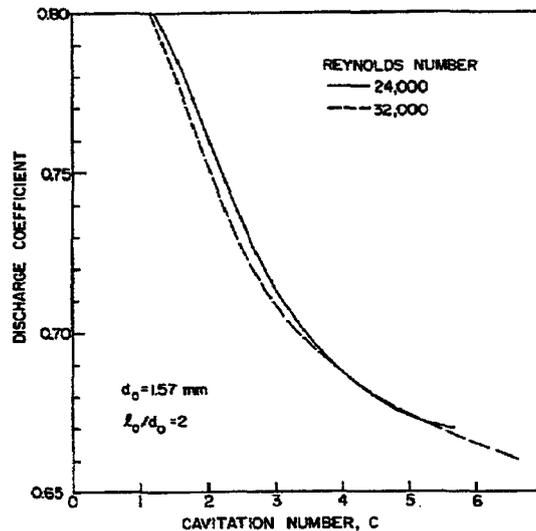


Figure 2.40 : Impact de la cavitation sur le coefficient de décharge

Notons qu'a priori, aucun auteur n'a proposé de relation pour C_d lorsque l'écoulement est cavitant. En fait, il semblerait que la valeur de C_d soit dans ce cas constante et voisine de 0,6 [9]. Le problème majeur est que dans le cas d'une injection Diesel, les conditions d'écoulement n'ont pas le temps de se stabiliser à cause du mouvement de l'aiguille. Le nombre de Reynolds varie et C_d n'est donc pas constant (figure 2.41). Varde et Popa [voir [9]] évaluent une variation de C_d comprise entre 0,5 et 0,8 alors que Kuensberg et al. [44] évaluent cette variation entre 0,65 et 0,9.

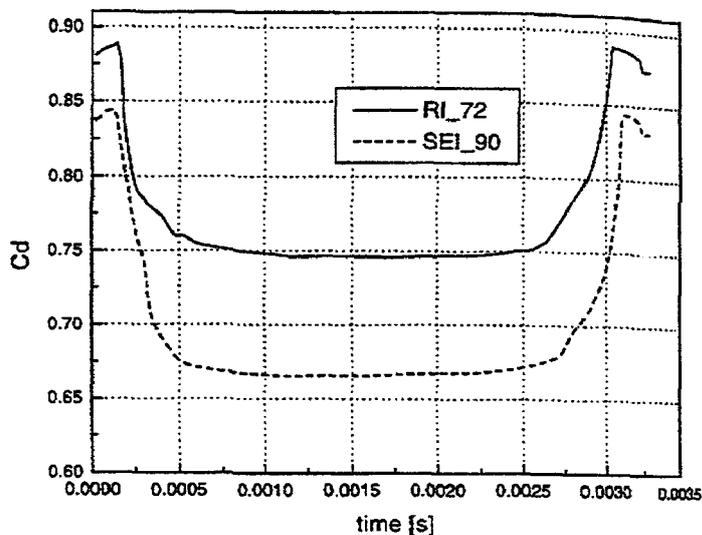


Figure 2.41 : Evolution du coefficient de débit au cours de l'injection pour 2 types d'injecteur [44]

2.2.6 La distribution angulaire du liquide dans le jet « Patterning »

La répartition spatiale des gouttelettes peut être obtenue à l'aide d'un moyen expérimental appelé « patterator ». Ce moyen décrit sur la figure 2.41 consiste à récupérer dans de petits tubes disposés en arc de cercle les volumes de liquide correspondant à chaque angle θ .

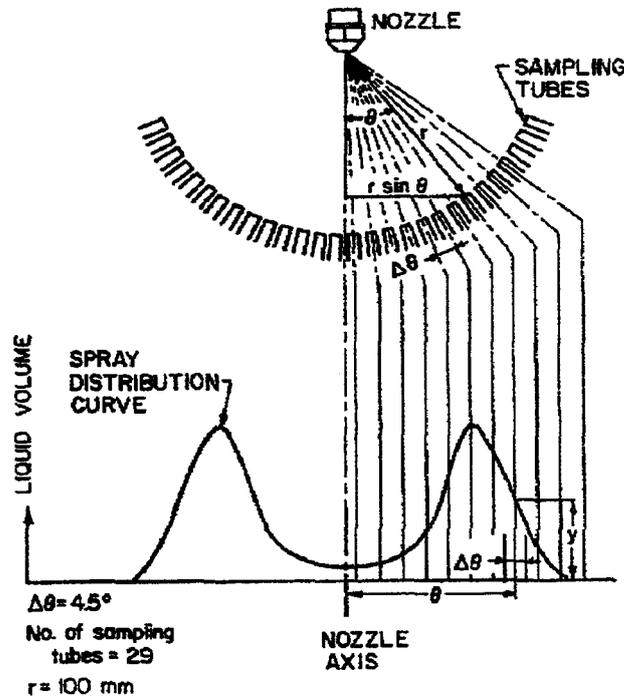


Figure 2.41 : Principe de fonctionnement d'un « patterator »

On obtient alors un graphe permettant d'évaluer la distribution angulaire du liquide et on peut ainsi juger la qualité de la pulvérisation. Des moyens électriques similaires existent en remplaçant les tubes par des électrodes. C'est ainsi que Marcic [49] a obtenu ses courbes de distribution (figure 2.42). La distribution liquide est ici radiale car le capteur utilisé est plan. Cette méthode est nettement plus rapide à mettre en œuvre et peut être facilement informatisée.

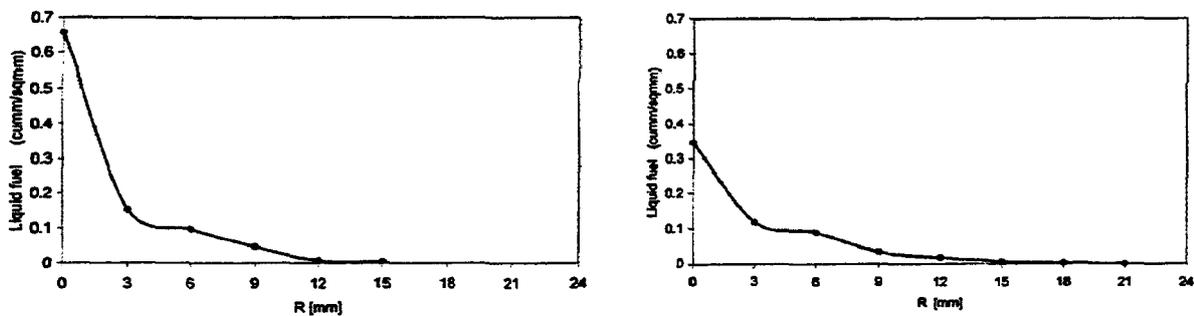


Figure 2.42 : Distribution liquide d'un jet Diesel [49] : à 100mm à gauche et à 150mm à droite

2.3 L'absence de résultats pour les pressions d'injections supérieures à 1400 bar

Lambert[22], après avoir recueilli les derniers modèles établis pour l'atomisation Diesel, obtient des résultats de calculs numériques sur la pénétration d'un jet Diesel assez éloignés de la réalité (25%) pour des pressions d'injections élevées (1500 bar). Les phénomènes mis en jeu à ces pressions sont difficiles à modéliser et les résultats expérimentaux semblent se limiter à une pression d'injection de 1400 bar tout au plus. Il est donc nécessaire de caractériser expérimentalement les jets pour des pressions supérieures afin d'établir une base de données nécessaire à la validation de futurs modèles. De plus, comme nous l'avons signalé auparavant, il semble essentiel d'évaluer une hypothétique limite de pression au delà de laquelle nous ne pourrions pas espérer d'intérêts pour le fonctionnement moteur. Les chapitres suivants synthétisent donc la méthode expérimentale et les différents résultats expérimentaux que nous avons obtenus pour des pressions allant jusque 2500 bar.

Chapitre 3 : La méthode expérimentale

Après une présentation succincte de l'état de l'art sur les méthodes de caractérisation de jets, nous détaillerons les moyens expérimentaux qui nous ont permis d'obtenir les caractéristiques des jets Diesel pour des pressions d'injection supérieures à 1300 bar. Effectivement, comme nous avons pu le signaler précédemment, il semblait nécessaire d'évaluer l'impact d'une pression d'injection supérieure sur les caractéristiques des jets. Nous nous sommes pour cela concentrés sur l'atomiseur le plus répandu, en l'occurrence celui que l'on retrouve sur la génération actuelle de moteur Diesel : l'atomiseur axial dans sa configuration multi trous.

3.1 L'état de l'art sur les méthodes de caractérisation de jets

Il existe quelques moyens spécifiques à la caractérisation géométrique des jets. Ils sont tous basés sur des méthodes optiques et sont généralement capables d'extraire d'autres grandeurs telle que le diamètre moyen des gouttelettes ou bien encore la longueur de break-up. Dans ce chapitre nous résumerons les principales techniques de mesure mises en œuvre pour la caractérisation de jet.

Avant toutes choses, citons pour mémoire la méthode employée par Hyroyasu and Arai [3] en 1990 pour déterminer les pénétrations des jets. La figure 3.1 illustre bien cette méthode qui consiste à dénombrer le nombre de ruptures de faisceau occasionnées par le développement du jet.

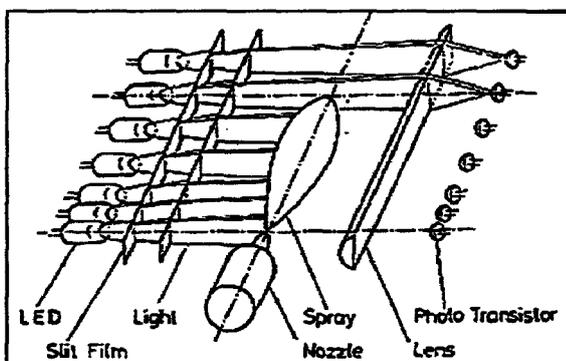


Figure 3.1 : Méthode développée par Hyroyasu & al. [3]

Ce moyen d'essai n'est sans doute plus utilisé maintenant, il a effectivement laissé la place à des moyens beaucoup plus précis et beaucoup plus riches en informations bien que nettement plus onéreux.

3.1.1 La méthode de visualisation par Ombroscopie

Cette méthode est certainement la plus spécifique de toutes celles que nous allons exposer. On peut la rencontrer sur certains moyens d'essais en complément d'autres méthodes. Elle consiste à rétro-éclairer le jet à l'aide de projecteurs halogènes ou bien encore à partir de lampes stroboscopiques et à le filmer à l'aide d'une caméra (figure 3.2).

Certains expérimentateurs utilisent une camera rapide à film argentique [50], [51]. Elle permet d'avoir une cadence de prise de vues d'environ 8000 à 10000 images/s afin d'obtenir le développement complet du jet pour une seule injection. C'est cependant un procédé très lourd et onéreux puisqu'il est nécessaire d'utiliser un film par injection (au mieux pour 2 à 3 injections successives). Chaque film doit être développé et numérisé avant de pouvoir l'exploiter informatiquement.

D'autres expérimentateurs [39],[38],[33],[46] utilisent une camera CCD qui malheureusement ne permet pas de visualiser le jet sur une seule injection. En effet, la cadence de prise de vues sous une bonne résolution graphique (512×512 points) ne dépasse pas pour le moment 2000 images/s. Elle offre cependant l'avantage d'obtenir une image capable d'être traitée informatiquement et, étant utilisée bien souvent pour d'autres installations, elle est amortie beaucoup plus rapidement.

Cette méthode impose un libre parcours des rayons lumineux entre la source de lumière et la camera. La chambre de visualisation devra donc comporter deux fenêtres en vis à vis. La visualisation du jet se fera donc dans la majeure partie des cas perpendiculairement à l'axe de l'injecteur.

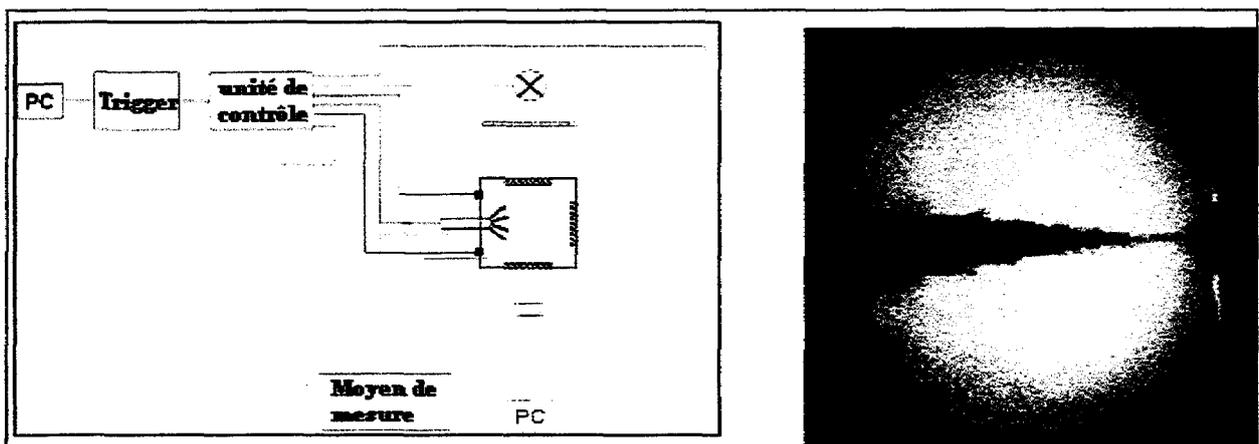


Figure 3.2 : principe de l'ombroscopie (images du Paul Scherrer Institut)

Une méthode équivalente a été utilisée par Yoshio Sato et Akira Noda [51] en positionnant cette fois-ci la camera et la source lumineuse du même côté à l'aide d'un montage optique dit de Schlieren (figure 3.3).

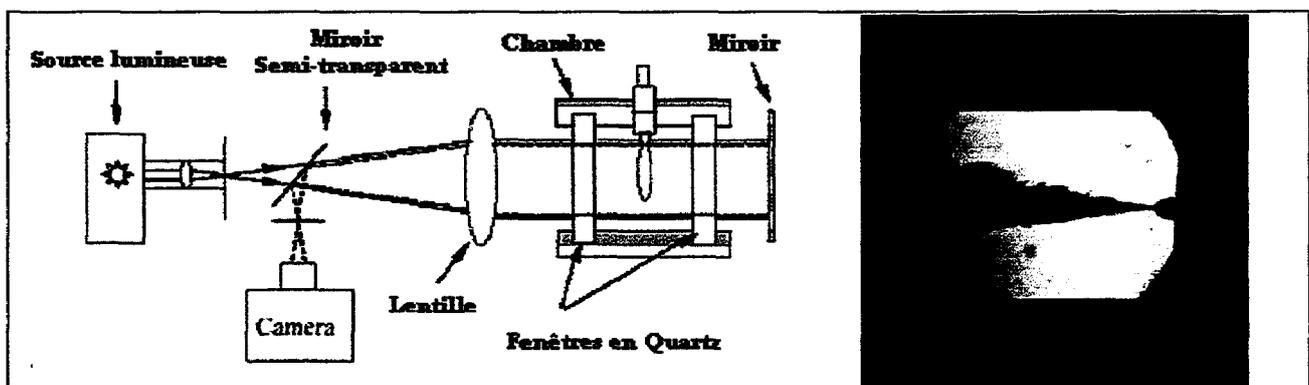


Figure 3.3 : montage optique Schlieren

Magnus Sjoberg a quant à lui opté pour l'utilisation d'un monocylindre de recherche (AVL FM528). L'éclairage est alors effectué perpendiculairement à l'axe de l'injecteur grâce à un cylindre transparent en quartz. L'image des jets est récupérée à travers un piston transparent à l'aide d'un miroir (figure 3.4).

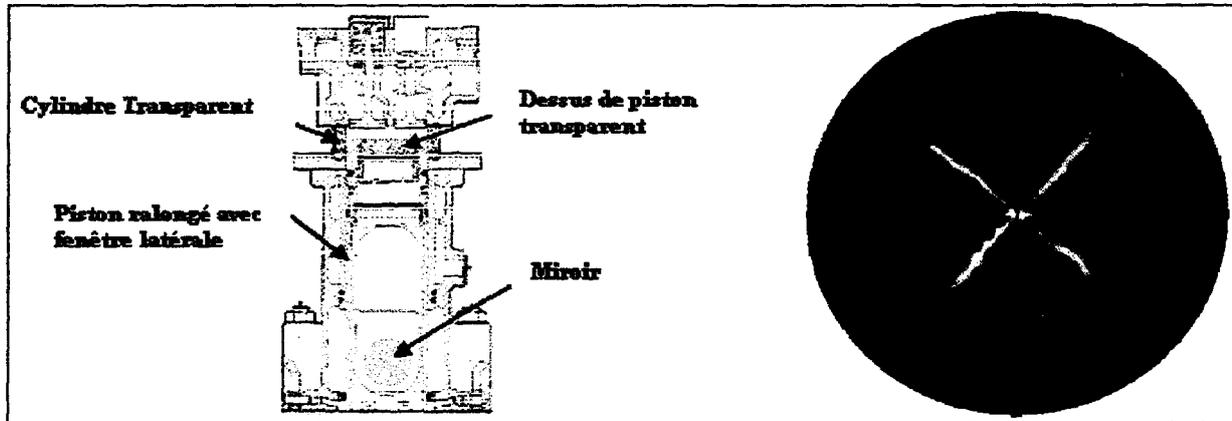


Figure 3.4 : Monocylindre de recherche AVL FM528

Ce dernier procédé à l'avantage d'utiliser un moyen d'essai capable de fournir des résultats avec ou sans combustion dans un milieu quasi identique à la réalité. Il est d'autant plus intéressant qu'avec les moyens de mesure adaptés, il est capable de fournir d'autres informations telles que la granulométrie, les concentrations locales de suies, etc... De plus, tous ces résultats peuvent être associés aux mesures mécaniques de puissance et de couple. Cependant un inconvénient majeur subsiste puisque l'association piston-miroir ne permet pas la visualisation de la totalité de la chambre de combustion.

Dans tous les cas de figure, l'ombroscopie ne permet que la visualisation de la phase liquide.

Passons maintenant aux méthodes faisant intervenir une source Laser. Elles apportent beaucoup plus d'informations mais sont à la fois plus coûteuses et plus difficiles à mettre en œuvre.

3.1.2 La méthode d'extinction

Cette méthode [52] peut fournir beaucoup d'informations (SMD, profil de jet, longueur de break up...) mais uniquement sur la phase liquide. Elle consiste à rétro-éclairer le jet à l'aide cette fois-ci d'un laser. Effectivement, le principe réside dans la dépendance de la transmittance « τ » avec le diamètre au carré des gouttelettes. « τ » représente la proportion d'intensité lumineuse incidente, transmise localement à travers le nuage de gouttelettes.

Les caractéristiques géométriques peuvent être extraites de la même manière que pour la méthode par ombroscopie. L'utilisation d'une source lumineuse monochromatique permet donc d'obtenir, en plus des informations de la méthode précédente, le diamètre moyen des gouttelettes (SMD).

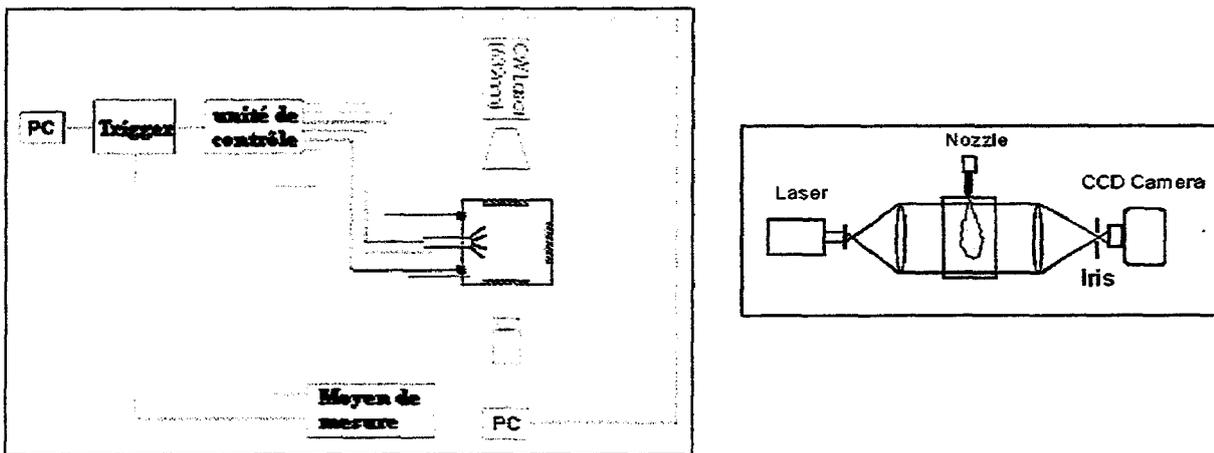


Figure 3.5 : Méthode d'extinction

La source laser sera diffusée par un montage optique adéquat de façon à éclairer la totalité du jet (voir figure ci dessus à droite) et l'intensité de la lumière qui aura été transmise à travers le jet sera mesurée à l'aide d'une camera CCD.

3.1.3 Les méthodes LIF et Exciplex LIF

Ces deux méthodes permettent une visualisation avec combustion. Dans le cas de la méthode LIF (Fluorescence Induite par Laser) [52], un additif est introduit dans le carburant. Cet additif est choisi pour être excité par la fréquence du laser afin de changer de niveau d'énergie lorsqu'il est frappé par ce laser. Il retombera ensuite à un état stable dans la phase vapeur en libérant un quantum d'énergie sous forme d'une onde lumineuse bien connue. Cette méthode permet donc de déterminer la forme de la phase gazeuse du spray de gasole, ce que les autres méthodes ne nous ont pas fourni jusqu'à maintenant. Notons que lorsque l'essai se déroule sans combustion, le milieu où se déroule l'injection doit être chauffé afin de générer la phase vapeur. Ce principe de visualisation est aussi employé pour visualiser la répartition de certains produits de combustion en associant les additifs adaptés.

Une autre méthode appelée Exciplex LIF [36], [53], utilise deux additifs pour mettre en évidence la phase gazeuse mais aussi la phase liquide. Le principe de fonctionnement reste le même, les deux longueurs d'ondes obtenues sont séparées par un jeu de miroirs et de filtres pour être envoyées sur deux caméras CCD.

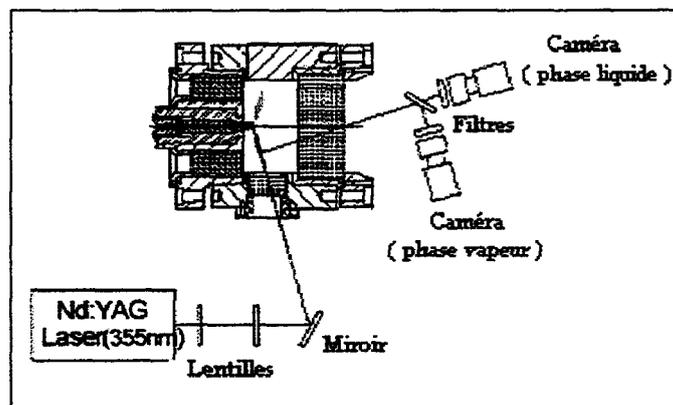


Figure 3.6 : Banc d'essai pour méthode Exciplex LIF

Dans les deux cas de figure, la fluorescence est très dépendante de la température, il faudra donc être capable de mesurer cette température lors d'une combustion ou bien de s'assurer qu'elle soit homogène lors d'un essai sans combustion.

3.2 Le banc d'essai de visualisation de jet développé au Moteur Moderne

Rappelons que pour mener à bien nos investigations expérimentales, il était nécessaire de disposer d'un moyen capable de fournir les caractéristiques géométriques des jets (pénétration, angle, surface...) pour une gamme de pressions allant de 0 à 3000 bar. Le choix de la méthode de visualisation a été fortement influencé par les moyens existant au Moteur Moderne. Effectivement, un banc de visualisation de jets avait déjà été développé pour caractériser des injecteurs de série dans une gamme de pression inférieure à 1400 bar. Ce banc a été conservé comme base de développement pour notre moyen d'essai.

3.2.1 Le banc d'essai initial du « Moteur Moderne »

Le principe de visualisation utilisé est purement photographique, l'éclairage se situe cette fois-ci du même côté que la prise de vue et ceci sans l'emploi d'un jeu de miroirs semi-transparents tel que dans la méthode Schlieren (figure 3.3). La visualisation est effectuée sans combustion en injectant le carburant dans un milieu non oxydant mais à densité équivalente à celle régnant dans le moteur au moment de l'injection. Une caméra rapide à film argentique est située dans l'axe de l'injecteur de façon à observer le développement de tous les jets. En fait, l'image reçue par la caméra correspond à la réflexion de la lumière des projecteurs sur chaque gouttelette.

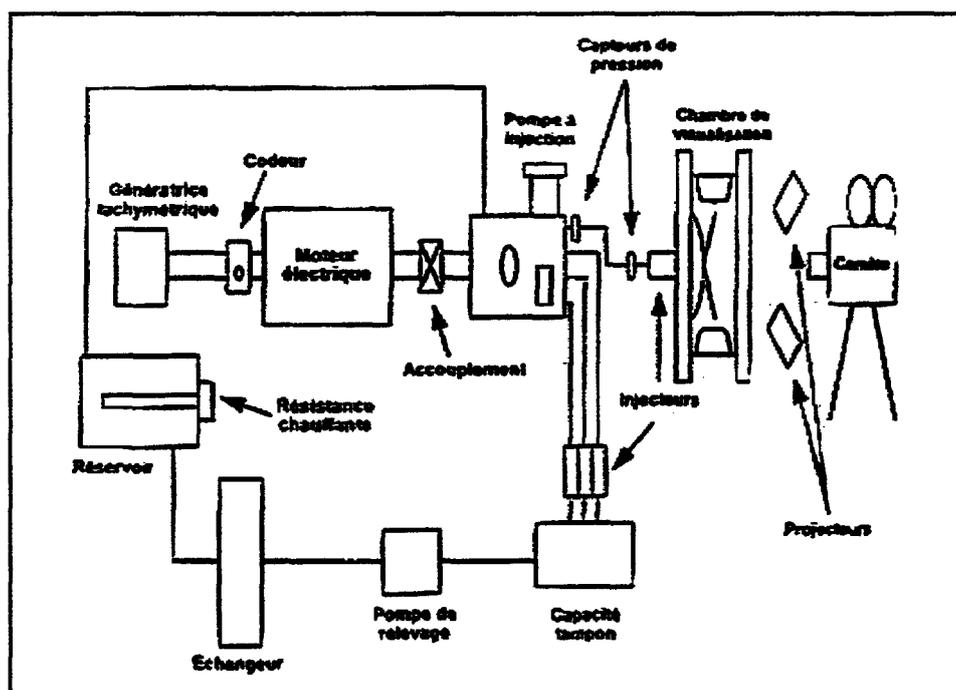


Figure 3.7 : Banc de visualisation du Moteur Moderne dans son état initial

La lumière incidente ne rencontrant pas de gouttelettes est absorbée par le fond noir de la chambre de visualisation. Précisons qu'il existe de multiples réfractions au sein de chaque gouttelette. Effectivement de nombreux physiciens tel que Mie ou bien encore Rayleigh l'ont mis en évidence et ont d'ailleurs été à l'origine de méthodes de mesures granulométriques « Rayleigh scattering » et « Mie scattering » [33] [30].

La lumière reçue par la caméra est donc partiellement composée de ces réfractions qui ne sont malheureusement pas quantifiables car la lumière incidente est polychromatique. Cependant cette composante semblerait, d'après certains auteurs [33], quasi négligeable dans le cas de jets denses.

La fréquence de prise de vues est de 10000 images par seconde, elle permet d'observer le développement complet d'un jet, ce qui est un point fort de ce banc d'essais. On notera cependant que la procédure d'obtention des résultats est très longue :

- Mise en place du film argentique dans la caméra délicate et laborieuse.
- Chaque film ne permet l'enregistrement que de 4 à 5 injections : la procédure est donc effectuée de nombreuses fois.
- La mise au point de la caméra est au prix de quelques films et d'un délai de plusieurs jours.
- Le développement du film nécessite un délai de quelques jours et est très délicat car le dosage des bains et le temps de révélation influe sur la luminance des grains. L'interprétation de variations de luminance entre différents films est donc quasi-impossible.
- Le film développé doit être numérisé si l'on souhaite extraire les caractéristiques de jets par informatique.

De plus, la méthode employée pour extraire les caractéristiques des jets est discutable. Effectivement, sans mettre en cause les capacités du logiciel de traitement d'images utilisé (logiciel « du commerce »), il ne prend pas en compte la disposition spatiale des jets et ignore la géométrie globale de chaque jet. La mesure de la pénétration et de l'angle du jet est effectuée par pointage, elle engendre donc des dispersions à la fois par l'erreur même du pointage manuel mais aussi par le choix du lieu de pointage (figure 3.28).

Les surfaces sont quant à elles détectées par seuil de luminance, il faut donc sélectionner après calcul, celles correspondant à la surface de chaque jet. Le manque de connaissance de la forme globale du jet implique bien souvent une mauvaise détection de la surface réelle du jet. Effectivement, des bruits locaux environnants à fortes luminances (reflets par exemple) sont souvent englobés avec la surface du jet sans distinction.

Toutes ces limites dans la chaîne d'extraction des caractéristiques de jets ont été prises en considération. Un soin important sera donc apporté au traitement des images pour le développement de la nouvelle plate-forme d'essai.

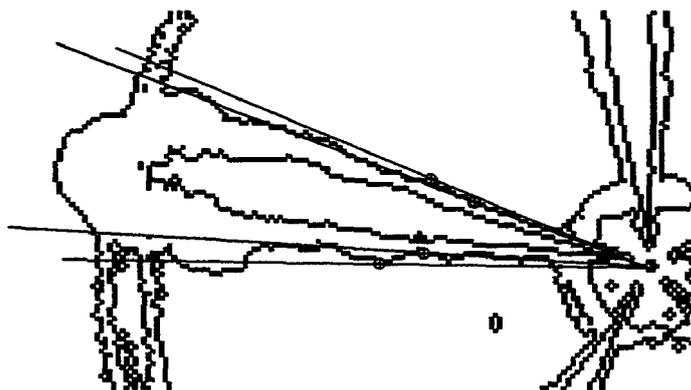


Figure 3.8 : Erreurs possibles de la méthode par pointage des jets

3.2.2 Le banc d'essai très haute pression (nouvelle génération)

Ce banc nouvelle génération est une évolution du banc développé par le Moteur Moderne. Nous détaillerons dans une première partie, les modifications apportées pour le passage à des pressions supérieures à 1500 bar puis dans une deuxième partie, la méthodologie d'essai.

3.2.2.1 L'adaptation du banc aux très hautes pressions

Ce travail a été très délicat car les pressions mises en jeu rendaient l'expérimentation très dangereuse. Effectivement, même si la variation relative de volume du gasole n'est que de 10% environ à 3000 bar (voir Chapitre 2), une rupture locale aurait pu provoquer une projection de pièce ou bien même un jet de carburant à forte vitesse. Le carburant d'étude (Normafluide) a certes une température d'auto inflammation supérieure à celle du gasole mais il reste inflammable en contact de surfaces très chaudes tel que les projecteurs halogènes par exemple. C'est donc avec beaucoup de prudence que nous avons mis en place ce moyen d'essai. Nous reviendrons ultérieurement sur le détail des dispositifs assurant la sécurité de l'expérimentation.

Détaillons maintenant les composants principaux de la ligne haute pression.

3.2.2.1.1 Le choix de la pompe

Le premier travail a été de trouver une pompe capable d'atteindre des pressions au moins égales à 3000 bar et de les maintenir pendant chaque injection tout en sachant que le fluide d'étude était un carburant. Notons que les limites actuelles de génération de pression constante sur véhicule se situent autour de 1600 bar. De plus, nous nous étions imposés de trouver, si cela était possible, une pompe capable d'assurer le débit moyen d'un injecteur en fonctionnement afin d'étendre par la suite nos investigations à un monocylindre de recherche.

Le volume à injecter par coup est de 50mm^3 à 4000 tr/min (configuration extrême), ce qui implique un débit moyen de $0,1\text{ L/min}$ sous 3000 bar . Ces contraintes ont considérablement compliqué la recherche de la pompe. Nous nous sommes en fait confrontés à deux configurations extrêmes :

- Certains fournisseurs nous ont proposé des produits capables d'atteindre les 3000 bar mais sans aucun débit (Fournisseurs de pompes pour éprouver des circuits hydrauliques).
- D'autres nous ont proposé des produits capables à la fois d'atteindre la pression mais pour des capacités de débit 50 à 100 fois supérieures au débit souhaité (Fournisseurs de pompes pour machines de découpes par jet d'eau). Ces produits étaient beaucoup trop onéreux et vraiment très disproportionnés par rapport à l'objectif.

Après de nombreuses recherches, nous avons finalement trouvé une pompe répondant à notre besoin chez la société Novaswiss. La technologie de conversion d'énergie employée est hydropneumatique et permet d'atteindre 4000 bar sous un débit de $0,15\text{ L/min}$.

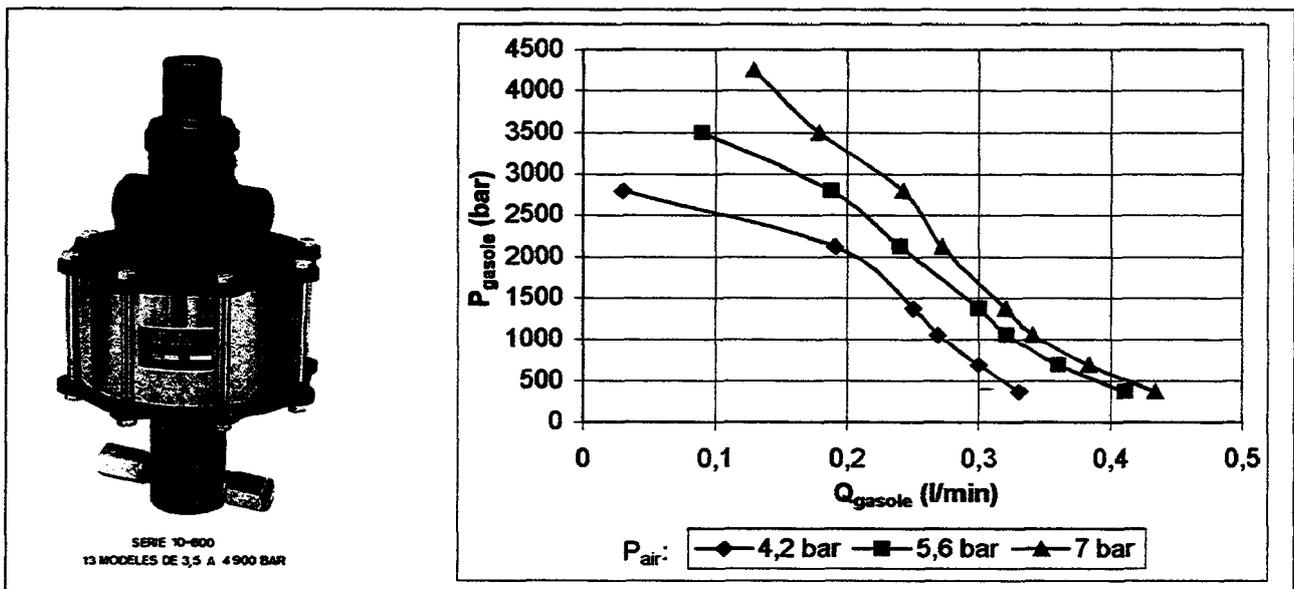
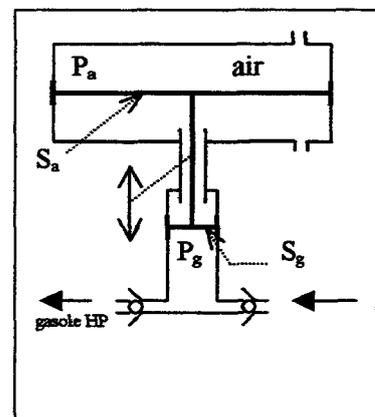


Figure 3.9 : Caractéristiques de la pompe Hydropneumatique Novaswiss

Notons que le principe de fonctionnement réside dans un amplificateur hydropneumatique. C'est à dire que d'un côté l'air sous une pression P_a exerce une force 'F' sur un piston de surface S_a qui, relié par un arbre à un autre piston de surface $S_g \ll S_a$, génère une pression de gasole très supérieure à la pression d'air et ceci dans le rapport des surfaces. Cette technologie implique un mouvement alternatif de l'arbre et donc un débit d'air et de gasole pulsé. Ce phénomène va générer une méthodologie d'essai particulière et l'ajout de composants au moyen d'essai que nous détaillerons ultérieurement.



Ajoutons que le volume de balayage haute pression est de 2cm^3 , ce qui en théorie permet d'assurer, pour un volume injecté de 50mm^3 , 40 injections sur une seule course de piston. Le principe même de la pompe permet une autorégulation de la pression. En effet, dès qu'un volume de gasole est injecté, il est immédiatement compensé par déplacement du piston de la pompe sous l'action des forces de pression.

3.2.2.1.2 Le choix de l'injecteur

Le deuxième organe important du banc d'essai à définir a été l'injecteur, qui lui aussi devait être capable de fonctionner sous 3000 bar. Deux cas étaient alors envisageables : le premier consistait à concevoir et fabriquer un injecteur prototype, le deuxième à utiliser un injecteur du commerce.

Le choix du développement d'un prototype a vite été écarté car la fabrication d'un injecteur actuel est déjà très délicate et nécessite des outillages très spécifiques. Les contacts établis avec des constructeurs de systèmes d'injection sur ce sujet n'ont pas abouti essentiellement pour des raisons de confidentialité.

Nous avons donc envisagé la seconde stratégie. Les conditions d'utilisation de l'injecteur étant beaucoup plus favorables que dans un moteur, nous avons fait l'hypothèse que l'augmentation des contraintes mécaniques internes serait compensée par le gain des caractéristiques mécaniques des matériaux. En effet, les températures (20 à 30°C) et la fatigue (quelques milliers d'injections) sont nettement plus faibles que dans les conditions de fonctionnement usuelles des injecteurs (quelques dizaines de millions d'injections sous 500 à 600°C).

Notons que la fabrication en grande série de ces injecteurs impose des coefficients de sécurité sur la conception mécanique qui jouent eux aussi en notre faveur.

Rappelons maintenant le fonctionnement de cet injecteur (figure 3.10) afin de mieux appréhender son comportement sous de très hautes pressions. Il peut, avant tout, être apparenté à une électrovanne puisque sa fonction principale est de laisser passer ou de bloquer le carburant suivant la valeur d'un signal électrique. Cette fonction doit être assurée pour de très hautes pressions de carburant et durant des temps très courts (2 à 3 ms maximum voire quelques centaines de μs pour les pré ou post injections). Seule l'utilisation de l'énergie de pression du carburant permet d'assurer la dynamique souhaitée.

Pour cela, la bobine électromagnétique (B) assure le pilotage du clapet (E) qui, une fois ouvert, génère une fuite dans la chambre (C) à travers le canal (A). Le calibrage des orifices (A) et (Z) de cette chambre est réalisé de façon à générer une chute de pression sur l'arrière de l'aiguille (P)+(Q) en présence de la fuite. La haute pression est initialement présente de part et d'autre de l'aiguille à l'exception de la surface de contact avec le nez de l'injecteur. Cette différence de surface ainsi que celle intrinsèque à la forme de l'aiguille permet de la plaquer sur son siège. La fuite à l'arrière de l'aiguille crée alors un déséquilibre de pression entre l'avant et l'arrière de celle-ci, l'aiguille se soulève donc très

rapidement et laisse passer le carburant à travers le nez de l'injecteur. Notons que l'arrêt de la commande de bobine stoppe la fuite de la chambre (C), la pression remonte donc jusqu'à la pression d'injection et l'équilibre de pression sur l'aiguille est rétabli. L'aiguille retourne alors sur son siège.

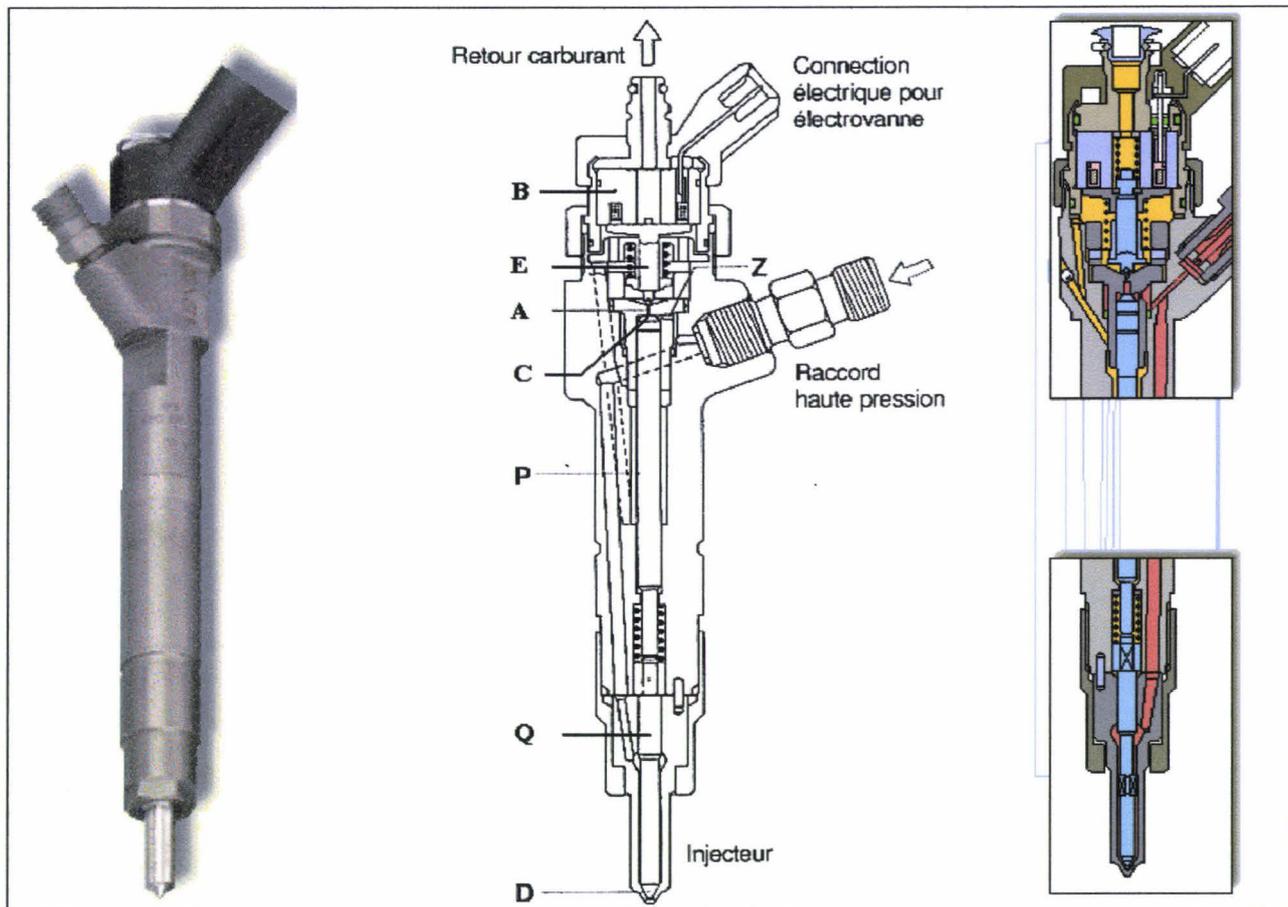


Figure 3.10 : Le principe de fonctionnement de l'injecteur.

Suite à ces quelques explications, on comprend bien que l'augmentation de la pression d'injection peut altérer le bon fonctionnement de l'injecteur. En effet, outre la rupture mécanique possible du corps de l'injecteur, l'accroissement de pression augmente l'énergie de l'aiguille et diminue le temps de levée. A la fin de l'injection, l'énergie transmise par l'aiguille lors de son choc avec le nez de l'injecteur augmente et peut provoquer la rupture de celui-ci.

Un autre dysfonctionnement possible est l'ouverture du clapet (E) par un manque de maintien de son ressort de rappel pour des pressions supérieures à la normale. Auquel cas l'injection se déclenche toute seule à partir d'une certaine pression et ne s'arrête que lorsque l'on retourne en dessous de celle-ci.

Ces dysfonctionnements ne se sont pas produits lors de nos expérimentations.

3.2.2.1.3 Le circuit haute pression

Après avoir choisi les deux organes principaux, la pompe et l'injecteur, il a fallu définir le circuit hydraulique capable de les raccorder sans oublier d'y joindre quelques organes auxiliaires comme un capteur de pression, une capsule de sécurité ou bien encore une vanne à commande pneumatique de sécurité.

Le fournisseur de la pompe commercialise divers produits capables de supporter 4000 bar tel que du tube, des raccords de différentes formes ainsi que des vannes et des capsules de sécurité.

Les composants retenus pour la réalisation de l'installation d'essais sont décrits ci-après.

Les éléments tubulaires, vu leur procédé d'obtention spécifique, n'existent que sous quelques géométries et quelques tailles sur catalogue (figure 3.11). Quelques longueurs droites ont donc été utilisées pour relier les différents organes ainsi que quelques croisillons.

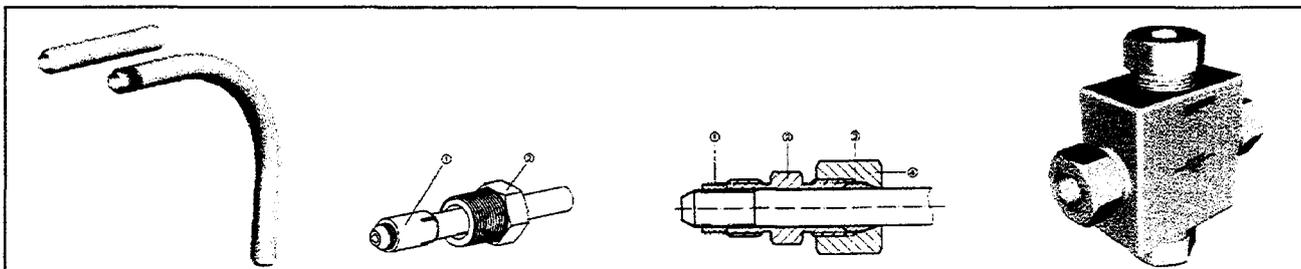


Figure 3.11 : Le tuyau, son principe de raccordement et le croisillon permettant la jonction de plusieurs tuyaux.

Seul le tuyau se raccordant sur l'injecteur a dû être fabriqué sur mesure. En effet, son orientation était spécifique et une des extrémités du tuyau devait s'adapter sur l'injecteur. Le tuyau a donc été choisi lisse d'un côté et fileté de l'autre (figure 3.12).

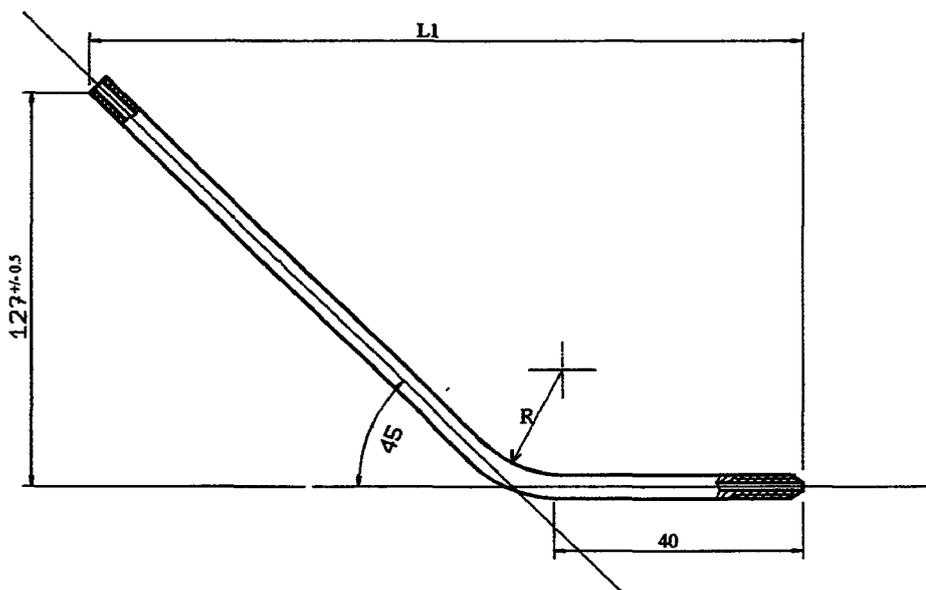


Figure 3.12 : tuyau de raccordement à l'injecteur

Le coté lisse a été formé au Moteur Moderne à l'aide d'un système poinçon-matrice afin d'assurer la jonction à l'injecteur. Cette opération était nécessaire, cependant elle fragilise l'extrémité du tuyau et aurait pu être à l'origine d'une rupture locale lors de la mise sous pression.

La sécurité du circuit haute pression a été assurée à la fois par un disque de rupture et par une vanne à commande pneumatique (figure 3.13). Le disque de rupture est placé sur un support et se rompt lorsque la pression excède 4000 bar. L'évacuation du carburant dans un tel cas est canalisé à l'aide d'un tuyau souple vers le réservoir. La vanne est quant à elle actionnée via un poussoir d'arrêt d'urgence afin de décharger rapidement le circuit haute pression vers le réservoir. Elle permet à tout moment de l'expérimentation, et dès que l'on suspecte un dysfonctionnement important, de faire chuter rapidement la pression du carburant.



Figure 3.13 : les organes de sécurité du circuit haute pression : le support de disque, le disque et la vanne à commande pneumatique.

Un capteur de pression à jauges extensométriques (Figure 3.14) a aussi été placé sur le circuit haute pression afin d'assurer le suivi de la pression d'injection lors des différents essais.



Figure 3.14 : Le capteur de pression

Ce capteur nous permet à la fois l'enregistrement par un système d'acquisition de la pression pour chaque prise de vue mais aussi d'avoir un moyen de contrôle d'éventuelles anomalies de fonctionnement. Le capteur possède une plage de mesure de 0 à 4000bar pour une sortie conditionnée de 0V à 10V. Ce capteur (FGP P205-24) a été élaboré en collaboration avec le fournisseur de la pompe de façon à obtenir un système de raccordement compatible. On trouve également sur le marché un autre capteur dans la même plage de mesure, mais le principe de raccordement impose soit de percer le tuyau, soit de connaître parfaitement les caractéristiques mécaniques du tuyau. Dans les deux cas de figure le fournisseur des tuyaux n'a pas su nous garantir un bon fonctionnement de ce capteur avec son matériel.

L'ajout d'un réservoir haute pression a également été envisagé dans le cas où la pompe ne serait pas en mesure d'assurer le débit nécessaire au maintien de la pression pendant l'injection. Effectivement, si l'on suppose que le piston de la pompe n'a pas la réactivité nécessaire pour compenser instantanément le volume de carburant injecté, la pression va naturellement chuter. Elle ne remontera qu'après le déplacement du piston. Néanmoins, si ce phénomène existe, il est amorti par l'élasticité du gasole et celle des différentes conduites. Vu la faible proportion de gasole sous pression introduite (1à 2% du volume sous pression, suivant la position du piston de la pompe), la compressibilité du gasole à elle seule, limite la chute de pression à une moyenne de 2550 bar (cf chap I) pour une pression nominale de 3000 bar. De plus, le capteur de pression nous a permis de vérifier que lors d'une injection, la pression ne variait que de 5% en moyenne. Le phénomène venant d'être décrit se révèle donc être réel, mais vu sa faible amplitude et les risques encourus à l'utilisation d'un volume à très haute pression, la fabrication du réservoir a été écartée.

Notons que tout le circuit haute pression a été confiné comme on peut l'apercevoir sur la figure 3.16. Des carters de protection ont été placés tout autour de la zone sensible et le tuyau de raccordement à l'injecteur a été gainé par un tuyau en caoutchouc de façon à contenir d'éventuels morceaux éjectés lors d'une rupture.



Figure 3.16 : Le gainage du tuyau à gauche et les carters de protection à droite

L'assemblage des différents organes du circuit haute pression est schématisé sur la figure 3.17 dans le bloc appelé « Circuit HP manip ». Les autres parties du schéma vont être détaillées dans pages suivantes.

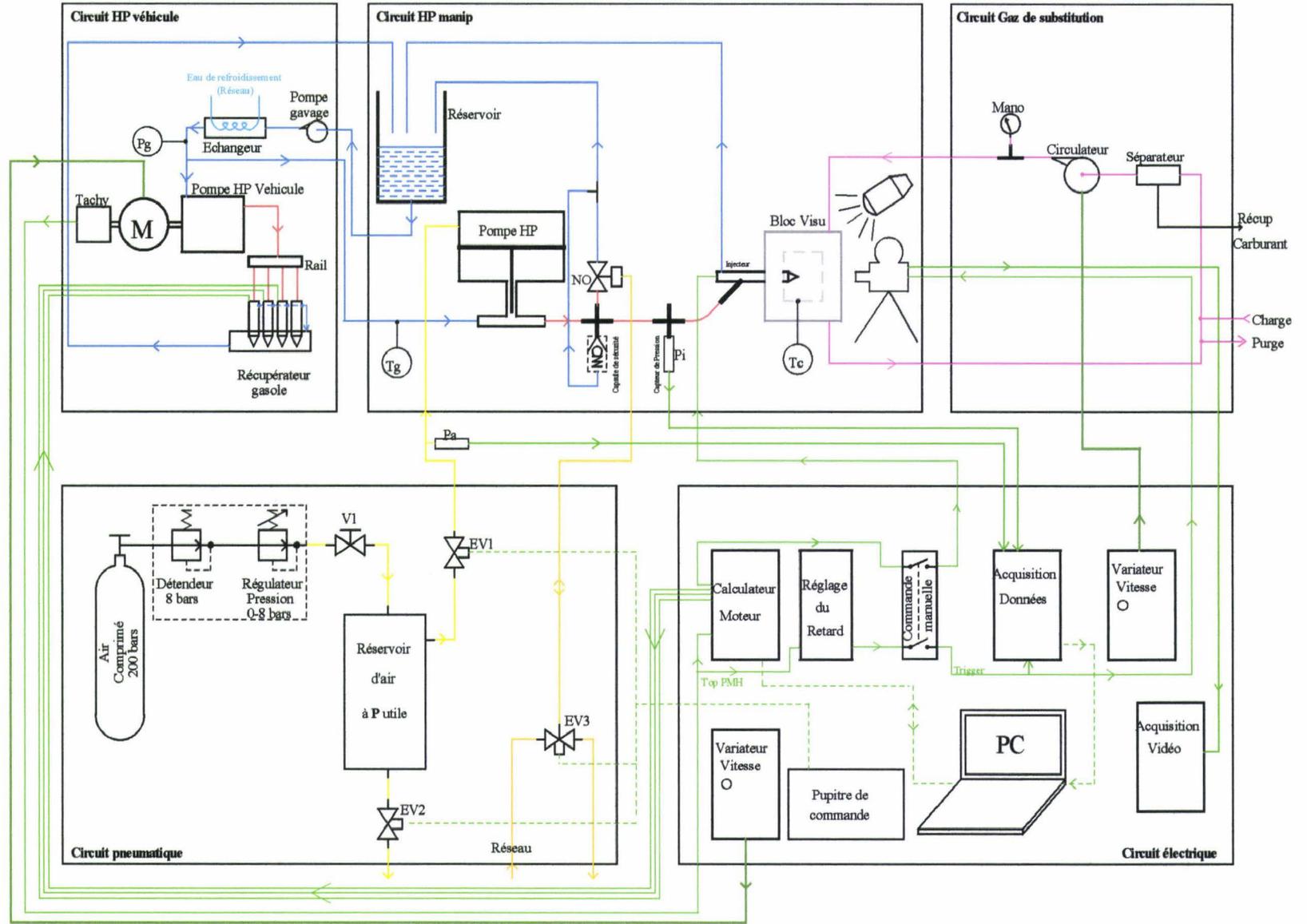


Figure 3.17 : La schématisation du banc d'essai

3.2.2.1.4 Le circuit pneumatique

La pompe haute pression fonctionne avec de l'air comprimé comme source d'énergie. Une bonne régulation de la pression de gasole implique la maîtrise de la pression d'air. En effet, le principe même de l'amplificateur de pression répercute les erreurs de régulation de l'air sur le circuit de gasole. Cette contrainte nous a conduit à choisir de l'air comprimé conditionné en bouteille associé à un régulateur de pression de précision (Alpha Gaz HBS 315/8). Ce régulateur est constitué d'un détendeur fixe à 8 bar suivi d'un autre détendeur réglable entre 0 et 8 bar.

Il a fallu s'assurer cependant que ce système était capable de fournir le débit d'air nécessaire au bon fonctionnement de la pompe.

Nous avons déjà évoqué le souhait de pouvoir adapter la pompe à un monocylindre de recherche (chap. 3.2.2.1.1). Dans ces conditions d'utilisation, il est nécessaire de pouvoir injecter 50mm³ par cycle à un régime moteur de 4000 tr/min ce qui impose à la pompe de fournir un débit de carburant de 0,1 L/min sous une pression la plus élevée possible. Les caractéristiques de la pompe nous permettent d'espérer atteindre 4000 bar pour ce débit avec 7 bar de pression d'air. Le débit d'air nécessaire peut alors être calculé par l'évaluation de la vitesse du piston de la pompe grâce au rapport des surfaces de l'amplificateur de pression (≈ 800). Notons que le débit obtenu doit être doublé car il ne faut pas oublier de prendre en compte le volume d'air nécessaire au retour du piston lié à la technologie alternative de la pompe.

Le débit obtenu est de 160 L/min sous 7 bar, il est globalement deux fois supérieur à celui que peut fournir le détendeur. Ce système d'alimentation en air ne sera donc pas compatible avec les conditions d'utilisation du monocylindre décrites précédemment.

Néanmoins, il reste tout à fait valable pour le moyen d'essai décrit jusqu'alors puisque l'on peut choisir le temps entre deux injections et donc l'augmenter si nécessaire. Pour des raisons technologiques d'entraînement, le régime de la pompe d'injection common rail (chap. 3.2.2.1.6) ne peut être inférieur à 250 tr/min. Dans ces conditions, l'acquisition est de 2 à 3 images/s et le débit d'air utilisé reste inférieur à 15 L/min sous 7 bar. Notons qu'une bouteille d'air comprimé conditionnée en 3,9m³ représente dans ces conditions environ 6000 injections de 50 mm³ sous 4000 bar.

Le point le plus critique du circuit d'air est sa capacité dynamique pour fournir les débits instantanés des injecteurs. 50 mm³ de carburant injecté sous 4000 bar en 600µs représente un débit instantané de carburant de 5 L/min et un débit d'air sous 7 bar de 4000 L/min.

Le volume d'air déplacé lors d'une injection est de 45mL. Si on suppose que le détendeur ne fournit aucun débit durant le temps de l'injection, une tolérance de 1% sur le maintien de la pression impose de disposer d'une capacité d'air tampon de 4,5 litres (loi des gaz parfaits). Lors de la remontée du piston, on balaye un volume d'air de 1,5 litres ce qui nécessite alors une réserve de 150 litres si l'on souhaite ne pas faire chuter la pression d'air de plus de 1% pour l'injection suivante.

Afin de conserver une bonne stabilité de la pression d'air, nous avons placé un réservoir existant de 100litres (figure 3.18) en amont de la pompe avec un raccordement le plus court possible afin de limiter les pertes de charges.



Figure 3.18 : Le réservoir de 100 litres assurant la capacité réactive du circuit d'air

3.2.2.1.5 Le circuit de CO₂

Le banc d'essai a pour objectif de reproduire des injections de carburant dans les conditions les plus proches possibles du fonctionnement d'un moteur. Nous avons fait le choix de dissocier la pulvérisation des autres phénomènes (évaporation et combustion) afin d'identifier l'influence de l'augmentation de pression sur les caractéristiques des jets. Nous avons vu au cours du chapitre précédent que la densité du milieu gazeux où se déroule l'injection a une forte influence sur les différents paramètres des jets. C'est pourquoi il a fallu trouver un gaz de substitution à l'air qui ne soit pas un comburant du gasole et qui soit adapté à la chambre de visualisation du banc d'essai tout en respectant une densité équivalente à celle de l'air en fin de compression du moteur (25 à 30 kg/m³).

La chambre de visualisation ayant été dimensionnée pour résister à une pression nominale de 25 bar (pression nettement inférieure à celle régnant au PMH du moteur : 120 à 150 bar), deux gaz de substitution ont répondu aux différentes contraintes : le CO₂ et le Krypton.

Exprimons maintenant, pour ces deux gaz, leur équivalence de pression avec la pression de l'air. Supposons pour cela, que dans le moteur, la compression de l'air d'admission soit isentropique. On peut alors écrire que :

$$P \cdot \rho^{-\gamma} = P_0 \cdot \rho_0^{-\gamma}$$

$$\text{Soit } \rho_{air} = \rho_{0/air} \left(\frac{P_{air}}{P_{0/air}} \right)^{\frac{1}{\gamma}} \quad (3.1)$$

Exemple : Pour un moteur Diesel suralimenté à 1,8 bar, avec un rapport volumétrique de 17 on obtient une pression de fin de compression P_{fc} de :

$$P_{fc} = 1,8 \cdot (17)^{1,4} = 95 \text{ bar}$$

En supposant que la transformation est isentropique sur toute la ligne d'admission d'air, on obtient d'après la relation 3.1 :

$$\rho_{fc} = 1,19 \cdot \left(\frac{95}{1}\right)^{\frac{1}{1,4}} = 30,77 \text{ kg/m}^3$$

Supposons que le gaz « X » de substitution soit parfait, on peut donc écrire que :

$$P.V = n.R.T = \frac{m}{M_{mol}} . R.T = m . \frac{P}{\rho}$$

Soit
$$P_X = \left(\frac{R}{M_{mol/X}}\right) . T . \rho_X$$

Or il faut que la condition $\rho_{air} = \rho_X$ soit remplie , on obtient donc :

$$P_X = \left(\frac{R}{M_{mol/x}}\right) . T . \rho_{0/air} \cdot \left(\frac{P_{air}}{P_{0/air}}\right)^{\frac{1}{\gamma}} \quad (3.2)$$

Application au CO₂ et au Krypton :

$$R = 8,314 \text{ J/(mol.K)}$$

$$M_{CO_2} = 44 \text{ g/mol}$$

$$M_{krypton} = 83,8 \text{ g/mol}$$

On prendra comme température, la température ambiante de la cellule d'essai qui est de l'ordre de 20°C. La relation (3.2) a été traduite en abaque (Figure 3.19) afin d'obtenir rapidement la conversion durant les essais. Une variation de 10°C de part et d'autre permet de prendre en considération les fluctuations de températures.

Nous voyons bien qu'une pression de CO₂ de 25 bar, c'est à dire à la limite du dimensionnement de la chambre, nous obtenons une pression d'air équivalente de 150 bar environ. Cette pression est largement représentative de la pression de fin de compression des moteur actuels. Nous avons donc choisi le CO₂ comme gaz de substitution, on utilisera donc plutôt le Krypton pour des pressions supérieures dans le cas peut être de futurs moteurs fortement suralimentés.

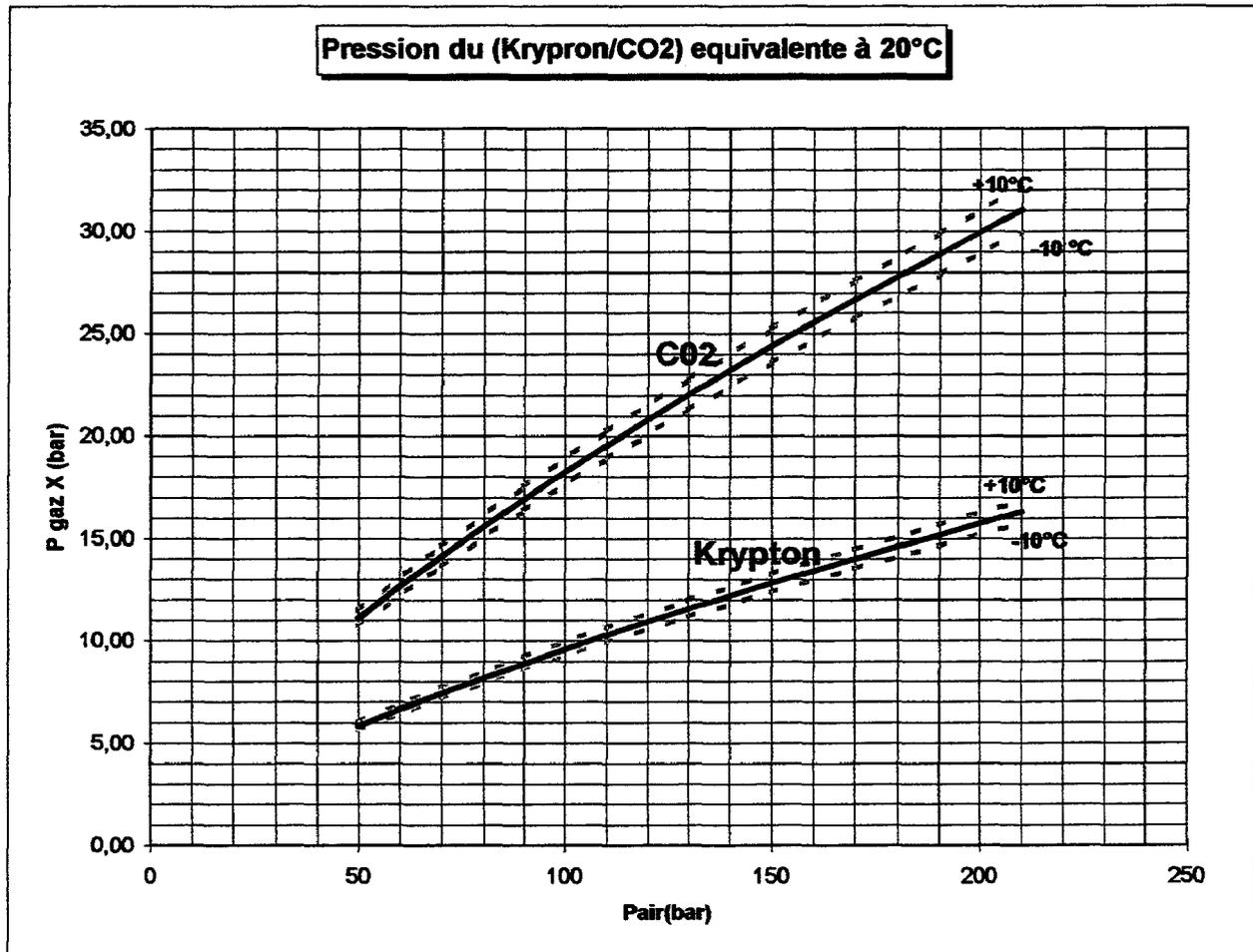


Figure 3.19 : L'abaque de conversion entre la pression du gaz de substitution et l'air

3.2.2.1.6 Le circuit haute pression « véhicule »

Le pilotage électrique de l'injecteur nécessite l'emploi d'un calculateur automobile qui outre la gestion des temps d'injection et des avances à l'injection par rapport au PMH (Point Mort Haut du piston) gère l'interface de puissance avec un courant d'appel puis de maintien afin de préserver la bobine. Cependant, le bon fonctionnement du calculateur nécessite des informations d'entrées cohérentes ou bien il se mettra rapidement en défaut. C'est pourquoi il a été nécessaire de conserver l'ensemble d'un système d'injection moteur et d'entraîner la pompe d'injection à l'aide d'un moteur électrique (figure 3.17).

Ainsi, l'information de pression rail, les différentes températures, le signal de phasage de la pompe par rapport au PMH et la présence des courants pour chaque injecteur ont permis de leurrer le calculateur afin de récupérer une des quatre commandes pour l'injecteur destiné à nos essais. Les trois injecteurs restants ont été fixés sur une rampe afin de récupérer le carburant après injection à pression atmosphérique (figure 3.20).

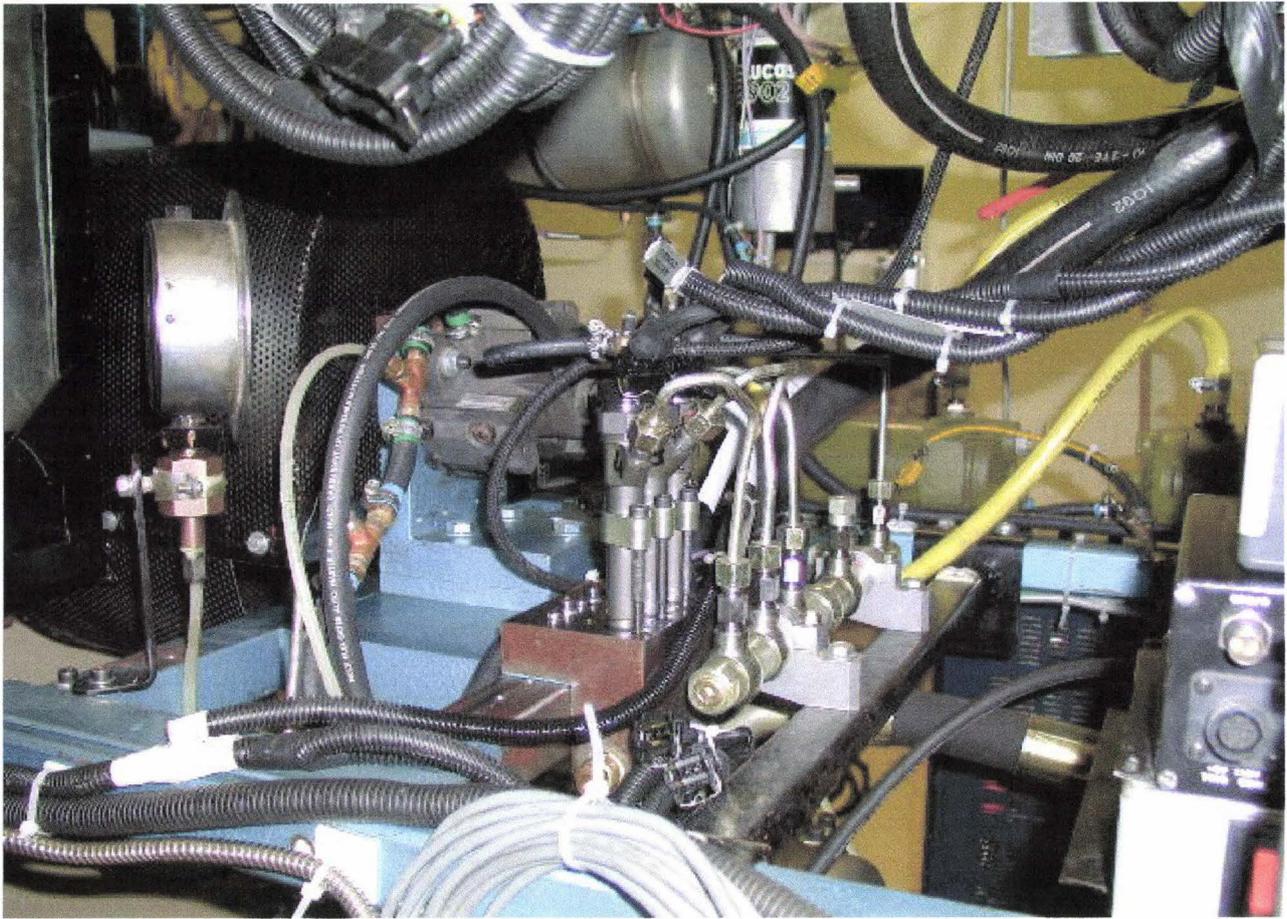


Figure 3.20 : Le système d'injection common rail destiné à leurrer le calculateur

Un codeur optique relié à l'arbre du moteur électrique permet à la fois de renvoyer le signal de phasage (720 top/tour) et le topPMH (1 top par tour). Ces deux signaux passent ensuite par un conditionneur afin d'être compatible avec l'entrée du calculateur qui attend un signal équivalent à celui produit par la couronne dentée du moteur.

3.2.2.1.7 Le circuit électrique

On scindera la partie gestion du banc et des sécurités de la partie instrumentation. La gestion du banc et des sécurités est très simple d'un point de vue électrique puisqu'elle se résume à la commande de quelques électrovannes. Dans un premier temps, la vanne manuelle V1 représentée sur la figure 3.17 permet de remplir le réservoir d'air alors que l'électrovanne de commande de pompe EV1 est fermée ainsi que l'électrovanne de vidange de cuve EV2. L'action d'un interrupteur sur le pupitre de commande permet d'activer l'électrovanne EV1 afin d'actionner la pompe et inversement. Ceci peut s'effectuer indifféremment de l'état d'activation des électrovannes EV2 et EV3. La commande de l'électrovanne EV2 est utilisée en cas d'arrêt d'urgence pour vider le réservoir ou bien pour en faire chuter partiellement la pression afin de passer à un autre essai. L'électrovanne EV3 sert à piloter la vanne à commande pneumatique de sécurité. Cette vanne est de type « normalement ouverte » pour assurer la décharge du circuit haute pression dans le cas d'une coupure électrique. Lorsqu'elle n'est pas actionnée et que la

pompe est active, elle permet de purger l'air du circuit haute pression. A contrario, lorsque EV3 est activée au pupitre, le circuit haute pression est alors clos et la pression peut croître. L'action de l'utilisateur sur le bouton d'arrêt d'urgence active EV2 et désactive EV1 et EV3.

Le reste du circuit électrique concerne le câblage des deux variateurs sur les deux moteurs électriques entraînant le circulateur de CO₂ et la pompe common rail.

La partie instrumentation consiste au pilotage et à la récupération des images de la caméra ainsi qu'à l'acquisition de différentes grandeurs telles que la pression d'injection ou la pression d'air. La caméra rapide argentique ayant cédée la place dans nos essais à une caméra vidéo rapide, il a fallu définir une nouvelle méthode d'essai et de nouveaux moyens de synchronisations avec l'injection. Le principe d'acquisition d'image consiste à visualiser le développement d'un jet sur plusieurs injections en retardant à chaque injection le moment de la prise de vue. Ce décalage temporel doit être très précis, c'est pourquoi un boîtier permettant un retard variable et réglable a été conçu et réalisé au Moteur Moderne. Il permet de générer des retards « t_b » par pas de 25 μ s sur un front montant d'un signal d'entrée durant un temps très court de 10 μ s « t_e » (figure 3.21). Ce temps de 10 μ s correspond au temps d'exposition de la cellule CCD de la caméra vidéo rapide. Ce signal est donc envoyé à la fois à l'entrée « trigger » de la caméra et à celle de la carte d'acquisition du PC pour synchroniser l'enregistrement de la pression d'injection et de la pression d'air avec la prise de vue. L'entrée du boîtier est quant à elle reliée au signal « TopPMH » provenant du codeur de la pompe common rail. Effectivement, nous avons choisi ce signal à celui reliant le calculateur à l'injecteur car la caméra vidéo ayant un délai « t_c » après trigger de l'ordre de 350 μ s, nous n'aurions pas pu visualiser le début de l'injection. Le délai après trigger est compensé par une avance « t_a » sur le calculateur (voir figure 3.21). On notera aussi la présence d'un délai hydraulique « t_h » entre le moment d'activation et le départ de l'injection.

Les deux capteurs de pression sont reliés directement à la carte d'acquisition vu que leurs sorties sont déjà conditionnées (entre 0 et 10V). Le temps d'acquisition sélectionné correspond au temps d'injection majoré de 50% assurant ainsi l'enregistrement de l'ensemble de la partie utile des signaux. La fréquence d'échantillonnage est de 100kHz pour chaque voie, ce qui assure 500 à 1000 points de mesure suivant le temps d'injection.

La commande de l'injecteur et le signal « trigger » sont conditionnés à une ultime validation manuelle constituée d'un simple interrupteur bipolaire. Cette validation permet de piloter le départ et la fin d'une série d'injections. L'explication sera détaillée dans le chapitre consacré à la méthodologie d'essai.

On notera enfin l'utilisation de la liaison série entre l'ordinateur et le calculateur afin de transmettre les différentes consignes au calculateur (Temps d'injection « T_i » et avance à l'injection) mais aussi afin de récupérer le régime de la pompe d'injection et les éventuels défauts.

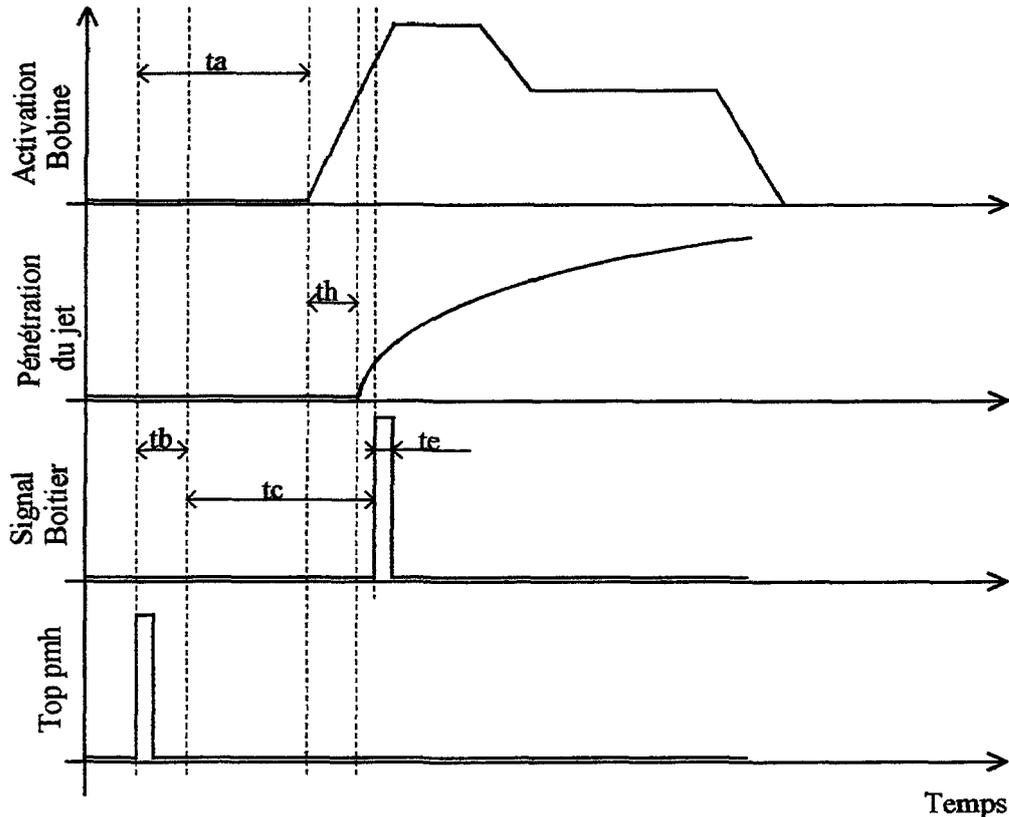


Figure 3.21 : Définition des différents délais

3.2.2.1.8 La caméra et les projecteurs

La caméra utilisée est une caméra vidéo rapide KODAK 1000 HRC dont les caractéristiques sont les suivantes :

- Caméra CCD noir et blanc
- Obturateur électronique
- Cadence de prise de vues de 250 à 1000 images par seconde (ou pilotable par un signal externe).
- Résolution de l'image de 512*384 pixels carrés sur 8bits
- Sensibilité de 2100 ASA
- Temps d'obturation de 50 μ s à 4ms (ou pilotable par un signal externe auquel cas il peut être inférieur à 50 μ s).
- Capacité de stockage de 680 images

La caméra est dans notre cas déclenchée par un signal externe durant 10 μ s « t_e », l'image obtenue est transmise à un ordinateur KODAK qui la mémorise avant d'autoriser l'acquisition suivante. Un stockage final est possible sur un disque optique amovible au format tiff ou bay (natif kodak).

Le réglage de l'ouverture du diaphragme en fonctionnement dépend du temps d'exposition choisi, de l'éclairement des jets ainsi que de la distance focale. Le réglage optimal a été obtenu pour une ouverture de f8 (1/8).

Les deux projecteurs sont à ballast électronique et lampe HMI de 1200 W chacun. Leur disposition est définie de façon à ce qu'ils éclairent la chambre de visualisation de la manière la plus homogène possible.

La figure 3.22 et la figure 3.23 permettent d'apprécier la disposition de la caméra et des projecteurs ainsi que le système d'acquisition vidéo..



Figure 3.22 : La caméra et les deux projecteurs dans une configuration d'essai



Figure 3.23 : Le système d'acquisition vidéo

3.2.2.2 La méthodologie d'essai

3.2.2.2.1 Les étapes préliminaires aux essais

La première étape des essais consiste à aligner l'axe optique de la caméra avec l'axe de l'injecteur. Cette disposition permet d'assurer une visualisation symétrique des jets et d'éviter une erreur sur la mesure des différentes caractéristiques de jet.

Le principe choisi pour l'alignement se déroule en deux étapes et de manière itérative. Avant de détailler ces deux étapes, notons qu'il est nécessaire de fermer complètement le diaphragme de la caméra avant d'allumer les projecteurs de façon à ne pas endommager la cellule CCD. Une fois cette précaution prise, on active la caméra en mode « live » avec un temps d'exposition de $50\mu\text{s}$ maximum et on augmente progressivement l'ouverture du diaphragme. On affiche alors une grille logicielle sur l'écran du système d'acquisition vidéo, elle représente un plan perpendiculaire à l'axe optique de la caméra (figure 3.23).

Le premier réglage consiste à déterminer la distance optimale séparant la caméra de la chambre de visualisation pour obtenir une image des jets sur le maximum de pixels. Cette démarche permet d'obtenir la meilleure résolution possible afin de garantir, lors du traitement de l'image, la meilleure précision sur les différentes grandeurs caractéristiques des jets. Le réglage de l'objectif de la caméra permet ensuite d'affiner cette résolution de l'image mais aussi d'obtenir sa netteté.

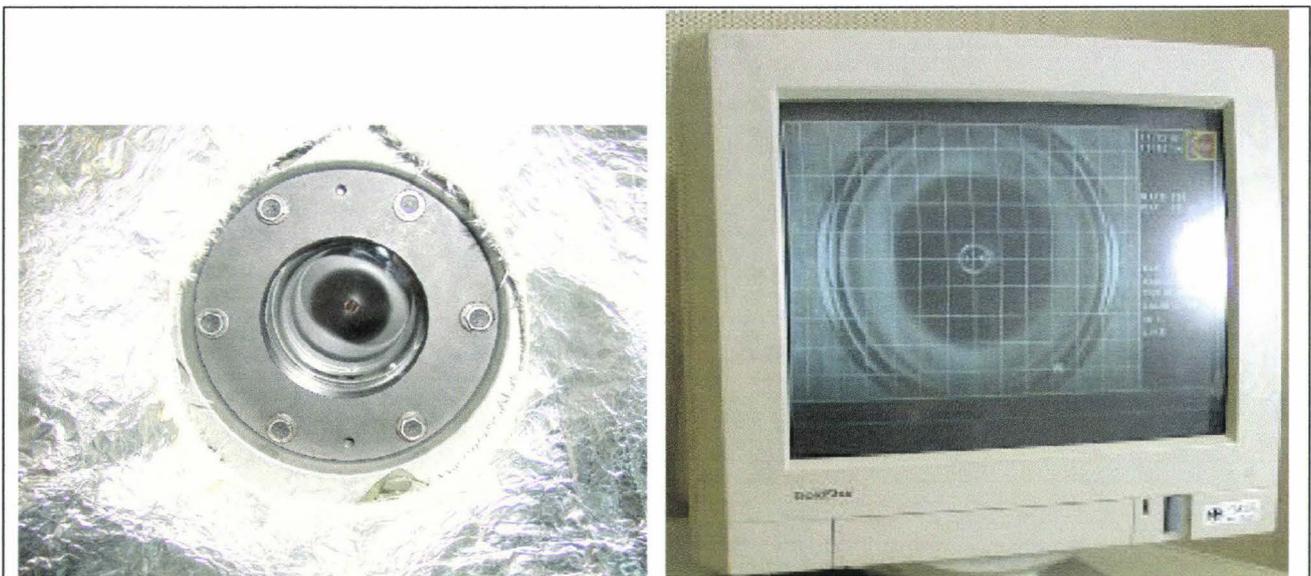


Figure 3.23 : A gauche la chambre à visualiser, à droite la chambre vue par la caméra

La première étape de notre processus itératif consiste à superposer le centre O_3 de la grille logicielle avec le centre O_1 de l'injecteur en réglant la focale sur le plan P_1 contenant le nez de l'injecteur (voir figure 3.24). L'alignement est effectué en modifiant la géométrie du trépied de la caméra.

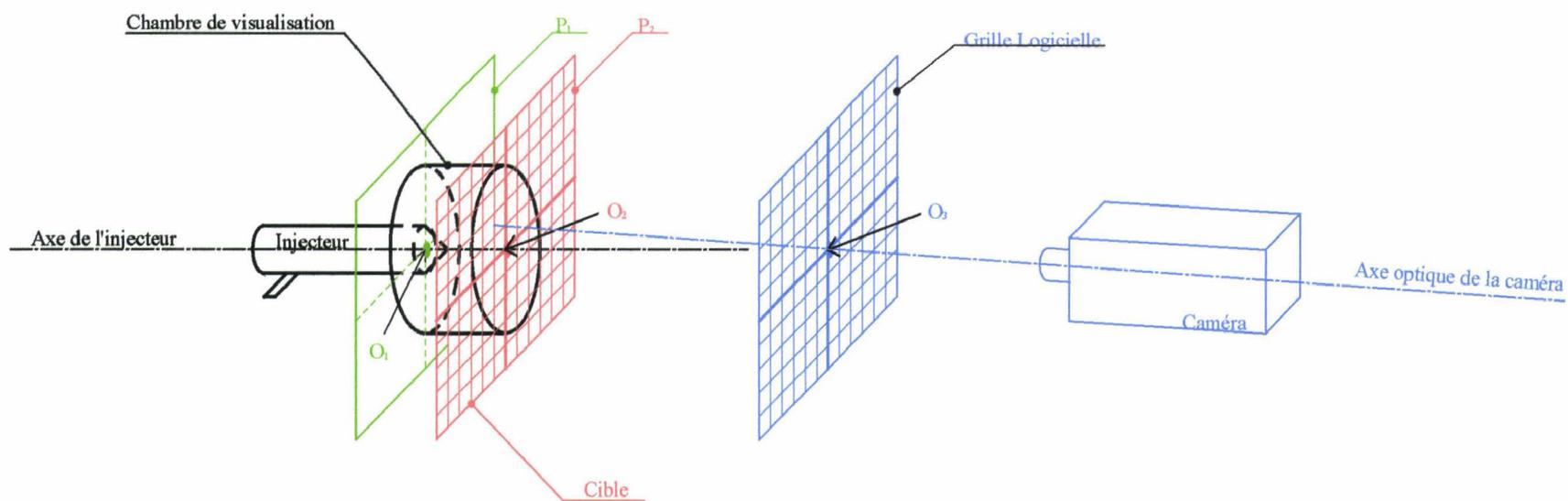


Figure 3.24 : L'alignement de la caméra avec l'injecteur et la chambre de visualisation

La deuxième étape consiste cette fois-ci à aligner la grille logicielle avec une cible rapportée sur la face avant de la chambre de visualisation (plan P_2). Ainsi en supposant que l'injecteur et la chambre de visualisation soient coaxiaux, que le plan de la cible soit confondu avec la face de la chambre et enfin que cette face soit perpendiculaire à l'axe de la chambre, la cible peut alors être considérée perpendiculaire à l'axe de l'injecteur. La superposition de la grille logicielle avec la cible permet donc d'assurer la colinéarité de l'axe optique de la caméra avec l'axe de l'injecteur. Elle s'apprécie par la vision de l'expérimentateur qui positionne la caméra de façon à minimiser les déformations géométriques des motifs inscrits sur la cible. La superposition des points O_3 , O_2 et O_1 (centre de l'injecteur) permet de garantir la juxtaposition des deux axes. Lors de cette étape, il est nécessaire de modifier la distance focale de la caméra afin de visualiser correctement le nouveau plan P_2 .

Notons que cette démarche est bien itérative et fastidieuse car la deuxième étape modifie partiellement les réglages de la première. Bien que cette démarche soit à faire normalement une fois pour toutes, une vérification rapide a été effectuée par précaution avant chaque série d'essais.

La deuxième démarche entreprise fut de tester la tenue mécanique de l'injecteur en statique puis en dynamique pour des pressions supérieures à 1500 bar. Afin de ne pas endommager la chambre de visualisation en cas de rupture et pour des raisons de sécurité, un faux bol métallique a été installé dans la chambre de visualisation (figure 3.25). Il se fixe en lieu et place du hublot et se prolonge jusqu' au nez de l'injecteur afin de l'isoler complètement du bol transparent. L'essai se déroule a pression atmosphérique et le carburant est récupéré grâce à un tuyau souple.



Figure 3.25: Faux bol métallique

La tenue mécanique de l'injecteur a donc été éprouvée à l'aide d'une première série d'essais sans injections de 0 à 3000 bar par plage de 500 bar. Les résultats étant concluants, nous avons poursuivi par une seconde série avec cette fois-ci de multiples injections mais en se limitant à une pression de 2500 bar. Cette limitation de pression est due à la présence des fuites internes de l'injecteur qui n'avaient pas été envisagées initialement dans de telles proportions.

Effectivement, dès la première série d'essais et après la mise sous pression du circuit, nous avons constaté un déplacement non négligeable du piston de la pompe alors qu'il aurait dû être stoppé après avoir atteint la consigne de pression. Le problème est que le débit de fuite de l'injecteur fait chuter la pression d'injection P_i pendant le temps t_1 de la remontée du piston (figure 3.26). La pression de consigne P_i n'est de nouveau atteinte qu'après un temps de compression t_2 . Les temps t_1 et t_2 sont très dépendants de la capacité en air en amont de la pompe puisque une chute de la pression d'air diminue la vitesse de remontée du piston et augmente donc t_1 et ΔP_i ainsi que t_2 . On évalue donc bien ici l'intérêt du réservoir d'air dimensionné précédemment car un maintien de la pression d'air minimise à la fois t_1 et t_2 sachant que le débit de fuite de l'injecteur n'est pas contrôlable. Il faut donc, lors des essais, veiller à réaliser les différentes mesures sur une plage de pression constante. Le temps de cycle de la pompe t_3 doit donc rester supérieur à la somme des temps t_1 et t_2 .

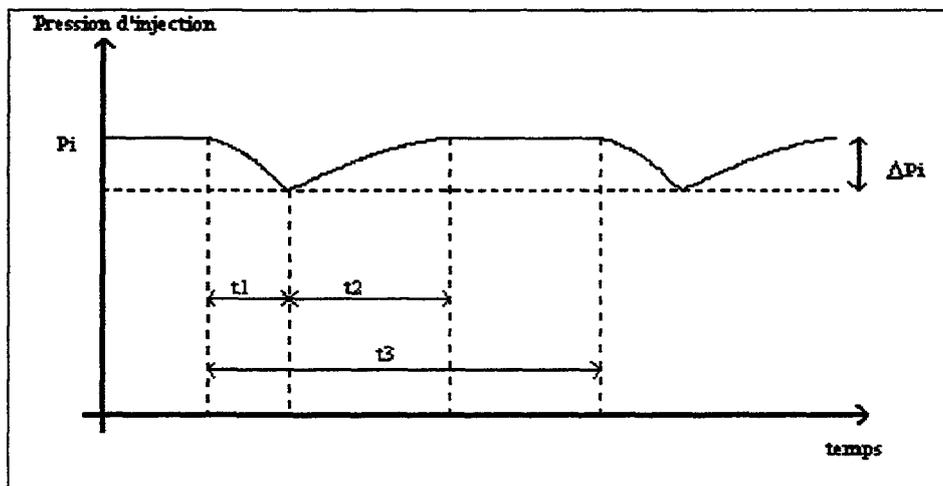


Figure 3.26 : influence du débit de fuite sur la pression d'injection

Nous avons donc mené à la suite de l'évaluation de la tenue mécanique, une nouvelle campagne d'essai afin de quantifier ces fuites en statique, c'est à dire sans injection. Le tuyau de retour du carburant de l'injecteur a été déconnecté du réservoir pour prendre place dans une éprouvette graduée. Les débits ont été calculés grâce à cette éprouvette et à l'aide d'un chronomètre pour quelques valeurs de pressions d'injection.

Les résultats de la figure 3.27 montrent que les débits occasionnés, mêmes s'ils ne sont pas négligeables, sont supportés par la pompe. Cependant ils affectent considérablement la méthodologie des essais car le débit, continu et important pour les hautes pressions, impose par exemple sous 2500 bar d'effectuer les mesures sur une plage de 3 à 4 secondes.

Les débits de fuite en dynamiques, liées au contrôle de l'aiguille de l'injecteur, n'ont été évalués que dans quelques cas de figure car ils sont fonctions de multiples paramètres (pression, fréquence et temps d'injection). De plus, pour notre cas, les injections sont effectuées au libre choix de l'expérimentateur, on parlera donc plus d'un volume supplémentaire de carburant nécessaire à la commande de l'injecteur plutôt que d'un débit

de fuite en dynamique. Ce volume de commande a été évalué par la même méthode que pour les fuites en statique mais cette fois ci le volume de carburant recueilli dans l'éprouvette a été corrigé par le volume de fuites en statique puis recalculé pour chaque injection. Notons qu'il est loin d'être négligeable puisque les quelques essais effectués nous ont permis de montrer qu'il est de l'ordre de grandeur du volume de carburant injecté dans la chambre.

Notons que ce résultat modifie quelques valeurs calculées au chapitre 3.2.2.1.4 lors du dimensionnement du réservoir d'air mais n'affecte pas le bon fonctionnement du moyen d'essai.

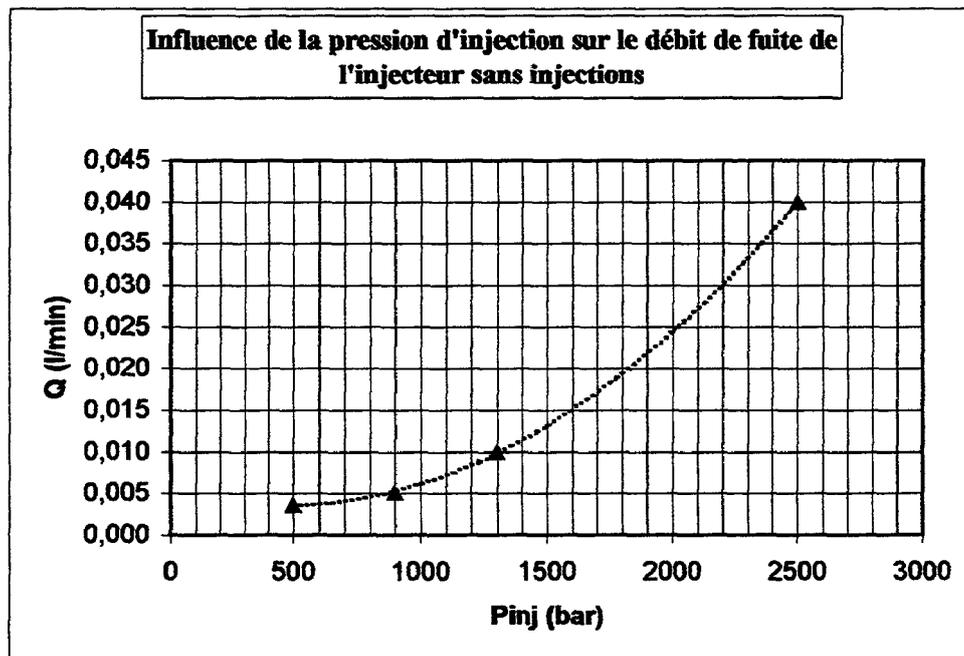


Figure 3.27 : Débit de fuite de l'injecteur sans injections

3.2.2.2.2 La procédure d'essai

La première étape consiste à s'assurer de la propreté du hublot de la chambre de visualisation et de l'objectif de la caméra. Il est souvent nécessaire de les dépoussiérer à l'aide d'une petite bombe d'air sec comprimé. Ensuite nous introduisons le CO_2 à la pression souhaitée à l'aide d'une bouteille raccordée au circuit. Une fois la pression atteinte, la bouteille est désolidarisée du circuit à l'aide d'une vanne manuelle.

La mise sous tension du banc peut alors avoir lieu. Avant de commencer les mesures, il est nécessaire d'allumer les deux projecteurs durant 15 minutes au minimum afin de stabiliser leur éclairage. Cette précaution permet d'assurer des études comparatives sur les luminances des différents pixels des clichés obtenus par la caméra.

Pendant ce temps, de multiples taches sont effectuées de manière chronologique afin d'assurer un bon déroulement des essais :

- Mise en route du circulateur de CO₂ à faible vitesse (300 tr/min) afin d'assurer l'évacuation du carburant injecté sans altérer la géométrie des jets libres. En effet, une évacuation du CO₂ chargé de carburant par le fond de la chambre de visualisation permet d'éviter un dépôt excessif de normafluide sur le hublot et donc de conserver la qualité des prises de vues. La chaleur dégagée par les projecteurs permet au CO₂ d'atteindre une température de consigne que l'on s'est fixée à 30°C^{±2°} au départ des essais. On placera une couverture réfléchissante sur la chambre en cas de dépassement de consigne. Durant les essais les injections de carburant maintiennent la température quasi constante. La mesure de la température est effectuée grâce à un thermocouple et est visualisée à l'aide d'un conditionneur fixé sur le banc.
- Contrôle de l'alignement de la caméra avec l'injecteur en suivant toutes les précautions décrites au chapitre précédent.
- Ouverture des vannes du réservoir de carburant.
- Mise en route de la pompe de gavage de carburant.
- Exécution du logiciel de communication avec le « calculateur » afin d'initialiser différents paramètres tels que la pression rail (400 bar afin de limiter le couple du moteur électrique et pouvoir réduire le régime de rotation), l'avance à l'injection (-0.5° compense le délai d'activation de la caméra), le temps d'injection (0µs pour ne pas avoir d'injections) et enfin la suppression des pré-injections.
- Mise en route de la pompe common rail et réglage du régime de rotation à 250 tr/min à l'aide du variateur.
- Paramétrage de la caméra pour un déclenchement par un signal externe
- Mise en route du système d'acquisition des valeurs de pression (air et carburant).

Nous sommes maintenant prêts pour débiter une série d'essais. Nous appelons série d'essais une suite de prises de vues pour lesquelles les conditions de températures et de pressions de tous les fluides restent constantes. Seuls les retards de prises de vues changent. La fiche d'essai comprend donc deux colonnes. La première spécifie le retard en µs entre le top PMH et le moment de l'acquisition de l'image et des valeurs de pression. La deuxième permet de noter les noms de fichiers générés automatiquement par la caméra et visualisés sur le moniteur. Pour chaque retard, nous effectuons plusieurs acquisitions afin d'évaluer la répétabilité de la mesure. En haut de chaque fiche, nous

rappelons les conditions d'essais afin de pouvoir les associer aux images au moment du dépouillement (Annexe I).

La phase d'essai commence par la mise sous pression du réservoir d'air à la consigne souhaitée. Une table de conversion $P_{\text{air}}/P_{\text{gasole}}$ établie grâce au coefficient multiplicateur de l'amplificateur de pression de la pompe permet de s'approcher de la valeur de pression d'injection souhaitée.

On règle alors le retard de prises de vues, on communique un temps d'injection au calculateur (500 μ s pour nos essais pour limiter la quantité de carburant injecté et donc les oscillations de pressions) et on actionne la pompe pour mettre l'injecteur sous pression. L'injection et les acquisitions peuvent maintenant être déclenchées à l'aide d'un interrupteur (commande manuelle décrite sur la figure 3.17) durant une phase où la pression d'injection est constante.

On commence par deux ou trois injections afin d'ajuster la pression d'air à la bouteille pour obtenir la bonne pression d'injection. Une fois ajustée, la valeur de la pression d'air sera conservée pour servir de base à un futur essai à la même pression d'injection.

La série d'essais peut alors débuter. Après le réglage de chaque retard on effectue le nombre d'injections souhaité en notant à chaque fois les noms de fichier et en vérifiant la stabilité de la valeur de la pression d'injection.

Plusieurs séries d'essais peuvent être effectuées successivement. Il faut cependant veiller à ce que les images restent de bonne qualité (dépôt de gouttelettes de carburant sur le hublot inévitables même avec le circulateur) pour leur assurer un bon traitement informatique ultérieur. La capacité mémoire du système d'acquisition relié à la caméra limite elle aussi le nombre de séries successives puisqu'elle ne permet que le stockage de 600 images.

Lorsque la ou les séries d'essais sont terminées, on commence par éteindre les projecteurs puis la pompe common rail et ensuite le reste des différents organes. On procède alors à la dépressurisation du circuit de CO₂ et au démontage du hublot afin de nettoyer soigneusement la chambre de visualisation. Avant le remontage du hublot, le nez de l'injecteur sera colorisé à l'aide d'un marqueur noir afin d'éviter des reflets parasites lors des prises de vues. Notons qu'une purge du collecteur de carburant du circuit de CO₂ devra être effectuée de manière régulière.

Avant de réinitialiser la mémoire du système d'acquisition d'images, les différentes prises de vues seront stockées sur un disque optique afin d'être traitées ultérieurement. L'annexe I détaille la méthode d'extraction des caractéristiques des jets ainsi que le logiciel développé à cet effet.

Voici ci dessous quelques photos du moyen d'essais :

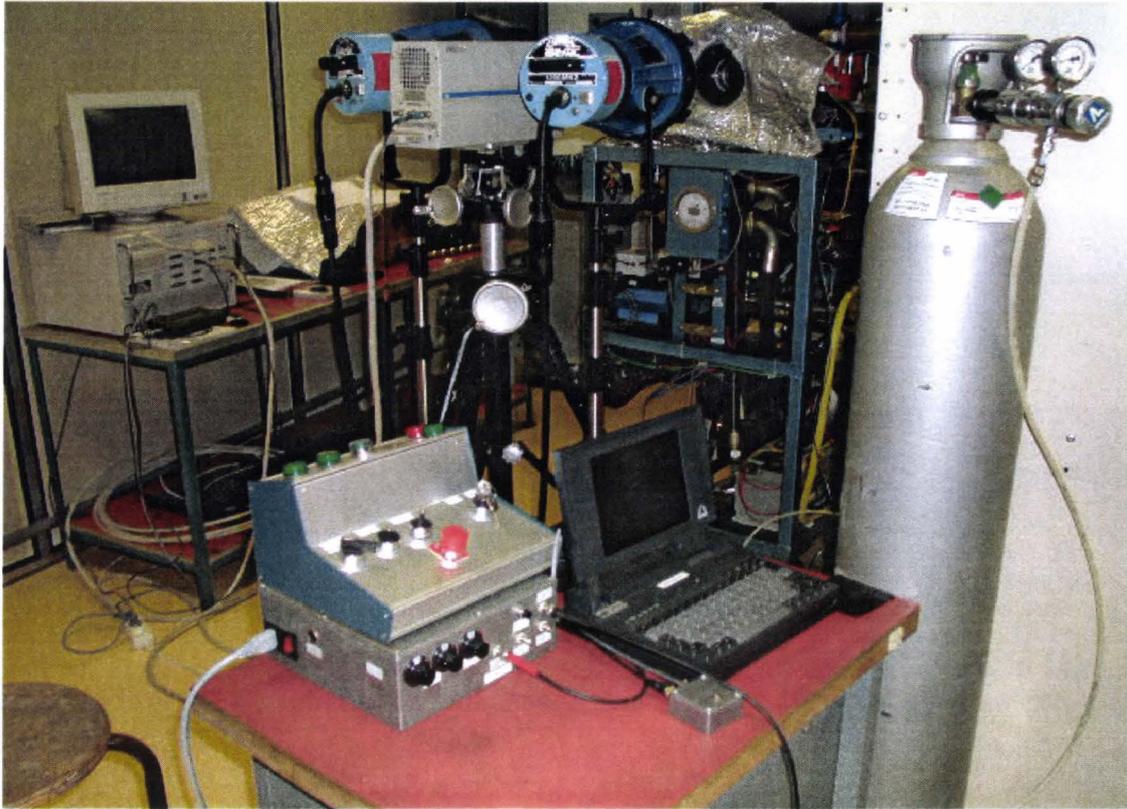


Figure 3.28 : Le poste de pilotage du banc permet le réglage de la pression d'air, le réglage du retard, le contrôle du calculateur, l'activation de la pompe, le départ et l'arrêt des injections et un arrêt d'urgence.

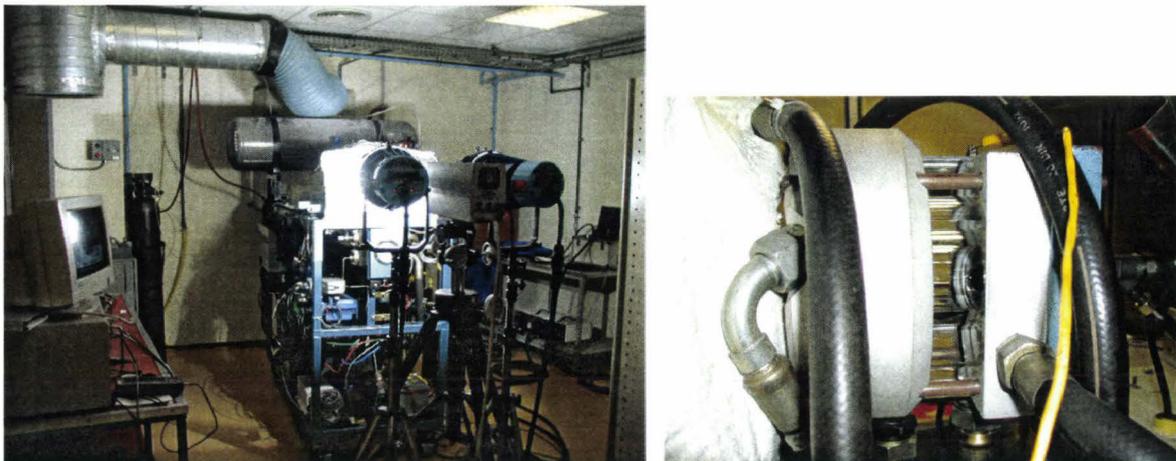


Figure 3.29 : A gauche le banc est en cours d'essais et à droite on remarque la connexion du circuit de CO₂ sur l'avant et l'arrière de la chambre de visualisation.

Chapitre 4 : Résultats et synthèse

Notre logiciel de traitement d'images de jets, décrit en Annexe 1, nous a permis de mesurer les caractéristiques suivantes pour l'ensemble des injections et pour chaque jet :

- la pénétration et la vitesse
- L'angle d'ouverture moyen
- La surface projetée
- Trois surfaces partielles à plage de luminance
- La pénétration à luminance saturante
- L'angle de mouillage

Plusieurs campagnes d'essais ont été menées afin de recueillir les données suffisantes à notre analyse. Le type spécifique de porte injecteur choisi, c'est à dire dimensionné pour résister à une pression de 1800 bar en service, nous a contraint à l'utilisation d'une unique buse. Il ne nous permet donc pas, dans le cadre de cette étude, d'évaluer le comportement des jets à très haute pression pour différents diamètres de trou. Les différentes campagnes ont donc permis d'obtenir les caractéristiques de jets en fonction du temps, de la pression d'injection et de la densité du milieu d'injection.

Nous avons effectué six prises de vues pour chaque variation d'un seul de ces trois paramètres afin d'évaluer l'écart type de chaque mesure inhérent à la non répétabilité des injections. Pour chaque valeur de masse volumique du milieu ambiant, la description du paramètre temporel est effectuée sur 8 à 10 points et celle du paramètre de pression sur 7 points, ce qui nécessite l'acquisition et le traitement de près de 500 images.

Deux grandes campagnes ont donc permis d'obtenir l'évolution des caractéristiques, pour toute la plage de pression (800-2500bar), pour deux valeurs de masse volumique : $23,3 \text{ kg/m}^3$ ($P_{\text{air}} = 60 \text{ bar}$) et $44,7 \text{ kg/m}^3$ ($P_{\text{air}} = 150 \text{ bar}$). Ces deux valeurs représentent globalement les bornes de la plage de masse volumique balayée entre le cas d'un moteur en fin de compression à charge partielle et le cas d'un moteur au PMH après combustion et en pleine charge. Ces deux campagnes représentent environ 1000 clichés.

Une autre campagne a consisté à étudier l'évolution des caractéristiques de jets avec la masse volumique entre les deux bornes précédentes pour une seule pression d'injection. Cette pression a été choisie à 1800 bar de façon à être représentative à une pression d'injection disponible sur les prochaines générations de moteur Diesel.

Enfin la dernière campagne menée a eu pour objectif d'étudier l'influence du temps d'injection sur les caractéristiques de jets pour une pression d'injection (1800 bar) et pour une masse volumique ($23,3 \text{ kg/m}^3$). Ceci nous a permis de situer le choix du temps d'injection ($500 \mu\text{s}$) que nous avons fait pour les autres campagnes d'essais.

Rappelons que ce choix a été fortement motivé par le problème d'encrassement de la chambre de visualisation et donc pour augmenter la qualité des prises de vues (voir chapitre 3).

Nous allons donc maintenant exposer l'évolution de chaque caractéristique au regard des différents résultats obtenus par l'ensemble des campagnes d'essais. On trouvera en annexe 2 un échantillon représentatif des résultats photographiques des différentes campagnes d'essais.

4.1 L'évolution de la pénétration et de la vitesse du jet

4.1.1 L'évolution de la pénétration du jet

Avant d'interpréter un quelconque phénomène lors de l'analyse des courbes d'évolution de la pénétration, il est nécessaire de connaître l'incertitude de mesure associée. Deux sources de dispersions majeures sont à l'origine de cette incertitude. La première est liée au moyen d'injection et plus particulièrement aux différents paramètres contrôlant l'injection (pression de carburant, avance à l'injection,...). La deuxième source de dispersion est liée au moyen de mesure et plus spécialement à la synchronisation de la prise de vue. Lorsque la prise de vue a été effectuée, il n'existe plus de dispersions possible, le traitement d'image étant parfaitement répétable. La figure 4.1 permet d'évaluer, sur la base de six prises de vues par mesure et pour l'ensemble des jets, cette incertitude sous forme d'écart type tout au long de l'injection.

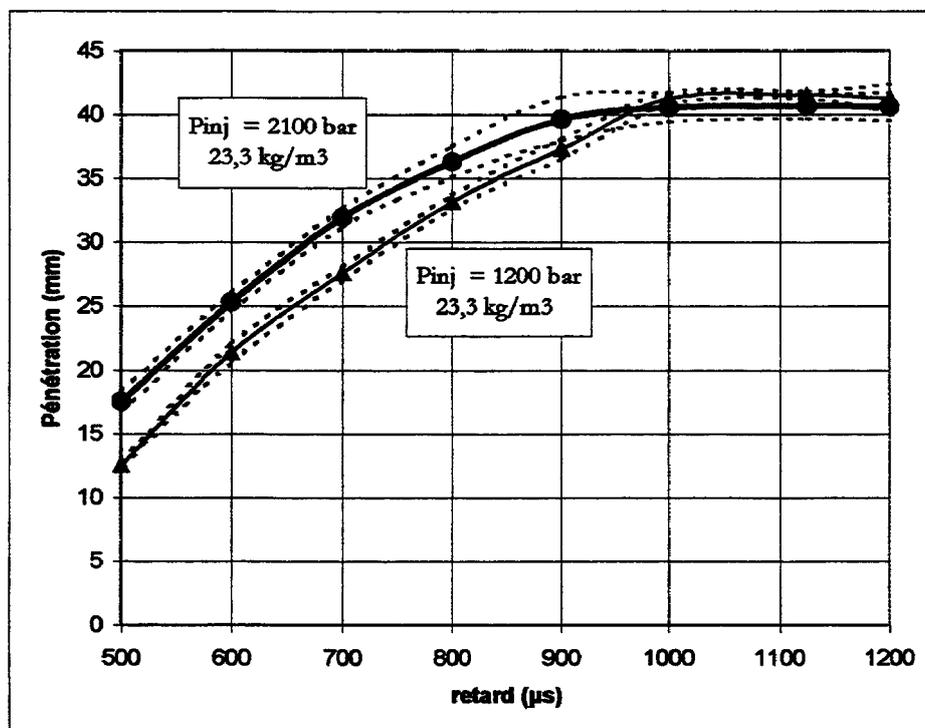


Figure 4.1 : Evaluation des dispersions de pénétration entre plusieurs prises de vues d'injections effectuées dans les mêmes conditions pour l'ensemble des jets.

Il existe cependant une dispersion inhérente à l'injecteur. En effet, les dispersions d'usinage des trous de l'injecteur entraîne des variations de pénétrations non négligeables entre les différents jets. C'est pourquoi, après observations des différents clichés, nous n'avons conservé que les jets 2 et 3 qui semblent très similaires pour calculer les différentes valeurs moyennes des caractéristiques de jets. La figure 4.2 représente les mêmes dispersions que celles affichées sur la figure 4.1 mais en ne conservant que les jets 2 et 3. On constate que l'incertitude devient alors très faible (6 % maximum de la valeur moyenne).

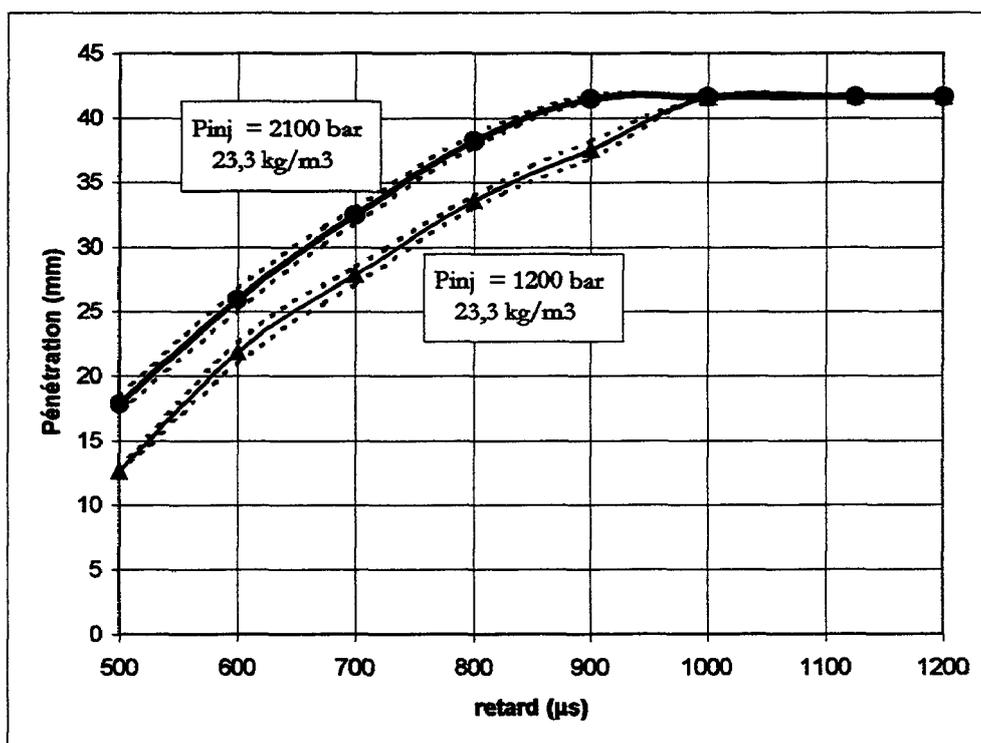


Figure 4.2 : Evaluation des dispersions de pénétration entre plusieurs prises de vues d'injections effectuées dans les mêmes conditions pour les jets 2 et 3.

La pénétration des jets est mesurée à l'aide d'un seuil de luminance (voir annexe 1), la valeur de ce seuil influe considérablement le résultat de la mesure. Si l'on prend les valeurs extrêmes, on obtient pour un seuil de 0 une pénétration égale au rayon du bol et pour un seuil de 255 (luminance maxi), une pénétration égale à la pénétration à luminance saturante. Le choix de la valeur du seuil s'effectue en fait à la frontière de la luminance caractérisant le bruit.

La figure 4.3 décrit l'évolution de la pénétration avec un seuil de luminance variable adimensionné. La frontière entre le jet et le bruit semble se situer aux alentours d'un taux de luminance de 35%. En effet, lorsque le taux de luminance est inférieur à 30%, la pénétration décroît rapidement puis elle devient constante lorsque le taux est compris entre 30 et 40% environ et chute de nouveau pour des taux supérieurs. Le plancher de pénétration observé est gage d'un bon contraste entre les jets et le bruit ambiant et donc révélateur de bonnes conditions d'éclairage que l'on veillera à garder constante par le respect du temps de chauffe des projecteurs.

On choisira donc un taux de 35% comme seuil de luminance pour la mesure de la pénétration des jets au cours des différentes campagnes d'essais.

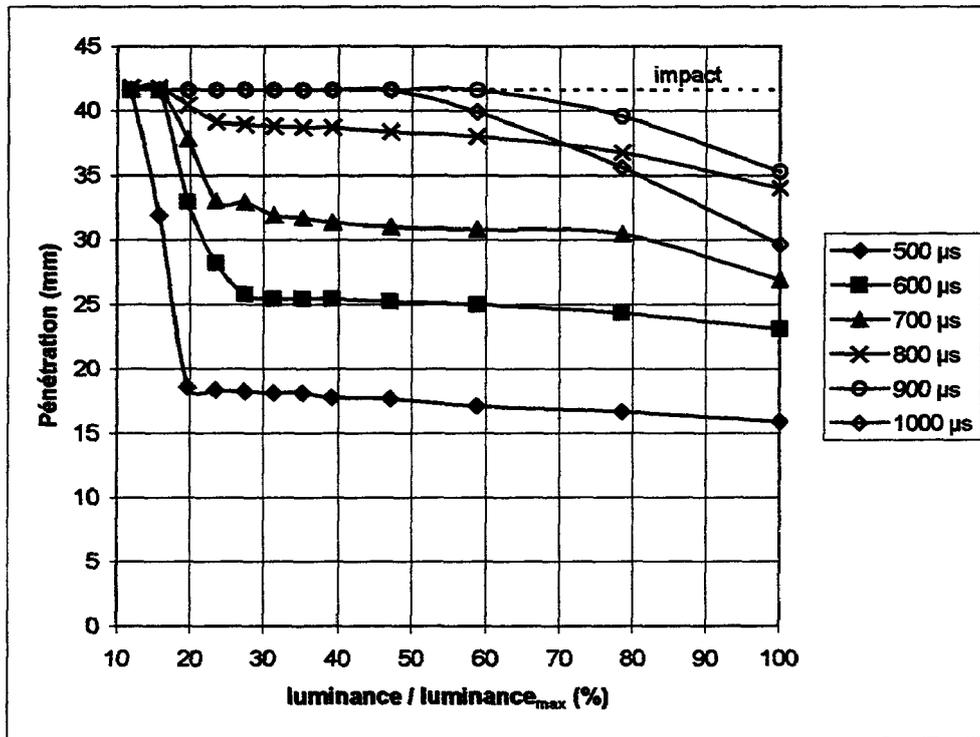


Figure 4.3 : Evolution de la pénétration avec le seuil de luminance adimensionné

Examinons maintenant les différents résultats des différentes campagnes. La figure 4.4 représente l'évolution temporelle de la pénétration pour différentes pressions d'injection et pour une masse volumique du milieu ambiant de $23,3 \text{ kg/m}^3$.

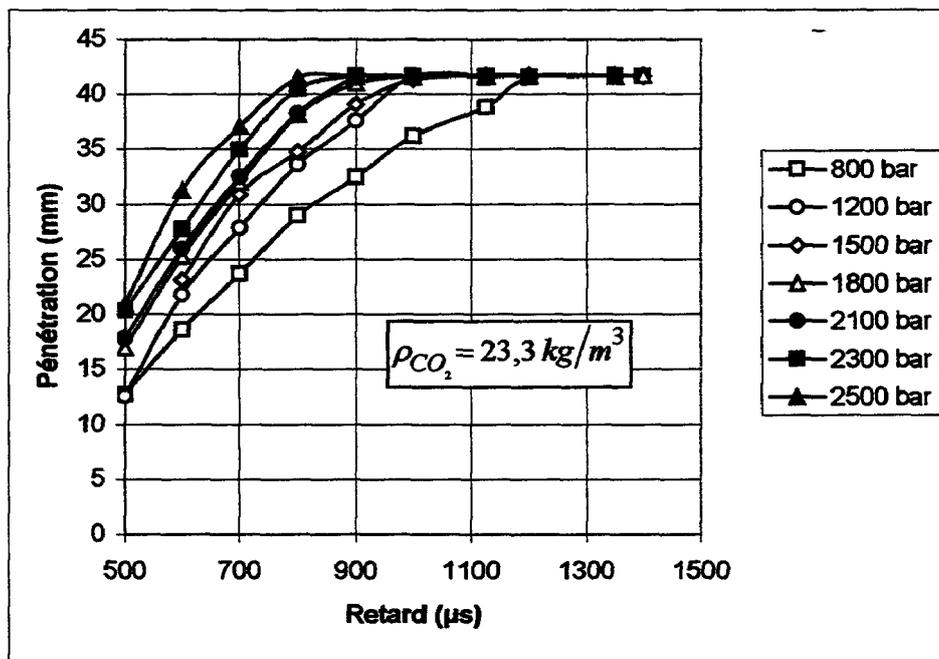


Figure 4.4 : Evolution de la pénétration avec la pression d'injection pour une pression de CO_2 de 12 bar.

On remarquera que pour des pressions d'injections comprises entre 800 et 2500 bar, les lois d'évolution temporelle de la pénétration ont des allures comparables. La deuxième campagne d'essais a permis de visualiser ces lois pour une masse volumique du milieu d'injection nettement plus élevée (44,7 kg/m³ soit l'équivalent de 150bar au PMH moteur). Il semblerait alors que dans ce cas, les lois d'évolutions diffèrent sensiblement pour des pressions supérieures à 2000 bar (figure 4.5).

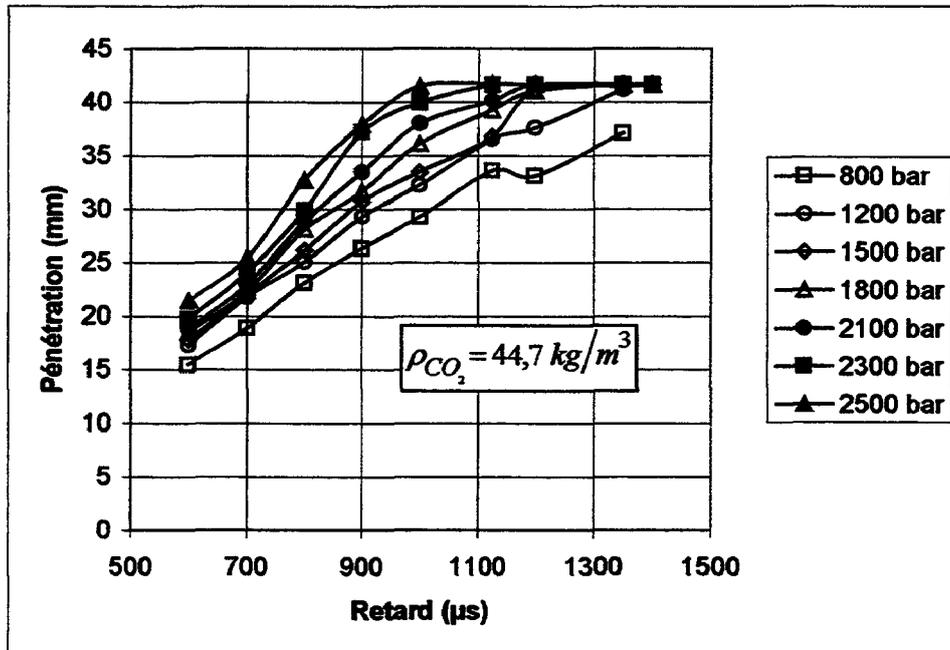


Figure 4.5 : Evolution de la pénétration avec la pression d'injection pour une pression de CO₂ de 24 bar.

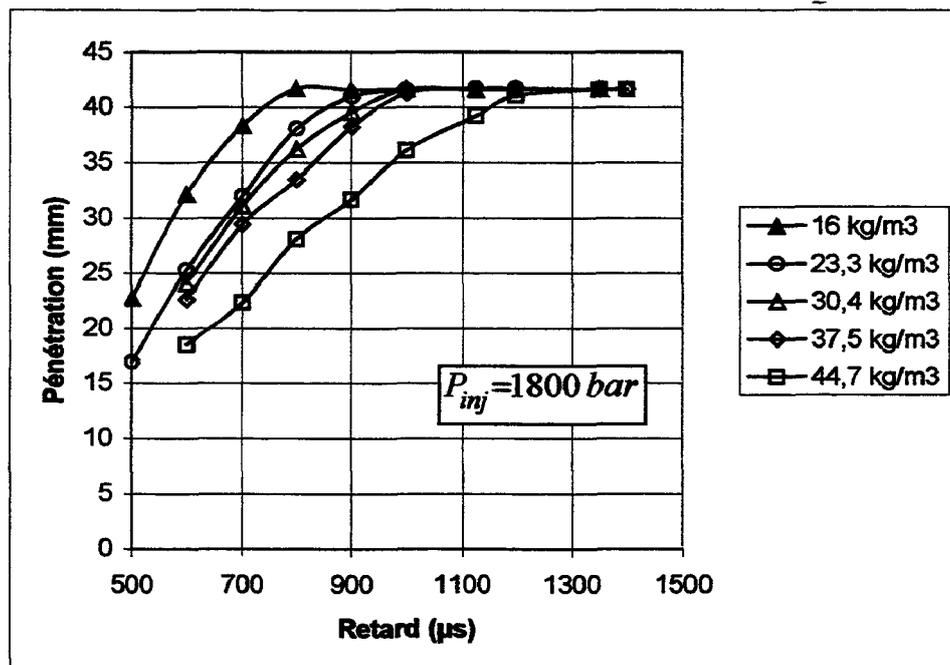


Figure 4.6 : Evolution de la pénétration avec la masse volumique du milieu d'injection

La figure 4.6 correspond aux résultats d'essais de la troisième campagne et permet d'apprécier l'évolution de la pénétration avec la masse volumique du milieu d'injection pour une pression d'injection donnée (1800 bar). L'évolution observée est en accord avec celles décrites par les différentes lois exposées dans le chapitre 2 puisque la vitesse du jet décroît avec la masse volumique du milieu ambiant.

La figure 4.7 correspond à la dernière campagne d'essais et permet d'évaluer l'influence du temps d'injection sur la loi de pénétration. En effet, les problèmes d'encrassement de chambre de visualisation nous avait contraint à limiter le temps d'injection que nous avons choisi à 500 μs (voir chapitre 3). Il fallait cependant s'assurer qu'une éventuelle fermeture prématurée de l'aiguille ne modifie pas la loi de pénétration avant l'impact du jet. La figure 4.7 nous montre que pour un temps d'injection de 350 μs , la loi de pénétration est la même que pour un temps de 750 ou 1000 μs . Le temps d'injection choisi de 500 μs n'affecte donc pas la loi de pénétration.

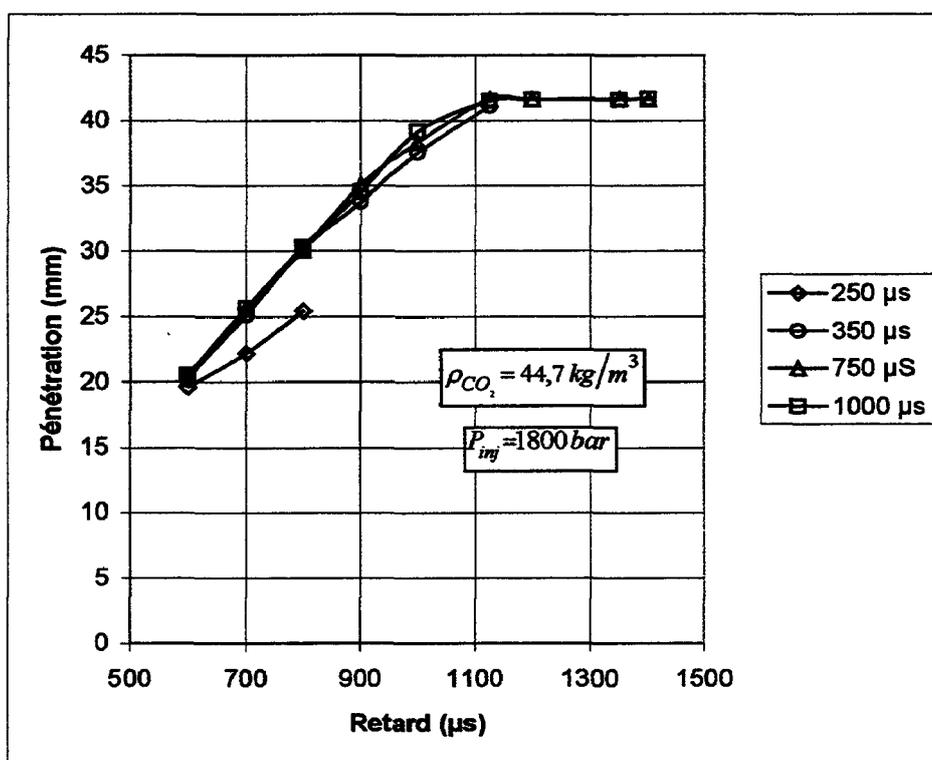


Figure 4.7 : Evolution de la pénétration avec le temps d'injection

Plusieurs lois de pénétration ont été proposées par différents auteurs. Elles ont été exposées au chapitre 2.2.1 et sont, au regard de nos trois variables principales (P_{inj} , ρ_g et t) et à deux exceptions près, très similaires (voir les relations (4.1) à (4.5)).

Sachant que $U_l \propto \Delta P_{inj}^{0,5}$

la relation de Sitkey devient :

$$S \propto \Delta P_{inj}^{0,39} \cdot \rho_g^{-0,35} \cdot t^{0,48} \cdot d^{0,82} \cdot \rho_l^{-0,04} \cdot v_l^{-0,3} \quad (4.1)$$

celle de Taylor et al. :

$$S \propto \Delta P_{inj}^{0,32} \cdot \rho_g^{-0,32} \cdot t^{0,64} \cdot d^{0,18} \cdot L^{0,18} \quad (4.2)$$

celle de Dent :

$$S \propto \Delta P_{inj}^{0,25} \cdot \rho_g^{-0,25} \cdot t^{0,5} \cdot d^{0,5} \cdot T_g^{-0,25} \quad (4.3)$$

celle d'Hiroyasu et al. :

$$S \propto \Delta P_{inj}^{0,25} \cdot \rho_g^{-0,25} \cdot t^{0,5} \cdot d^{0,5} \quad (4.4)$$

celle d'Arrègle et al. :

$$S \propto \Delta P_{inj}^{0,283} \cdot \rho_g^{-0,242} \cdot t^{0,523} \cdot d^{0,608} \quad (4.5)$$

Les figures 4.8 à 4.12 montrent bien la similitude des différentes relations à l'exception de celles de Sitkey et Taylor qui, bien que recalées sur le point de départ de la courbe expérimentale (800bar, 23,3 kg/m³), deviennent beaucoup moins représentatives des résultats expérimentaux pour des pression d'injections supérieures.

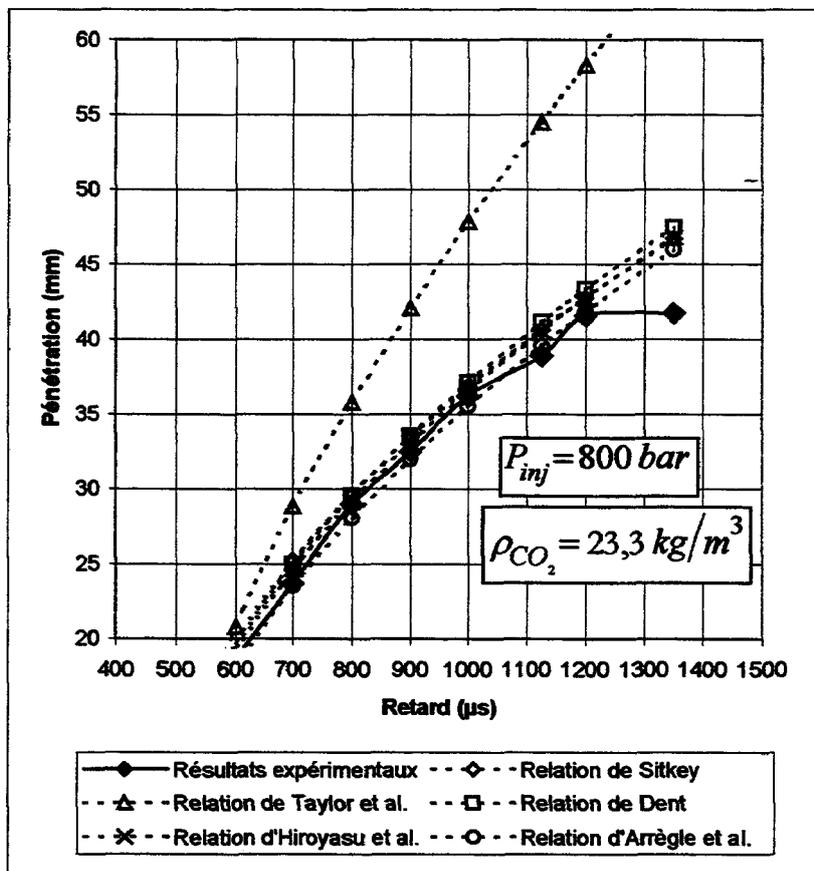


Figure 4.8 : Comparaison des différentes loi de pénétration pour le couple (800 bar, 23,3 kg/m³)

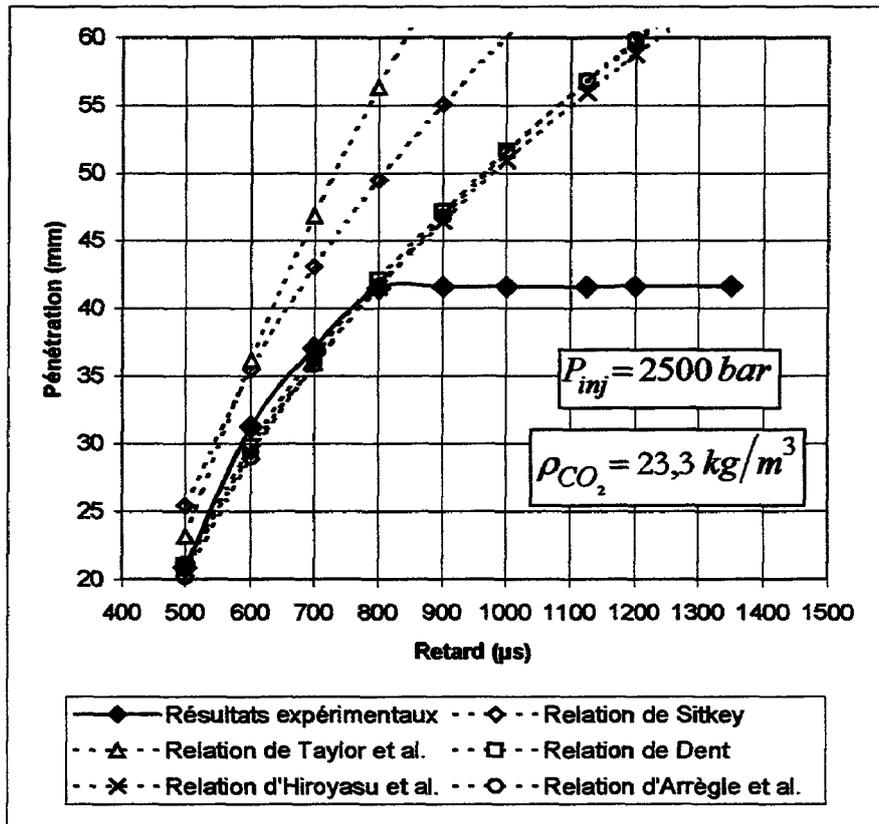


Figure 4.9 : Comparaison des différentes loi de pénétration pour le couple (2500 bar, 23,3 kg/m³)

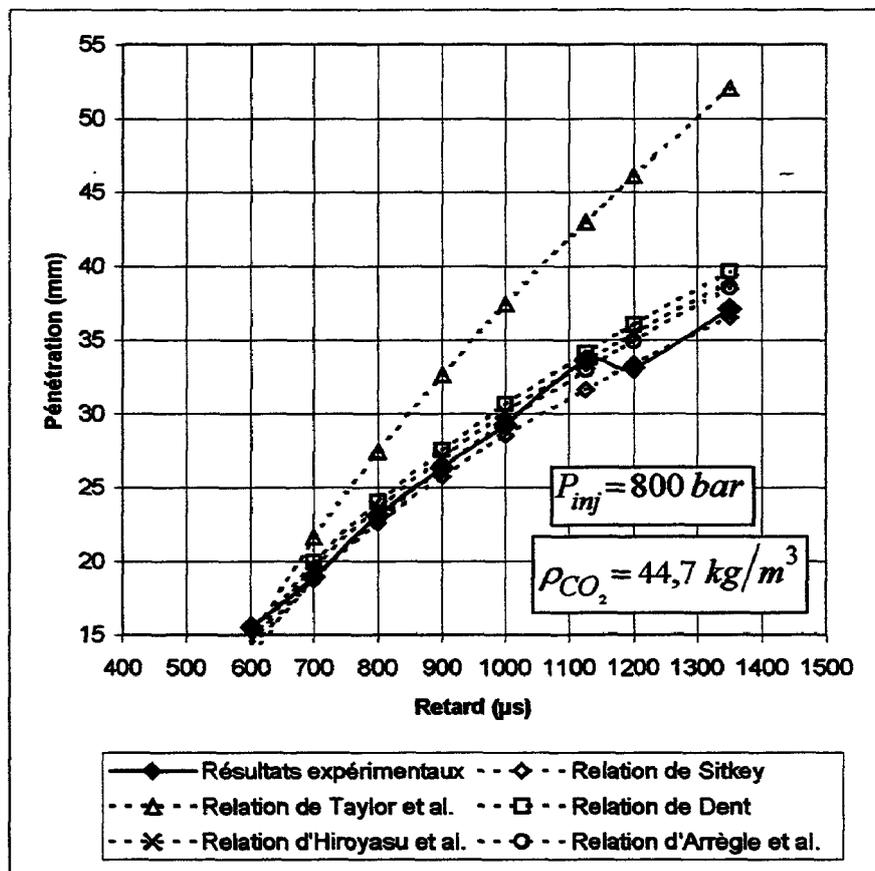


Figure 4.10 : Comparaison des différentes loi de pénétration pour le couple (800 bar, 44,7 kg/m³)

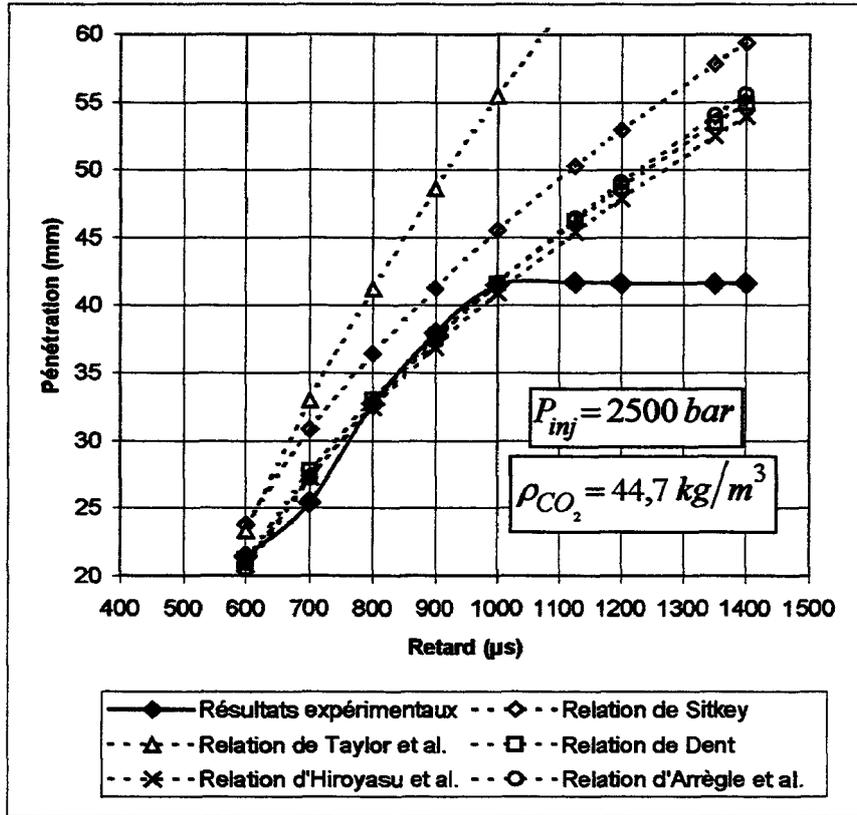


Figure 4.11 : Comparaison des différentes loi de pénétration pour le couple (2500 bar, 44,7 kg/m³)

Exprimons maintenant, à l'aide d'une analyse dimensionnelle, la relation liant les quatre variables les plus influentes (ΔP_{inj} , ρ_g , d et t). Au regard de la bibliographie, l'expression de la pénétration peut s'écrire sous la forme suivante :

$$S = k \cdot d^a \cdot \Delta P_{inj}^b \cdot \rho_g^c \cdot (t - t_0)^d \quad (4.6)$$

« t_0 » représente l'instant où le gazole commence à sortir du trou de l'injecteur, ce temps n'est pas connu précisément car il dépend de nombreux temps de réponse (caméra, électronique de commande, injecteur, ...). L'analyse dimensionnelle de la relation (4.6) impose les conditions suivantes :

$$\begin{aligned} a &= 1-d \\ b &= -c \\ d &= 2.b \end{aligned} \quad (4.7)$$

On a donc d'après les relations (4.6) et (4.7) :

$$S = k \cdot d^{1-n} \cdot \Delta P_{inj}^{\frac{n}{2}} \cdot \rho_g^{-\frac{n}{2}} \cdot (t - t_0)^n \quad (4.8)$$

ou encore :

$$S = k \cdot d \cdot \left[\sqrt{\frac{\Delta P_{inj}}{\rho_g}} \cdot \frac{(t-t_0)}{d} \right]^n \quad (4.8)$$

On retrouve sous cette forme la relations de Taylor et al. ($n=0,64$) ainsi que les relations de Dent et Hiroyasu et al. ($n=0,5$). Taylor et al. ont corrigé cette expression par le rapport adimensionnel (L/d) alors que Dent l'a corrigé à l'aide du rapport ($295/T_g$) afin de prendre en compte l'effet de la température. On peut ainsi imaginer toutes sortes de corrections en fonction des conditions d'expérimentations. Lorsque les quatre variables citées précédemment sont les seules à évoluer durant les différentes campagnes d'essais, il n'est pas nécessaire d'affecter une correction à la relation (4.8). A contrario, lorsque d'autres grandeurs évoluent, un terme adimensionnel correctif permettra de garder le coefficient « k » constant.

Notons que la relation (4.8) peut être plus explicite en introduisant la masse volumique ρ_l du gasole afin de faire apparaître la vitesse du jet en sortie du trou de l'injecteur :

$$S = k \cdot d \cdot \left[\sqrt{\frac{\Delta P_{inj}}{\rho_l}} \cdot \frac{(t-t_0)}{d} \right]^n \cdot \left(\frac{\rho_l}{\rho_g} \right)^{\frac{n}{2}} \quad (4.9)$$

La vitesse en sortie de trou est définie par :

$$U_1 = C_d \cdot \sqrt{\frac{2 \cdot \Delta P_{inj}}{\rho_l}} \quad (4.10)$$

« C_d » est défini au chapitre 2.2.5

On peut donc exprimer la pénétration par :

$$S = k' \cdot d \cdot \left[U_1 \cdot \frac{(t-t_0)}{d} \right]^n \cdot \left(\frac{\rho_l}{\rho_g} \right)^{\frac{n}{2}} \quad (4.11)$$

$$\text{avec } k' = \frac{k}{\sqrt{2} \cdot C_d}$$

Cette dernière relation (4.11) n'est pas directement exploitable car notre moyen d'essai ne nous permet pas de mesurer la vitesse en sortie de trou mais elle permet d'apprécier l'influence de la vitesse d'éjection du gasole sur la valeur de la pénétration.

Cherchons maintenant la valeur moyenne optimale des variables k et n permettant d'obtenir la loi la plus représentative de nos résultats expérimentaux. Pour cela un module de calcul à été créé dans le logiciel d'analyse de jet afin de rechercher ces valeurs optimales pour chaque courbe de pénétration. Ce module est détaillé en Annexe 1 et permet aussi de forcer une ou plusieurs variables à une valeur donnée. On trouve ainsi par cette méthode les valeurs $k=4,5$ et $n=0,48$ qui permettent d'obtenir la relation (4.12) correspondant donc à la loi optimale pour nos essais. Notons que la relation d'Hiroyasu et al. corrèle aussi très bien nos résultats expérimentaux. La figure 4.12 permet d'évaluer le coefficient de détermination R^2 pour la relation d'Hiroyasu et celle déterminée par notre module de calcul.

$$S = 4,5 \cdot d \cdot \left[\sqrt{\frac{\Delta P_{inj}}{\rho_g}} \cdot \frac{(t-t_0)}{d} \right]^{0,48} \quad (4.12)$$

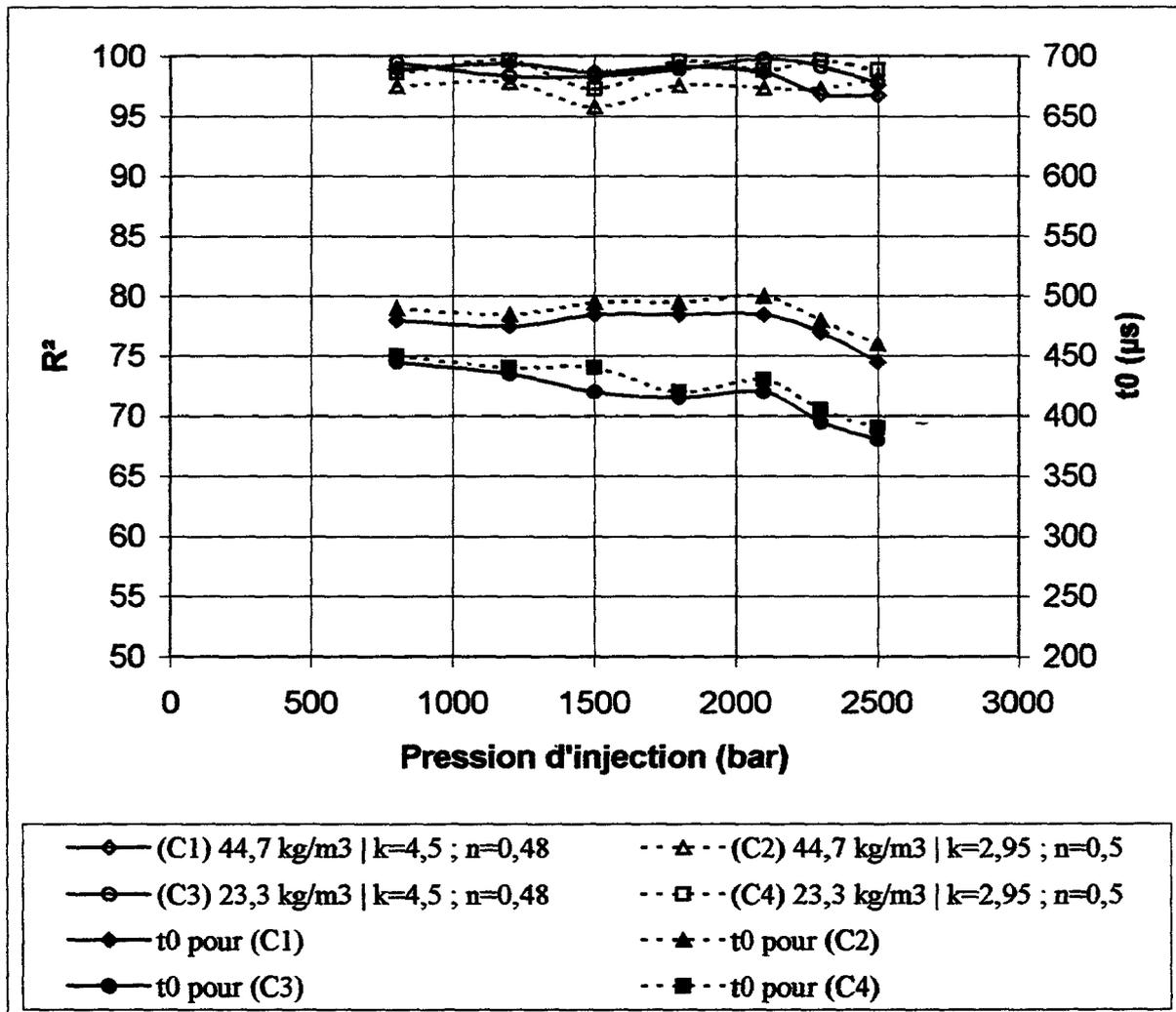


Figure 4.12 : Représentation du coefficient de détermination R^2 entre nos résultats expérimentaux et deux lois de pénétrations : (C1) et (C3) relation optimale calculée par notre module (C2) et (C4) relation d'Hiroyasu

On remarquera que même si les deux relations corréleront très bien nos résultats expérimentaux (figures 4.13 à 4.26), la relation obtenue à l'aide des valeurs de n et k optimales est un peu plus indépendante de la pression d'injection que la relation d'Hiroyasu et al. (figure 4.12) et ceci pour les deux valeurs de masse volumique étudiées ($23,3 \text{ kg/m}^3$ et $44,7 \text{ kg/m}^3$). Pour les masses volumiques intermédiaires (figure 4.27 à 4.29), la loi d'Hiroyasu semble mieux corréler nos résultats expérimentaux que la loi optimale obtenue à partir des deux valeurs de masse volumique précédentes. Il faut cependant être prudent car, ici, l'étude n'a été menée que sur une seule pression d'injection.

Notons que le temps ' t_0 ' a été laissé libre lors du calcul car il est fonction de nombreux paramètres et peut fluctuer d'une injection sur l'autre.

On notera aussi que le coefficient de détermination est un peu moins bon pour les pressions supérieures à 2300 bar lorsque la masse volumique est de $44,7 \text{ kg/m}^3$. En effet, les courbes expérimentales de pénétrations sont un peu différentes pour les pressions de 2300 bar et 2500 bar (figures 4.5, 4.25 et 4.26). La pénétration a tendance à augmenter beaucoup plus rapidement avec le temps. On observe parallèlement (voir chapitre 4.2), pour ces deux cas, que l'angle du jet est plus important en début d'injection et revient ensuite sur sa valeur « normale ». Il est cependant difficile d'interpréter ce phénomène car il intervient en fin de gamme de pression aussi bien pour la pression d'injection que pour la pression de CO_2 et des investigations au delà de 2500 bar ne sont pas possibles pour le moment avec notre moyen expérimental.

Pour la suite de notre étude (surfaces et volumes des jets, coefficients d'expansion, ...), nous opterons pour la loi de pénétration exprimée en fonction de k et n (relation 4.8). Nous effectuerons ensuite l'application numérique pour chacune des deux lois retenues si nécessaire:

Loi d'Hiroyasu et al. : $(k=2,95 ; n=0,5)$

Loi dite « optimale » : $(k=4,5 ; n=0,48)$

Comparaison des deux modèles avec les résultats expérimentaux
 ($\rho_g = 23,3 \text{ kg/m}^3$)

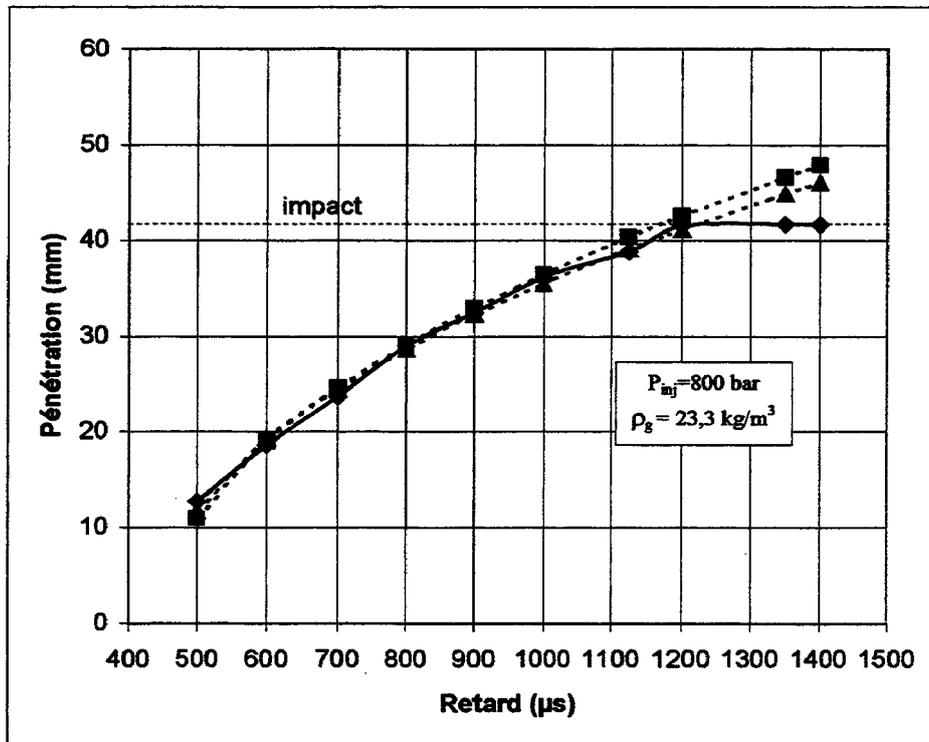


Figure 4.13

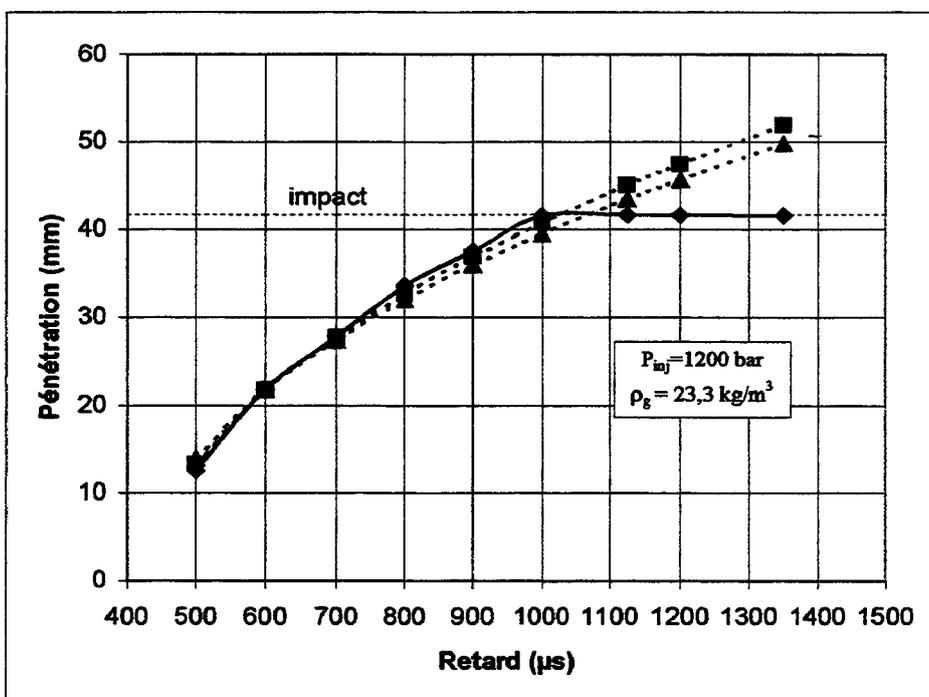


Figure 4.14

—◆— Courbe expérimentale ---■--- Loi d'Hiroyasu ---▲--- loi optimale

Comparaison des deux modèles avec les résultats expérimentaux
 ($\rho_g = 23,3 \text{ kg/m}^3$)

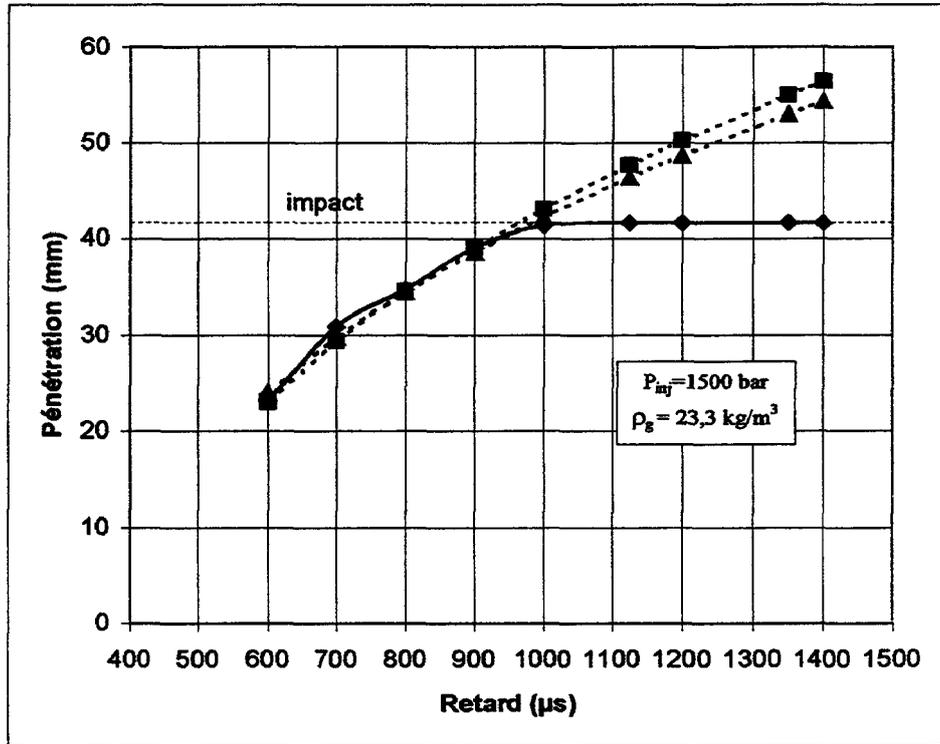


Figure 4.15

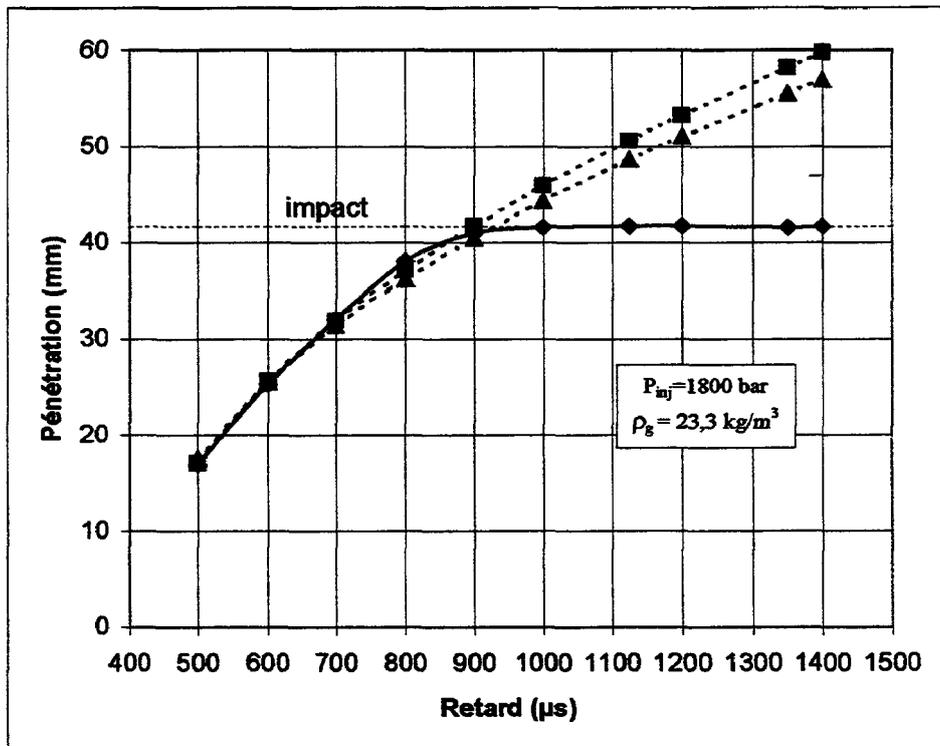


Figure 4.16

—◆— Courbe expérimentale - - - ■ - - - Loi d'Hiroyasu - - - ▲ - - - loi optimale

Comparaison des deux modèles avec les résultats expérimentaux
 ($\rho_g = 23,3 \text{ kg/m}^3$)

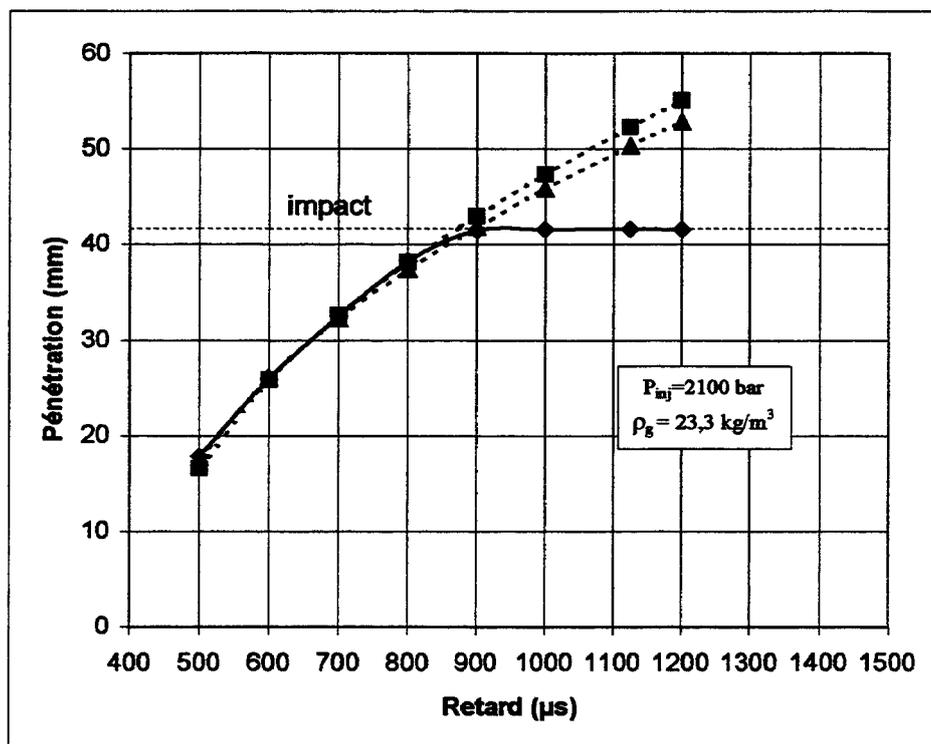


Figure 4.17

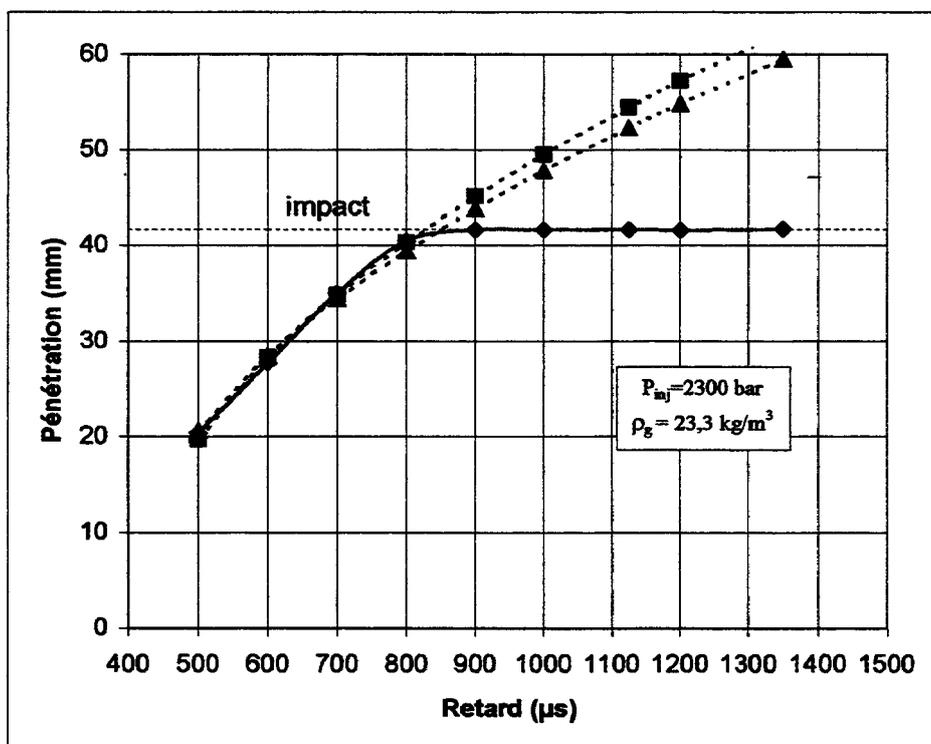


Figure 4.18

—◆— Courbe expérimentale - - - ■ - - - Loi d' Hiroyasu - - - ▲ - - - loi optimale

Comparaison des deux modèles avec les résultats expérimentaux
 ($\rho_g = 23,3 \text{ kg/m}^3$)

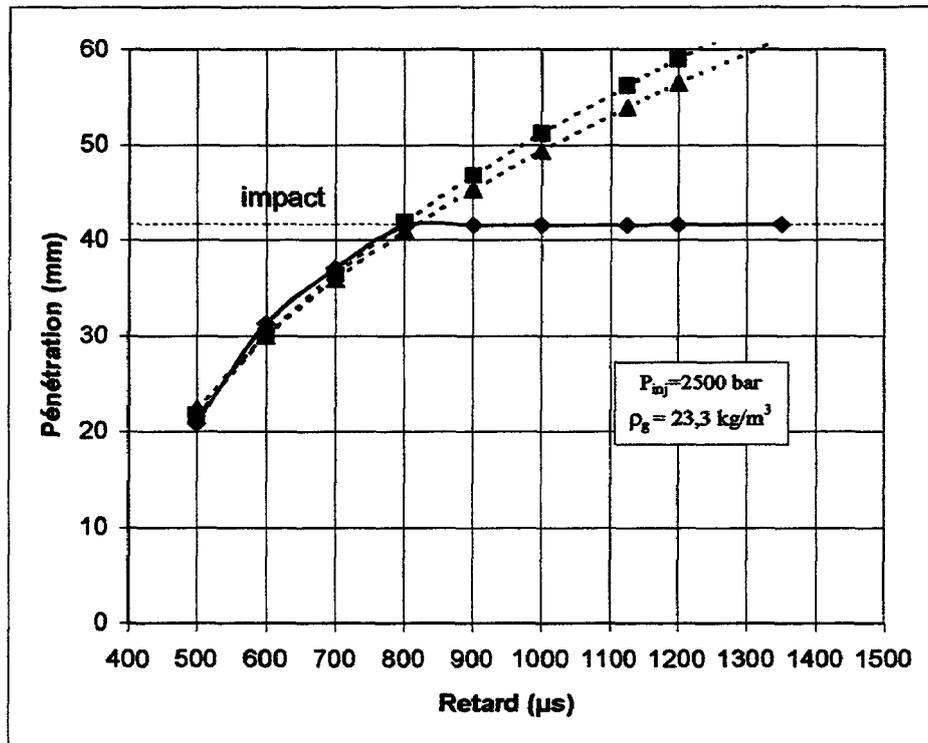


Figure 4.19

—◆— Courbe expérimentale - - - ■ - - - Loi d'Hiroyasu - - - ▲ - - - loi optimale

Comparaison des deux modèles avec les résultats expérimentaux
 ($\rho_g = 44,7 \text{ kg/m}^3$)

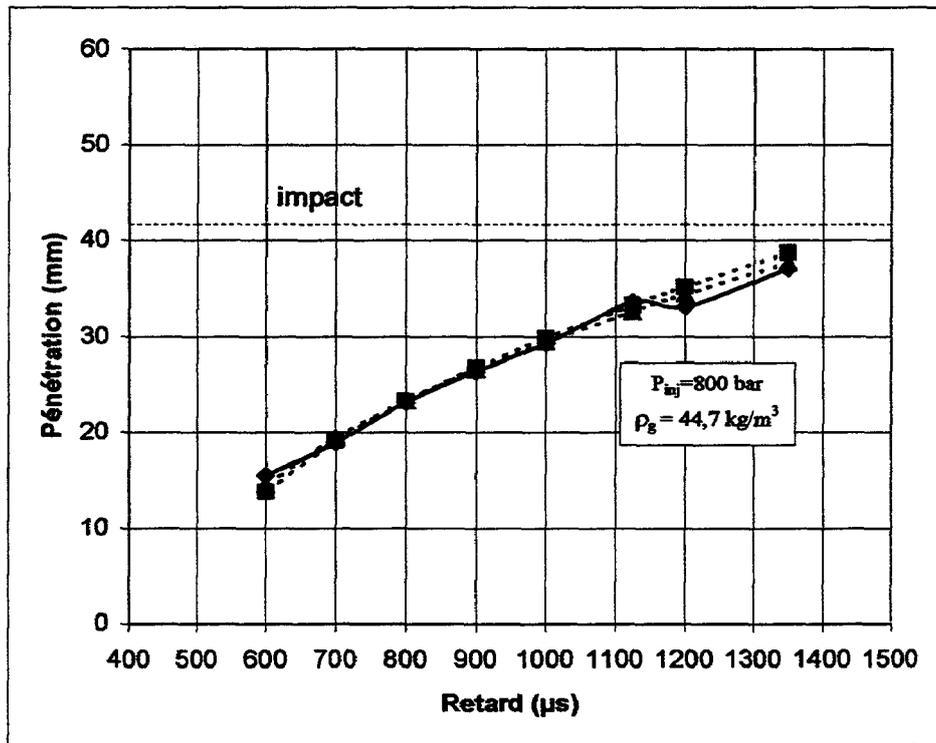


Figure 4.20

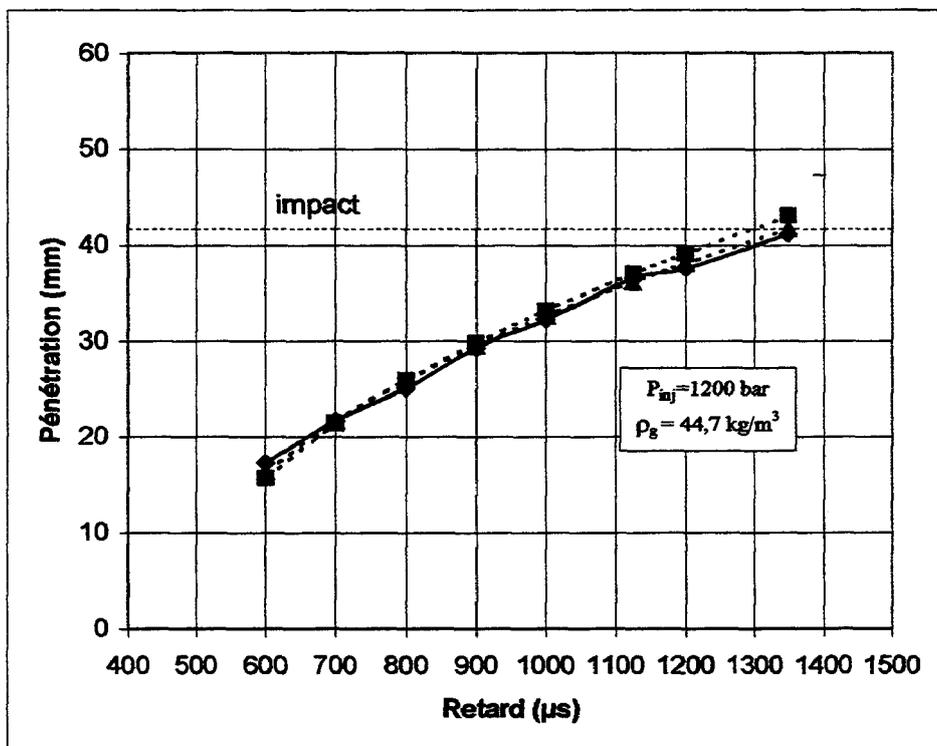


Figure 4.21

—◆— Courbe expérimentale - - - ■ - - - Loi d'Hiroyasu - - - ▲ - - - loi optimale

Comparaison des deux modèles avec les résultats expérimentaux
 ($\rho_g = 44,7 \text{ kg/m}^3$)

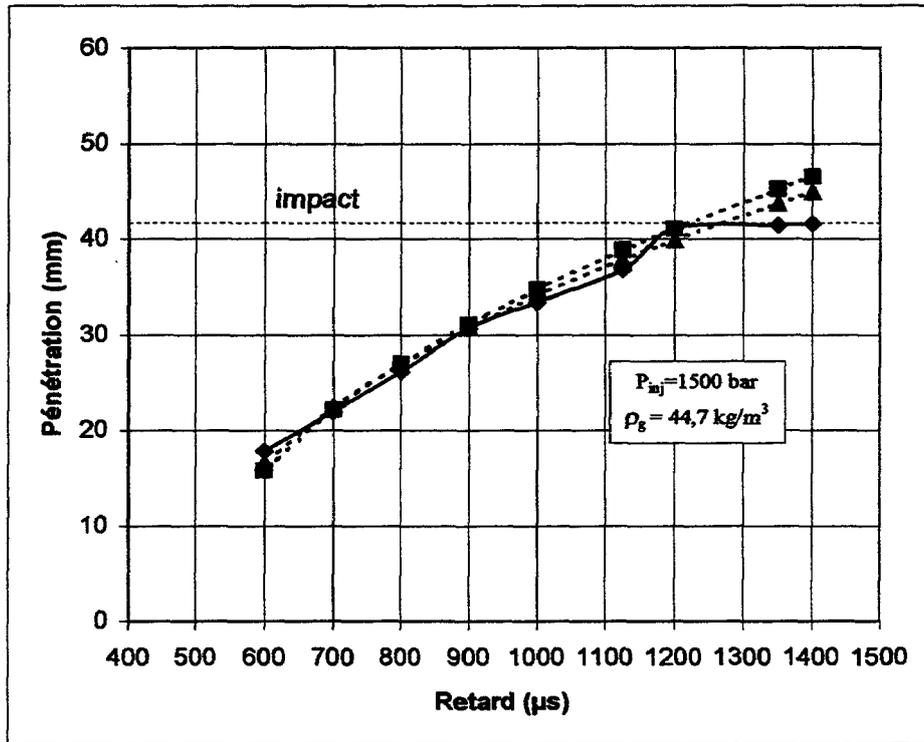


Figure 4.22

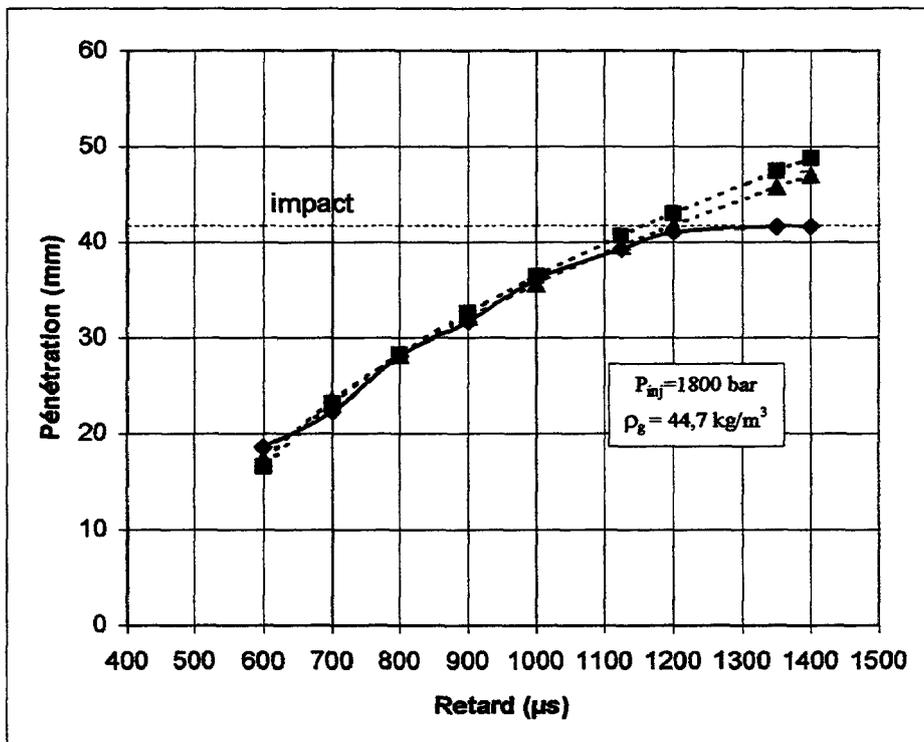


Figure 4.23

—◆— Courbe expérimentale ---■--- Loi d'Hiroyasu ---▲--- loi optimale

Comparaison des deux modèles avec les résultats expérimentaux
 ($\rho_g = 44,7 \text{ kg/m}^3$)

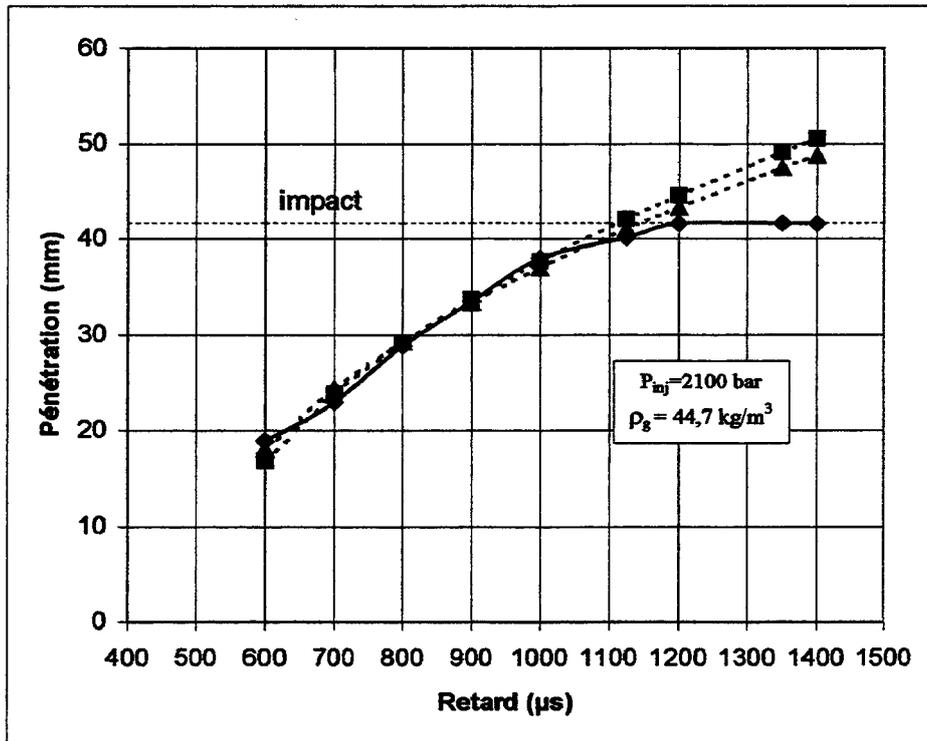


Figure 4.24

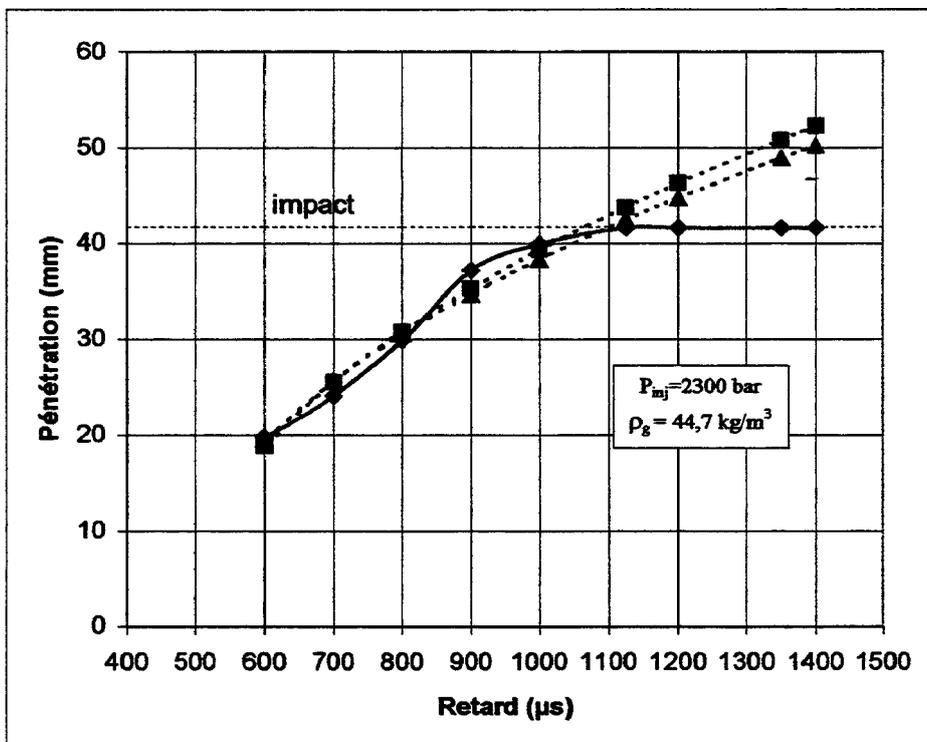


Figure 4.25

—◆— Courbe expérimentale - - - ■ - - - Loi d'Hiroyasu - - - ▲ - - - loi optimale

Comparaison des deux modèles avec les résultats expérimentaux
 ($\rho_g = 44,7 \text{ kg/m}^3$)

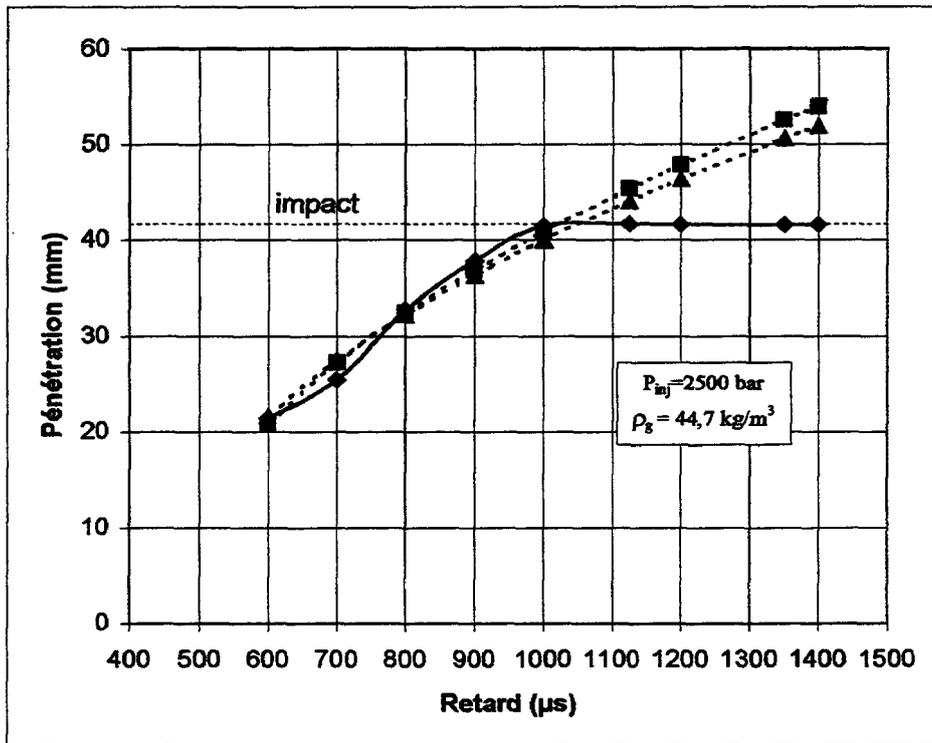


Figure 4.26

—◆— Courbe expérimentale - - - ■ - - - Loi d'Hiroyasu ····▲···· loi optimale

Comparaison des deux modèles avec les résultats expérimentaux
 ($P_{inj} = 1800 \text{ bar}$, ρ_g variable)

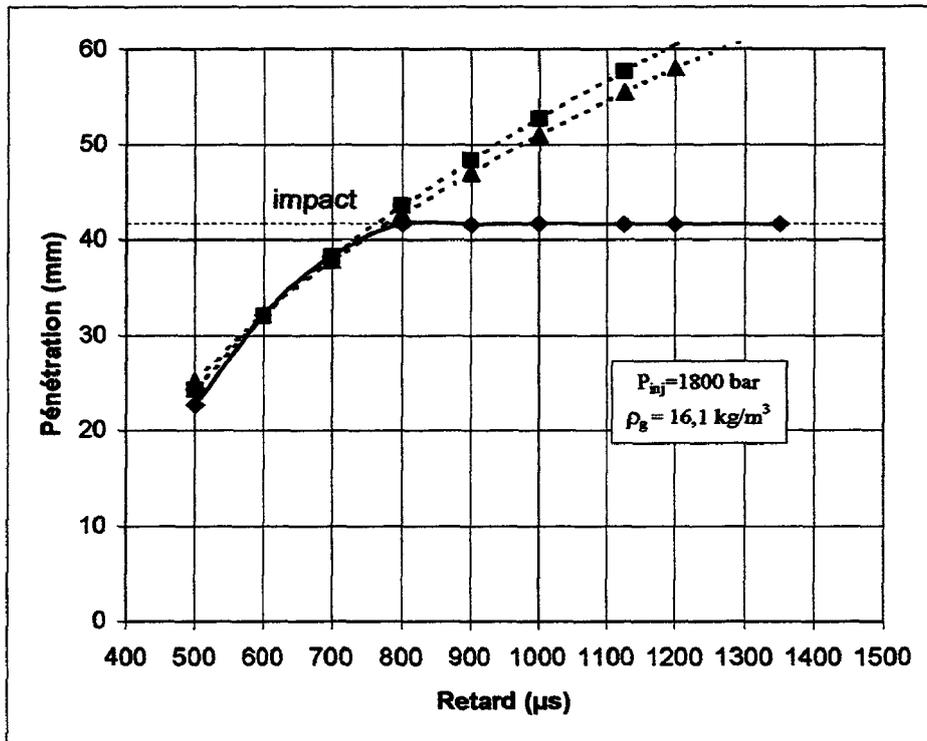


Figure 4.27

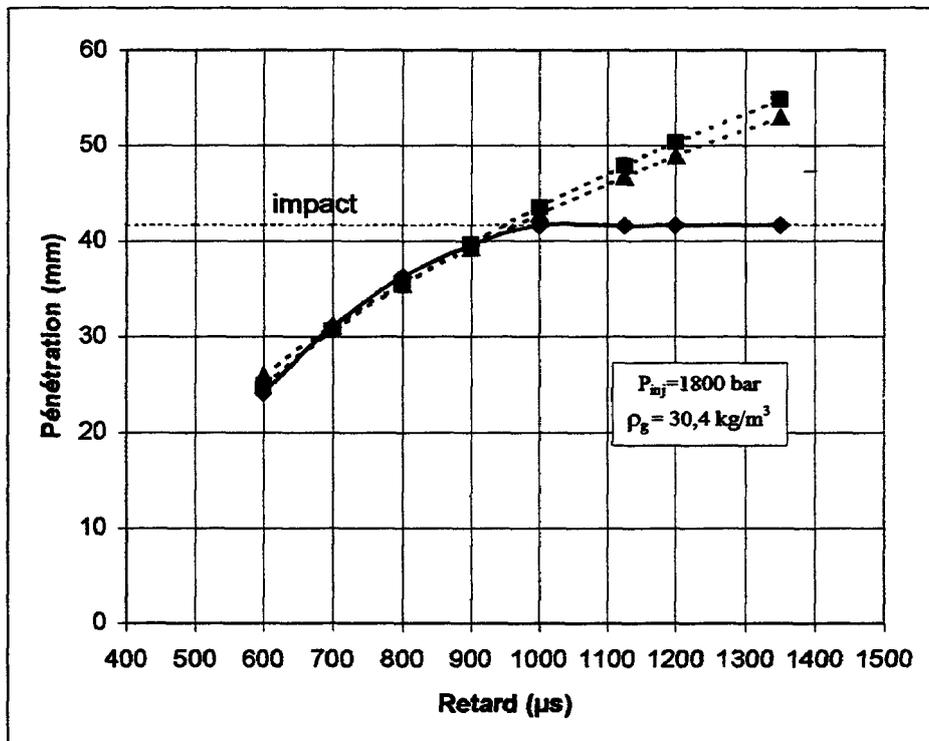


Figure 4.28

—◆— Courbe expérimentale ---■--- Loi d'Hiroyasu ---▲--- loi optimale

Comparaison des deux modèles avec les résultats expérimentaux
 ($P_{inj} = 1800 \text{ bar}$, ρ_g variable)

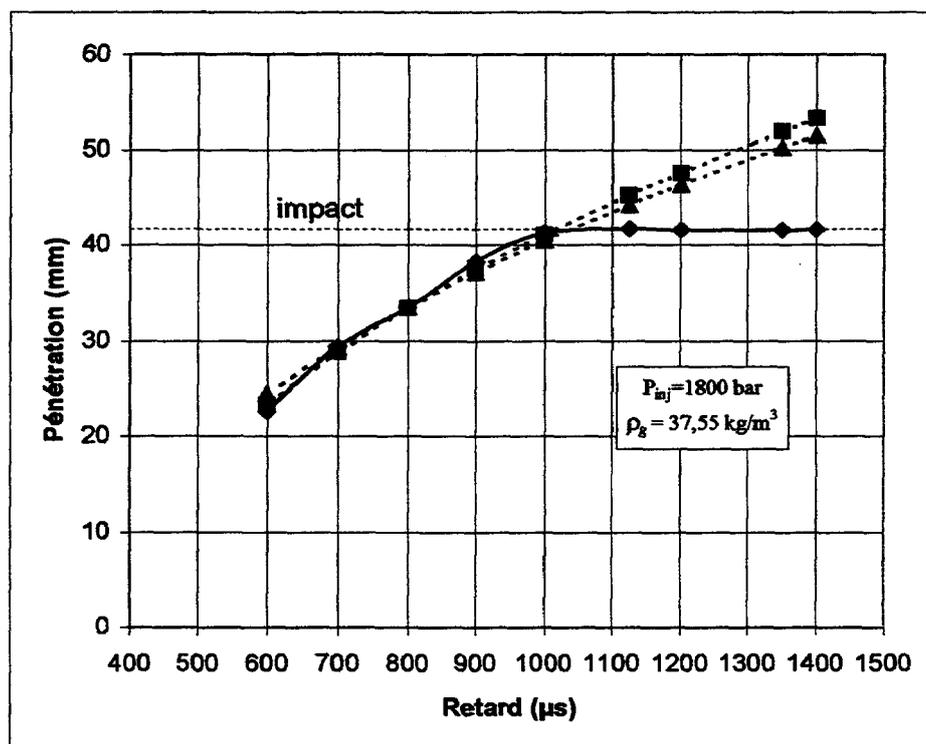


Figure 4.29

—◆— Courbe expérimentale - - - ■ - - - Loi d'Hiroyasu - - - ▲ - - - loi optimale

4.1.2 L'évolution de la vitesse du jet

A l'aide de la relation (4.8), il est maintenant possible d'établir l'expression de la vitesse du front de jet en fonction du temps ou de la pénétration. On dérive pour cela la relation (4.8) par rapport au temps, on obtient alors :

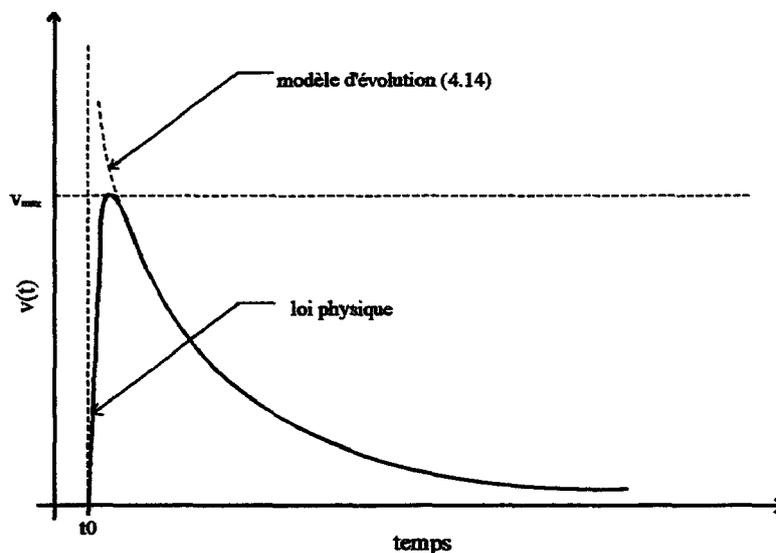
$$v(t) = n \cdot k \cdot d \cdot \left[\sqrt{\frac{\Delta P_{inj}}{\rho_g}} \cdot \frac{1}{d} \right]^n \cdot (t-t_0)^{n-1} \quad (4.13)$$

ou encore en fonction de la pénétration :

$$v(t) = n \cdot k \cdot d \cdot \left[\sqrt{\frac{\Delta P_{inj}}{\rho_g}} \cdot \frac{(t-t_0)}{d} \right]^n \cdot \frac{1}{(t-t_0)} = n \cdot \frac{S(t)}{(t-t_0)} \quad (4.14)$$

Ce qui signifie qu'à un instant 't', la vitesse instantanée est (1/n) fois plus faible que la vitesse moyenne calculée à partir de 't0' jusqu'à 't'. Si l'on prend pour exemple la loi de pénétration proposée par Hiroyasu et al., la vitesse instantanée est deux fois plus faible que la vitesse moyenne.

Vu que $0 < n < 1$, d'après la relation (4.13), $\lim_{t \rightarrow t_0} (v(t)) = +\infty$ or ce n'est pas le cas physiquement puisque $v(t_0) = 0$. La loi d'évolution de la vitesse du front de jet n'est donc pas valable lorsque t est proche de t0. Il est de toute manière très difficile de la connaître dans cette zone car l'écoulement est en régime transitoire vu que l'aiguille est en cours de levée. La vitesse ne pourra pas, de toute façon, dépasser la vitesse maximale définie par la relation 4.15 et l'évolution de la vitesse aura donc la forme suivante :



$$v_{\max} = C_d \cdot \sqrt{\frac{2 \cdot \Delta P_{inj}}{\rho_l}} \quad (4.15)$$

avec $C_d \leq 0,9$ d'après Kuensberg et al. [96]

Les figures 4.30 à 4.33 permettent d'apprécier l'évolution de la vitesse du front de jet pour quelques valeurs de pressions d'injection et pour deux valeurs de masse volumique ($\rho_g=23,3 \text{ kg/m}^3$ et $\rho_g=44,7 \text{ kg/m}^3$). Pour chaque graphe, les courbes ont été toutes recalées sur le temps 't0' de la loi de vitesse pour $P_{inj}=800 \text{ bar}$ afin d'avoir le même instant de départ.

On observe, sur ces graphes, que quelque soit la valeur de la pression d'injection la vitesse du jet décroît très rapidement. Il est plus intéressant encore de visualiser la vitesse du jet en fonction de la pénétration (figure 4.34 et 4.35), ce qui permet de faire abstraction du temps écoulé. On remarque alors qu'à pénétration donné, plus la densité diminue, plus la pression d'injection influence la vitesse du jet et vice versa.

Notons que le rayon du bol correspond à une valeur de pénétration particulière et que la vitesse associée représente la vitesse d'impact sur la paroi du bol. Il est intéressant d'évaluer cette vitesse afin de calculer éventuellement le taux de swirl nécessaire pour éviter l'impact.

$$v_{impact} = n \cdot \left(\frac{R_{bol}}{t_{impact} - t_0} \right) \quad (4.16)$$

$$\text{avec } t_{impact} = t_0 + \left(\frac{R_{bol}}{k \cdot d} \right)^{\frac{1}{n}} \cdot \left[\sqrt{\frac{\Delta P_{inj}}{\rho_g}} \cdot \frac{1}{d} \right]^{-1} \quad (4.17)$$

La figure 4.36 permet d'apprécier l'influence de la pression d'injection et de la densité du milieu d'injection sur le délai avant impact et sur la vitesse d'impact. On remarque là aussi que plus la masse volumique augmente, moins la pression d'injection a d'influence sur la vitesse.

Vitesse des jets pour $\rho=23,3 \text{ kg/m}^3$

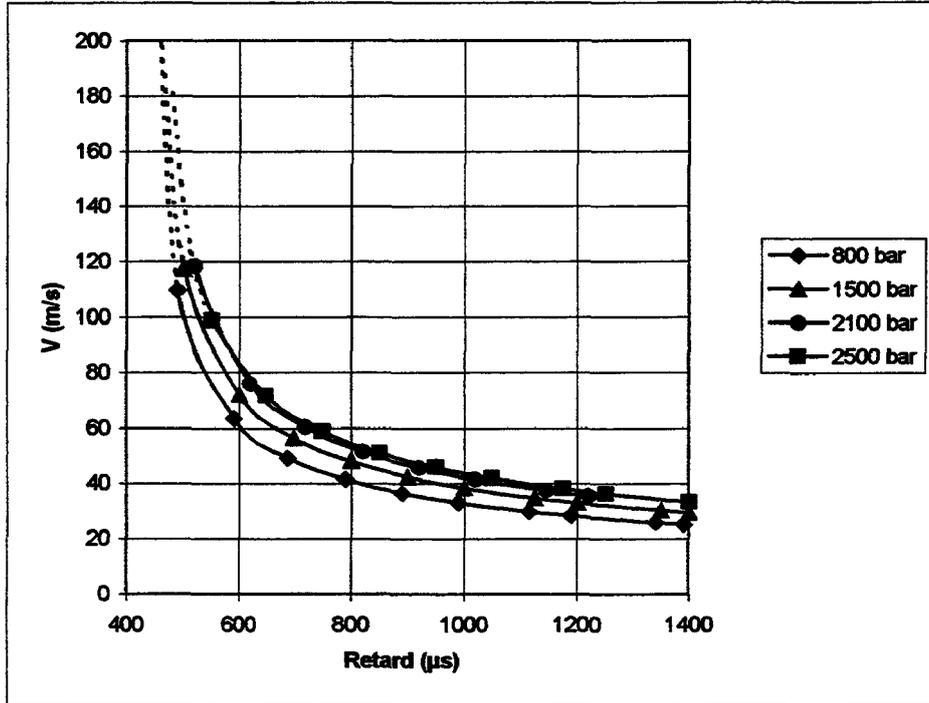


Figure 4.30 : $n=0,5$; $k=2,95$

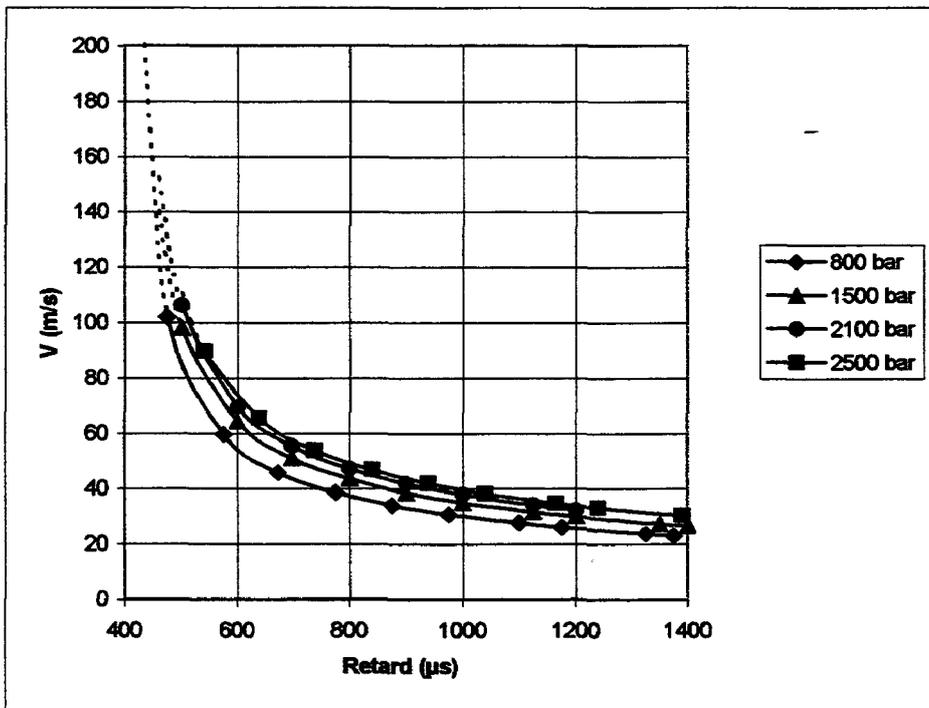


Figure 4.31 : $n=0,48$; $k=4,5$

Vitesse des jets pour $\rho=44,7 \text{ kg/m}^3$

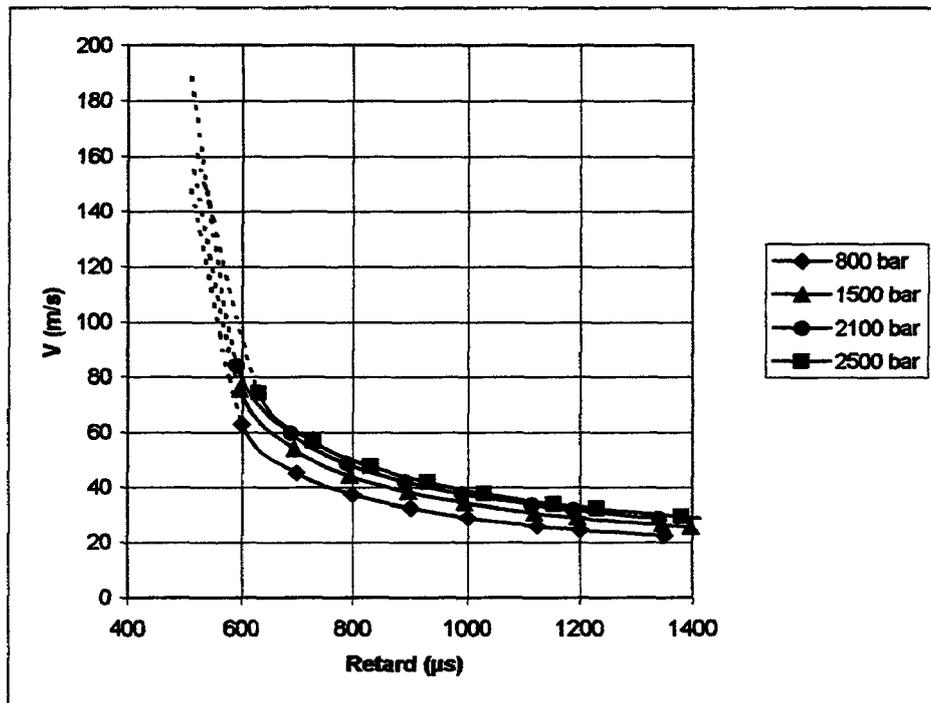


Figure 4.32 : $n=0,5$; $k=2,95$

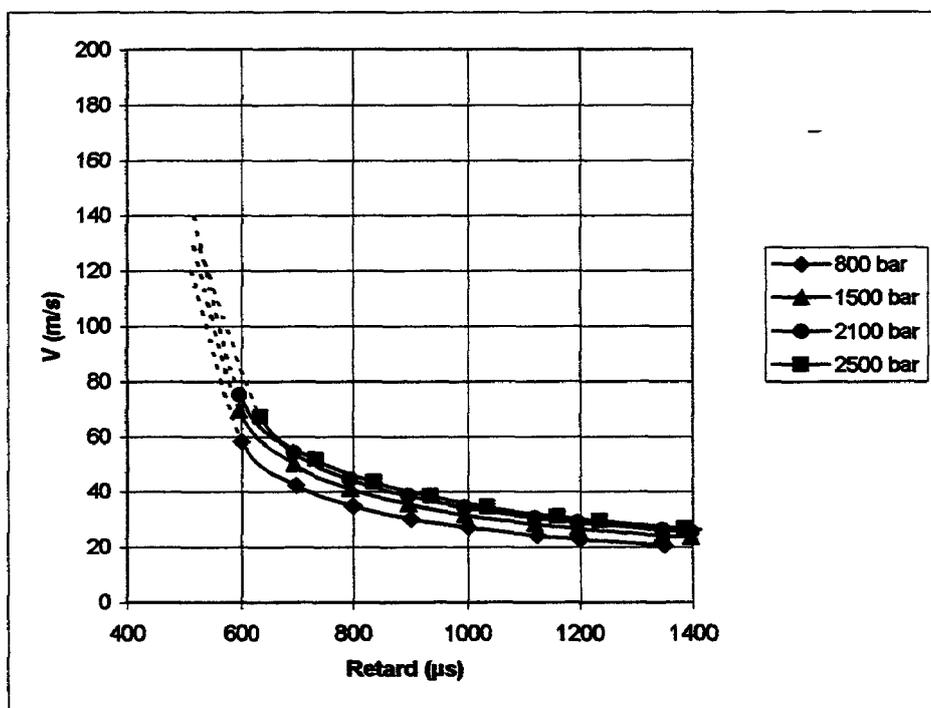


Figure 4.33 : $n=0,48$; $k=4,5$

Vitesse des jets en fonction de la pénétration

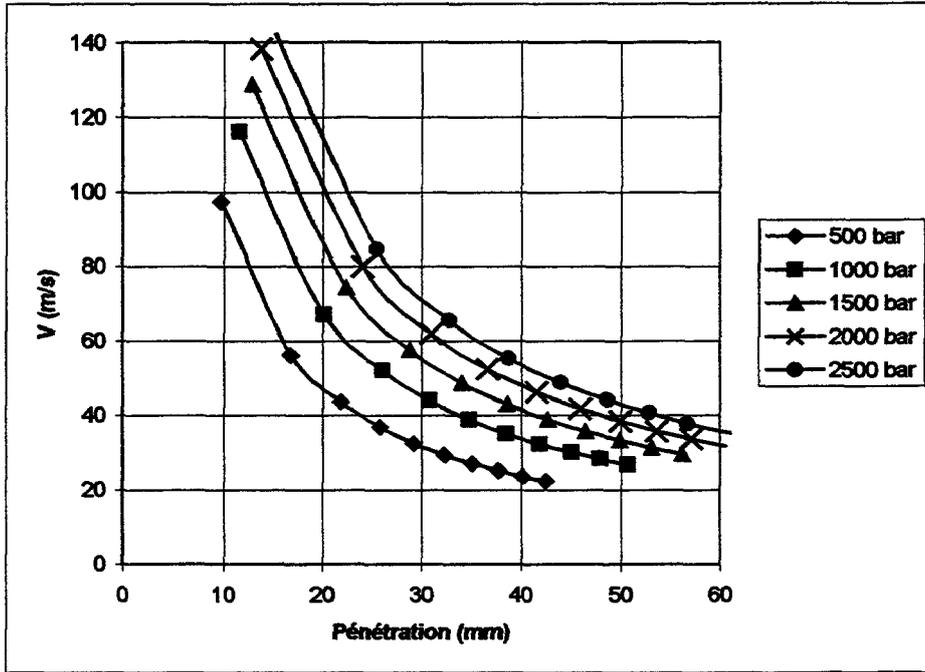


Figure 4.34 : $n=0,5$; $k=2,95$ ($\rho_g=23,3 \text{ kg/m}^3$)

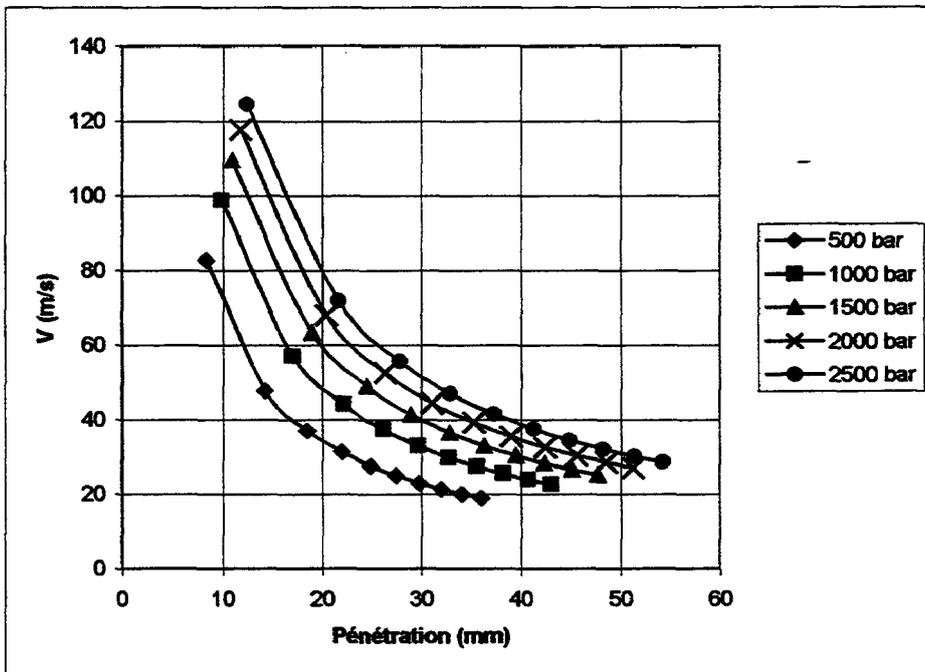


Figure 4.35 : $n=0,5$; $k=2,95$ ($\rho_g=44,7 \text{ kg/m}^3$)

Vitesse et délai d'impact au paroi pour $R_{bol}=40\text{mm}$

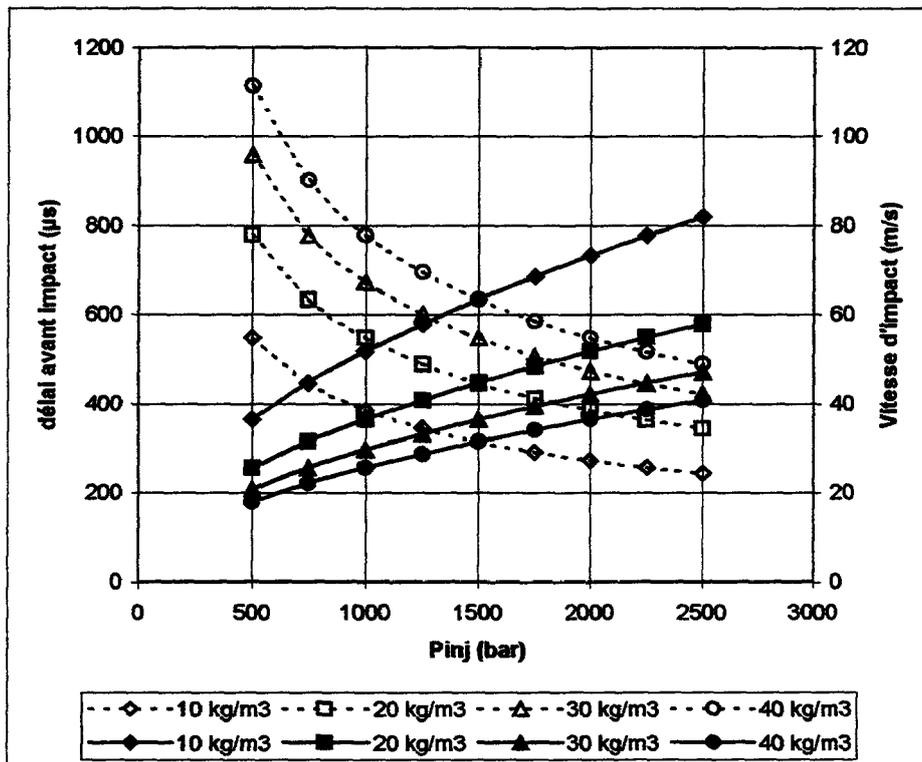


Figure 4.36 : Evolution du délai avant impact (trait pointillé) et de la vitesse d'impact (trait fort) avec la pression d'injection et pour ρ_g variable. ($n=0,5$; $k=2,95$)

4.2 L'évolution de l'angle des jets

De la même manière que pour l'étude de l'évolution de la pénétration des jets, la figure 4.37 permet d'apprécier l'incertitude de mesure associée aux valeurs angulaires moyennes pour l'ensemble des jets.

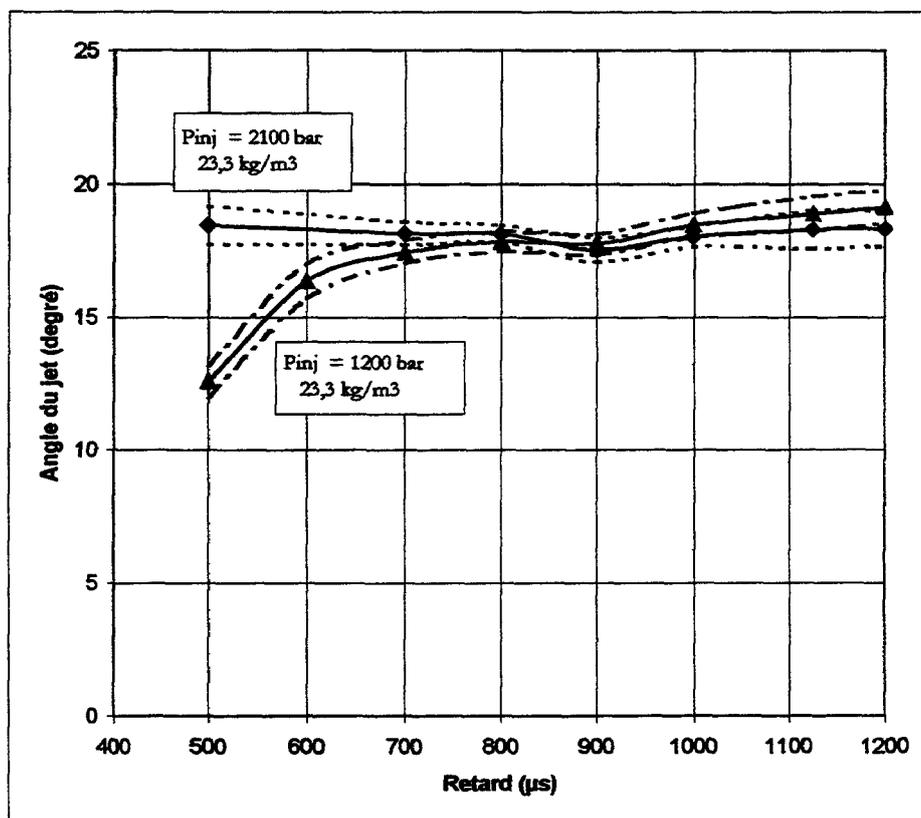


Figure 4.37 : Incertitude de mesure pour l'ensemble des jets de l'injecteur

Cette incertitude est liée à de multiples dispersions détaillées dans le chapitre 4.1.1. Nous avons vu, au cours du sous chapitre précédent, que les jets 2 et 3 étaient très voisins et qu'une étude restreinte de la pénétration sur ces deux jets réduisait de manière significative l'incertitude de mesure. La figure 4.38 montre qu'il en est de même pour la mesure de l'angle de jet. La suite de l'étude portera donc sur ces deux jets.

La figure 4.39 décrit l'évolution de l'angle des jets 2 et 3 avec le seuil de luminance adimensionné par rapport à sa valeur maximale. Le choix de ce seuil est important car il conditionne directement la valeur de l'angle. On remarque sur cet ensemble de courbes que lorsque le seuil est très bas, le gradient angulaire est très fort. Ce qui signifie que l'on se trouve dans une zone où les frontières de jet ne sont pas franches. On se situe en fait dans la plage de luminance du bruit, les variations de luminances sont très faibles. Lorsque l'on atteint un seuil de 30%, le gradient angulaire chute brutalement, nous sommes alors sur la frontière du jet. Enfin, pour des seuils de luminance supérieurs, la valeur de l'angle décroît plus lentement vu que le gradient de luminance à l'intérieur du jet est élevé. La valeur de seuil de luminance choisie pour cette étude a donc été 30%.

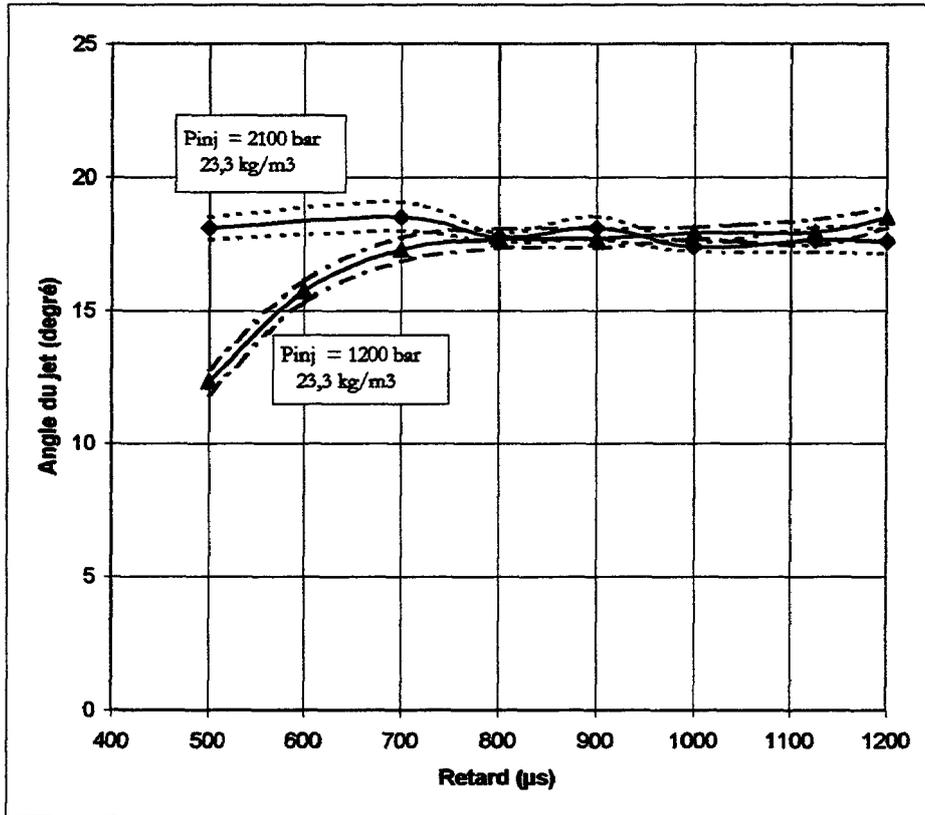


Figure 4.38 : Incertitude de mesure pour les jets 2 et 3

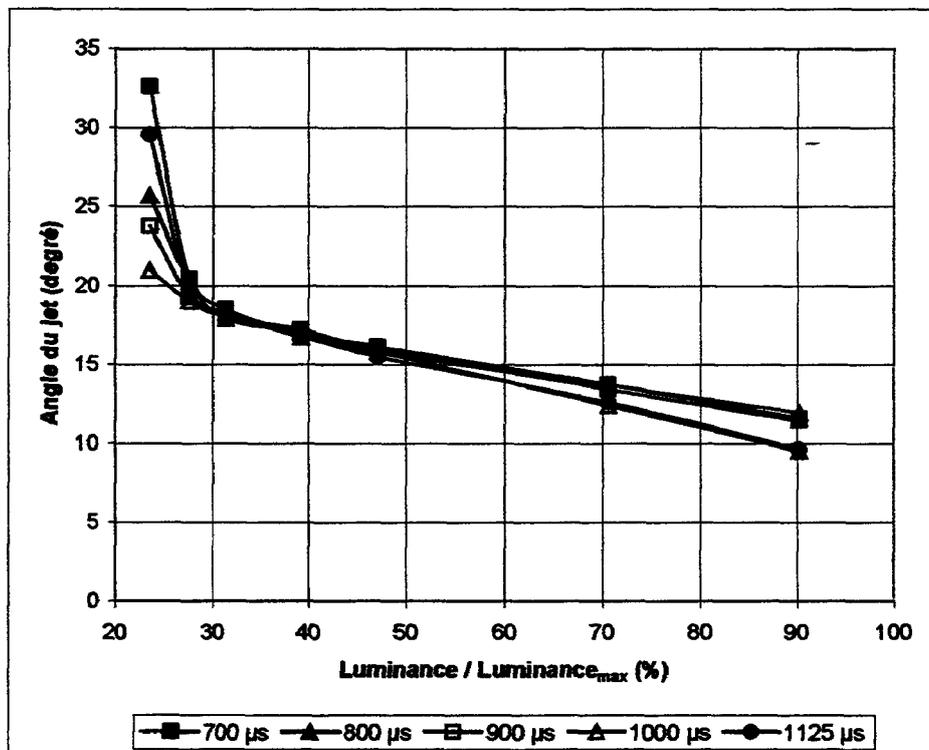


Figure 4.39 : Effet du seuil de luminance sur l'angle du jet

Examinons maintenant l'évolution de l'angle de jet en fonction de la pression d'injection et de la densité du milieu ambiant. Les résultats obtenus à ce sujet lors de nos différentes campagnes d'essais sont exposés sur les figures 4.40 à 4.42.

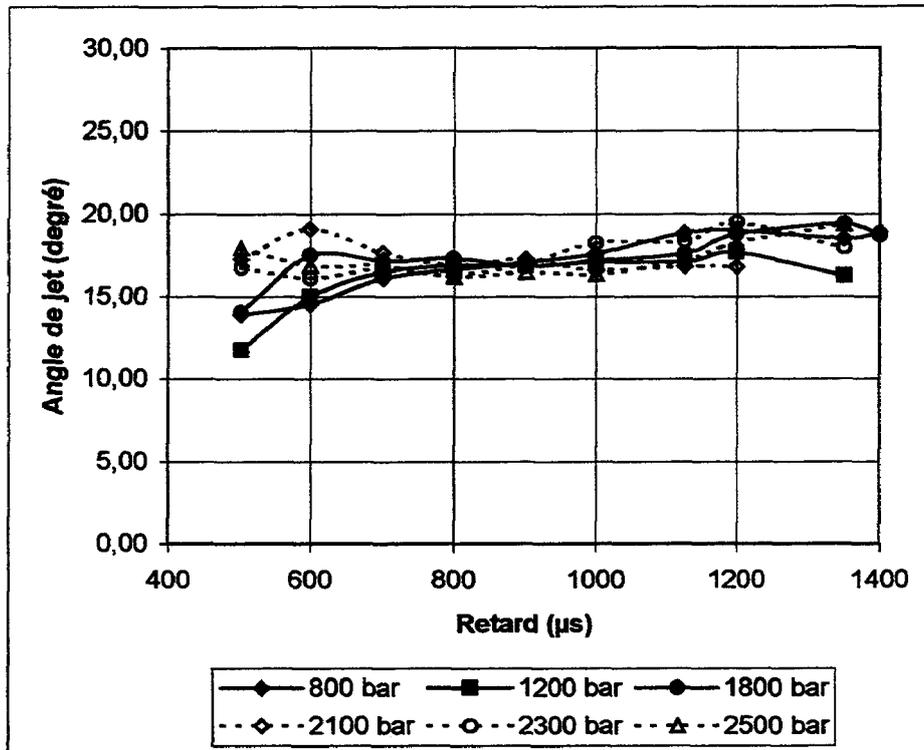


Figure 4.40 : Evolution de l'angle de jet pour $\rho_g = 23.3 \text{ kg/m}^3$

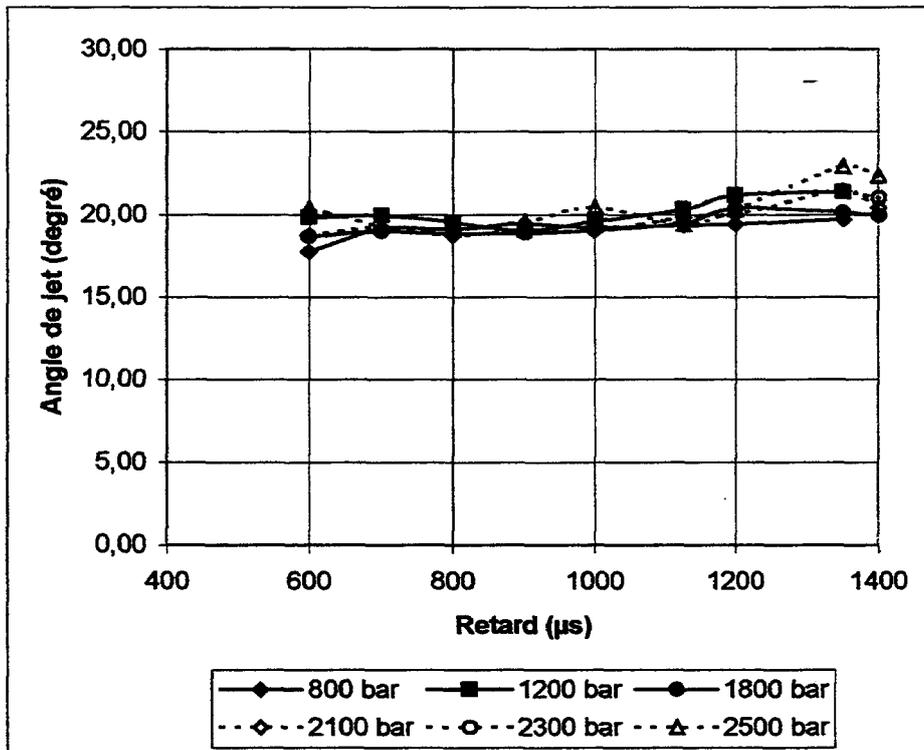


Figure 4.41 : Evolution de l'angle de jet pour $\rho_g = 44.7 \text{ kg/m}^3$

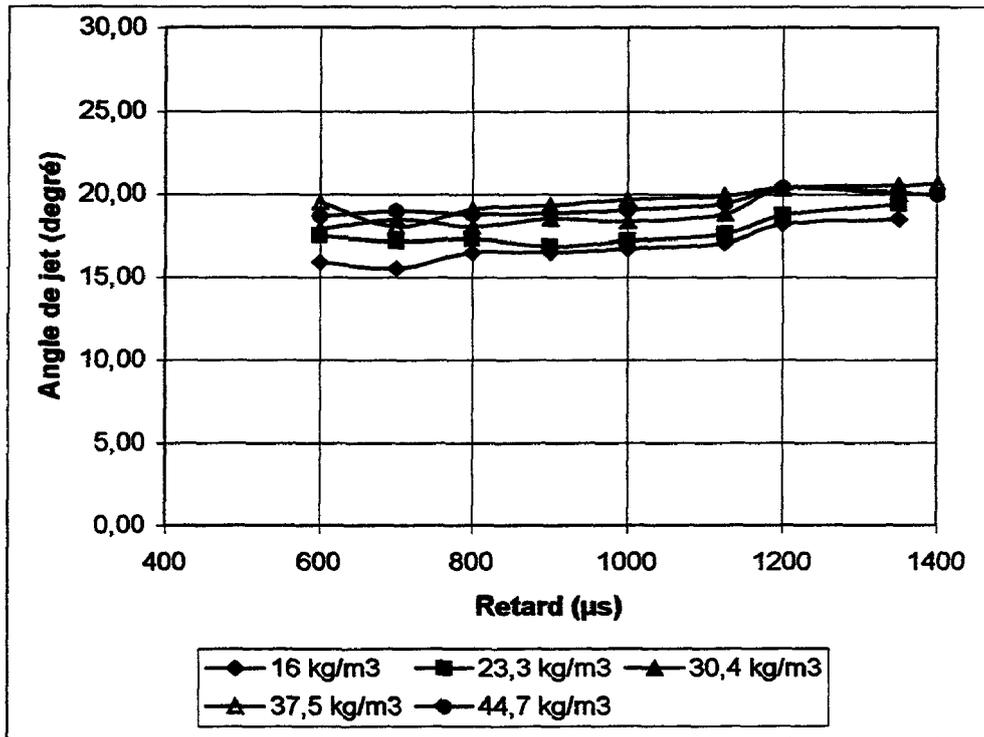


Figure 4.42 : Evolution de l'angle de jet pour ρ_g variable

Ces résultats confirment bien les propos tenus par de nombreux auteurs, à savoir que l'angle du jet peut être considéré comme indépendant de la pression d'injection.

On notera cependant qu'il existe des variations angulaires significatives lorsque la pénétration du jet est faible et que dans cette zone, la valeur angulaire semble liée à la pression d'injection. En effet pour des pressions d'injection supérieures à 2000 bar, l'angle du jet est dans cette zone supérieur à l'angle obtenu pour des pressions inférieures à 2000 bar. Ce phénomène peut être dû à un comportement « anormal » de l'injecteur en phase transitoire pour ces très hautes pressions (flexion de l'aiguille par exemple, ...) ou bien à un écoulement particulier dans le trou de l'injecteur durant la phase de levée d'aiguille.

Les dispersions angulaires observées en fin d'injection sont, elles, liées à l'impact des jets sur le bol. On remarque d'ailleurs que l'impact intervient bien plus tôt pour une valeur de masse volumique de 23,3 kg/m³ que pour 44,7 kg/m³ (figure 4.40 et 4.41).

Eprouvons maintenant nos résultats aux différents modèles proposés dans la littérature. Notons que la relation (2.27) proposée par Hiroyasu et Arai ne peut pas convenir à nos résultats puisqu'elle donne une forte influence à la pression d'injection. Les 2 relations retenues sont celles de Bracco et al. (4.18) et Arrègle et al. (4.19), les angles θ sont exprimés en degrés..

(Bracco et al.) :

$$\theta = \frac{360}{\pi} \cdot \text{Arctan} \left(\frac{2\pi}{3A} \cdot \sqrt{\frac{\rho_g}{\rho_l}} \right) \quad (4.18)$$

avec A = constante (typiquement 4,9)

(Arrègle et al.) :

$$\theta = \frac{360}{\pi} \cdot \text{Arctan} \left(K \cdot d^{0,508} \cdot \Delta P_{inj}^{0,00943} \cdot \rho_g^{0,335} \right) \quad (4.19)$$

avec K = constante

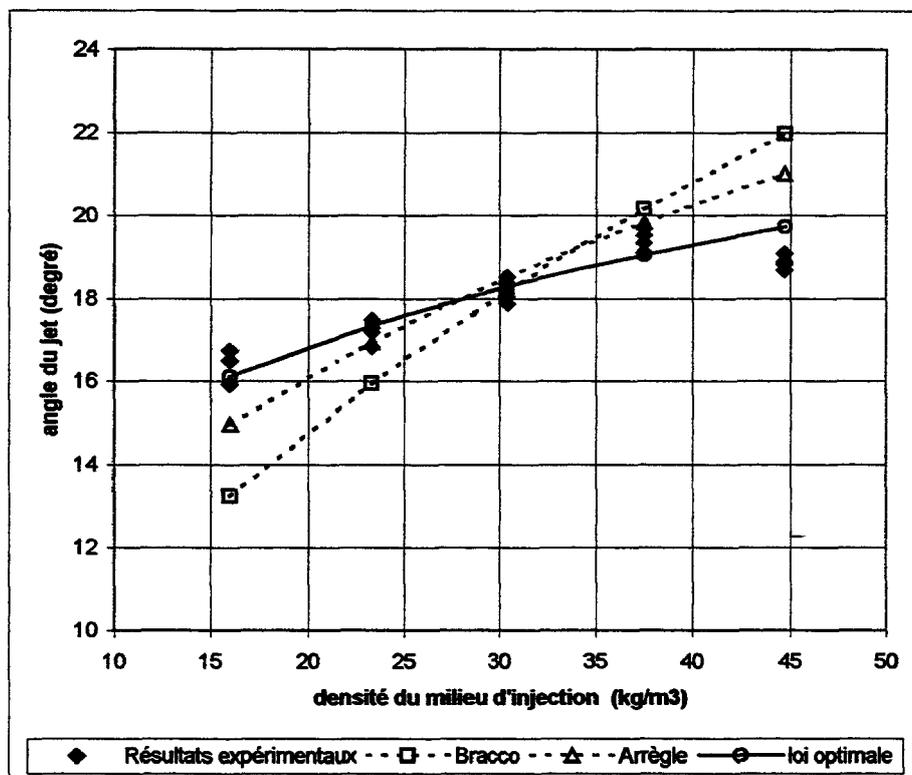


Figure 4.43 : Corrélation des résultats expérimentaux avec les lois d'évolution

Notons que les valeurs de A et K optimales sont respectivement 4,4 et 3,8 mais les lois obtenues ne sont pas très représentatives de nos résultats expérimentaux comme le montre la figure 4.43. Ces lois donnent des évolutions trop rapide de l'angle de jet avec la masse volumique du milieu d'injection. La loi proposée par Arrègle et al. semble cependant être la plus fidèle à nos résultats.

Cependant, afin d'obtenir une loi représentative de nos résultats, nous proposons la relation (4.20). Les paramètres 'B' et 'm' seront choisis pour obtenir la meilleur corrélation possible.

$$\theta = \frac{360}{\pi} \cdot \text{Arctan} \left(B \cdot \left(\frac{\rho_g}{\rho_l} \right)^m \right) \quad (4.20)$$

La loi optimale obtenue correspond aux valeurs de $B=0,31$ et $m=0,2$. Ce qui nous donne la loi d'évolution angulaire suivante :

$$\theta = \frac{360}{\pi} \cdot \text{Arctan} \left(0,31 \cdot \left(\frac{\rho_g}{\rho_l} \right)^{0,2} \right) \quad [\text{degré}] \quad (4.21)$$

Cette relation ne prend pas en compte toutes les variables influentes comme le diamètre du trou de l'injecteur ou bien la viscosité du gasole car nos résultats expérimentaux ne nous le permettent pas. Notons aussi que la masse volumique du gasole intervient dans les relations (4.20) et (4.21) afin d'adimensionner le paramètre de la fonction 'Arctan' mais l'évolution de l'angle avec cette masse volumique n'est pas garantie.

4.3 L'évolution de la surface projetée du jet

La surface projetée d'un jet correspond à la surface visible lorsque l'on place l'axe de vision sur le même axe que celui de l'injecteur à trou latéraux. Peu d'auteurs ont caractérisé l'évolution de cette surface, elle est pourtant représentative de la qualité du mélange air/gasole. Nous allons au cours de ce sous chapitre établir une loi la plus représentative possible de nos résultats expérimentaux.

La surface réelle des jets a été mesurée à l'aide de l'algorithme de traitement d'images détaillé en Annexe 1. L'incertitude de mesure est représentée sur les figures 4.44 et 4.45 pour les mêmes valeurs de pressions que pour la pénétration et l'angle du jet. Une fois de plus, la mesure sur les jets 2 et 3 permet de réduire considérablement l'incertitude.

La surface des jets est au même titre que la pénétration et l'angle du jet dépendante de la valeur du seuil de luminance. La méthode de mesure utilisée reprend les valeurs des angles calculés au préalable et par conséquent dépend du seuil de luminance défini pour le calcul de l'angle du jet (30%).

Un résumé des différentes valeurs des surfaces obtenues expérimentalement pour différentes pressions d'injection et différentes valeurs de masse volumique du milieu d'injection sont représentées sur les figures 4.46 à 4.48.

Incertitude de la mesure de la surface du jet

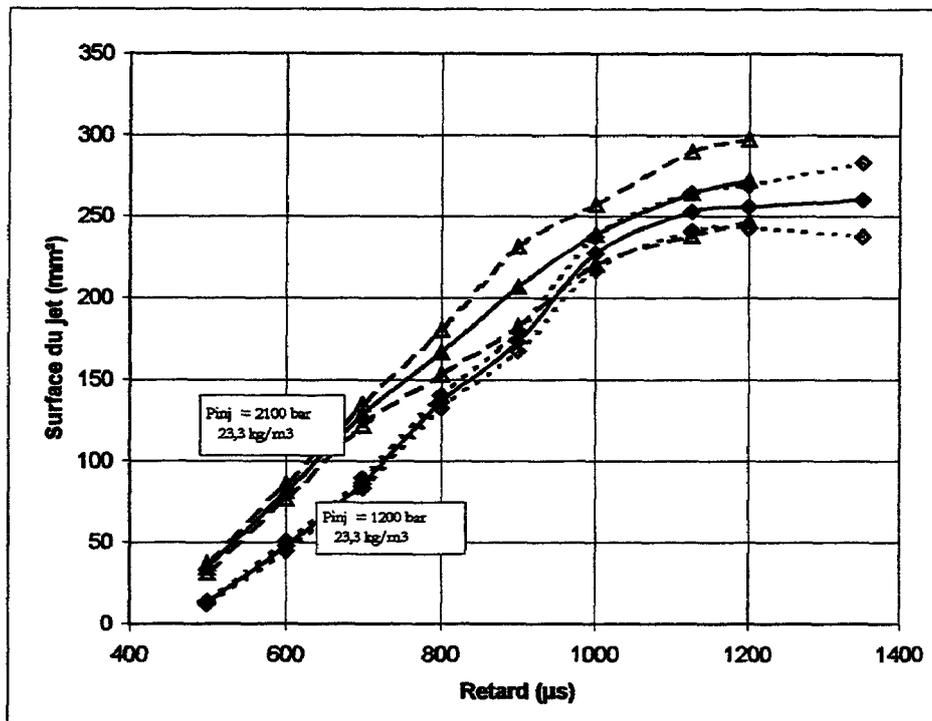


Figure 4.44 : incertitude de mesure de la surface sur la base de tous les jets

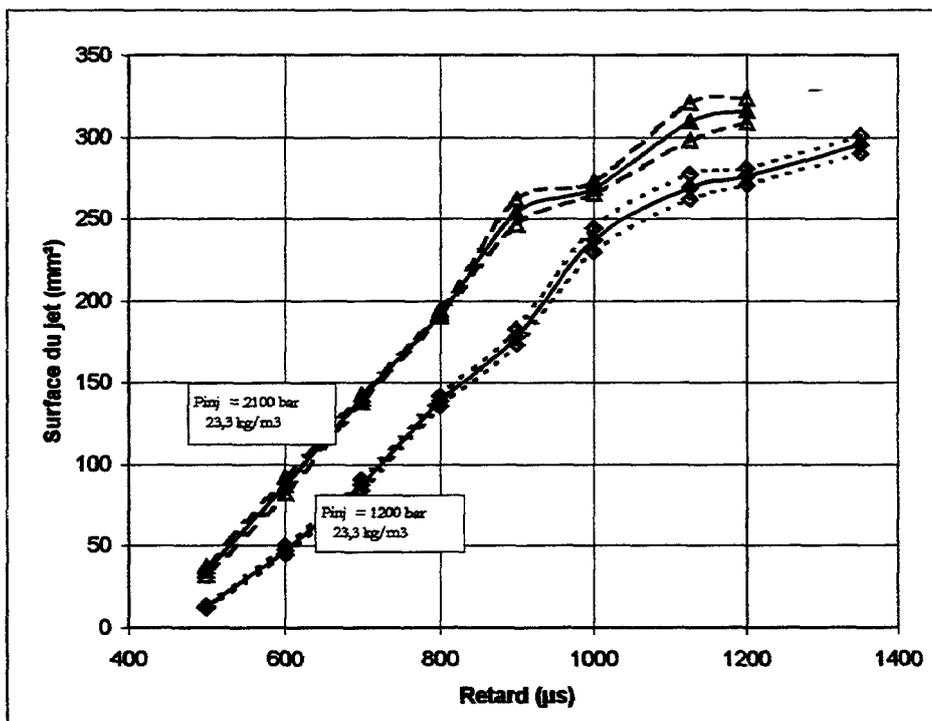


Figure 4.45 : incertitude de mesure de la surface sur la base des jets 2 et 3

Evolution de la surface du jet
 (pour $\rho_g=23.3 \text{ kg/m}^3$ et $\rho_g=44,7 \text{ kg/m}^3$)

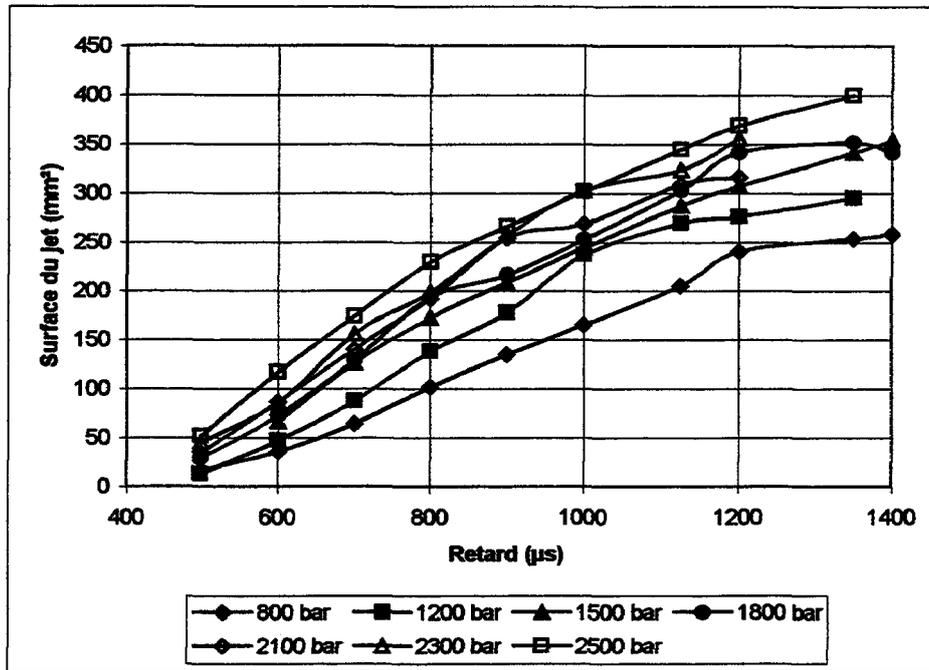


Figure 4.46 : Evolution de la surface du jet pour $\rho_g=23,3 \text{ kg/m}^3$

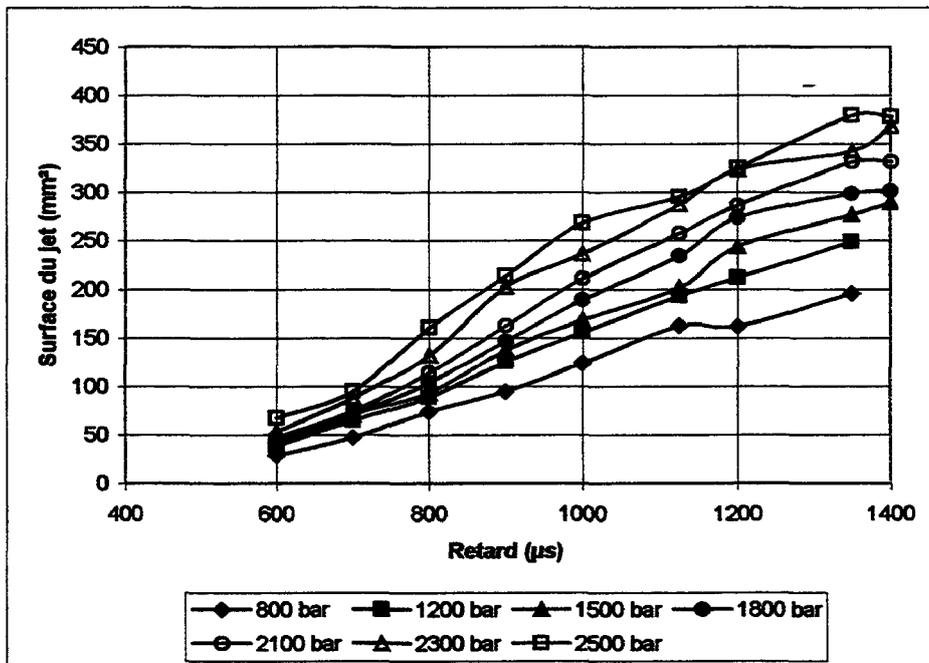


Figure 4.47 : Evolution de la surface du jet pour $\rho_g=44,7 \text{ kg/m}^3$

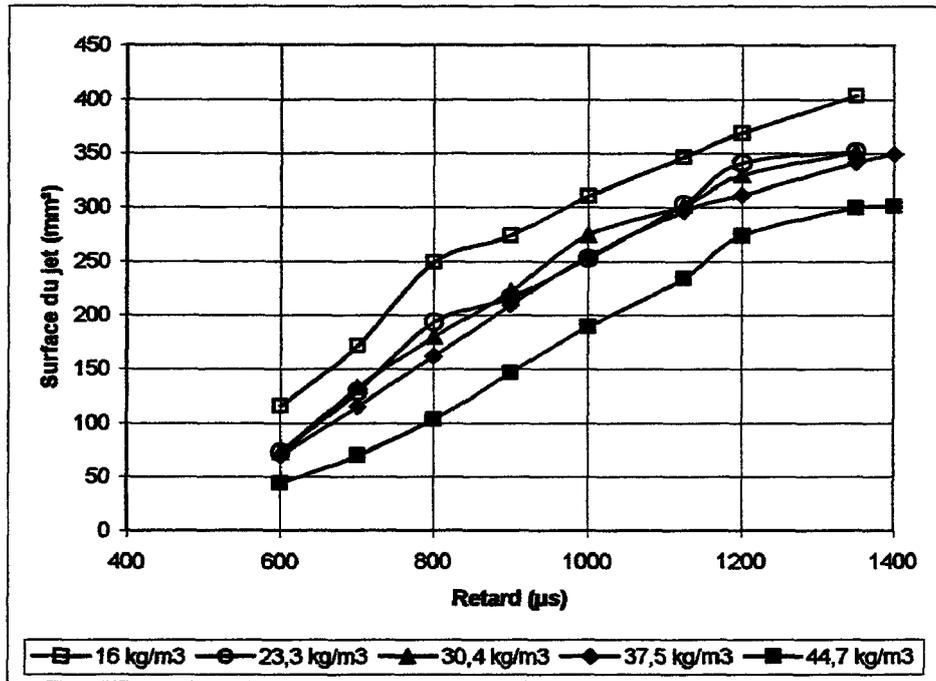


Figure 4.48 : Evolution de la surface du jet pour ρ_g variable, $P_{inj} = 1800$ bar.

Notons que pour évaluer l'efficacité du mélange air-carburant, il est intéressant de visualiser la surface du jet en fonction de sa pénétration. En effet, on observe grâce à cette représentation que la surface du jet est indépendante de la pression d'injection (figure 4.49 et 4.50). De plus elle n'est que faiblement dépendante de la masse volumique du milieu ambiant (figure 4.51). Les variations observées sur les figures 4.46 à 4.48 sont donc essentiellement liées à la différence de pénétration obtenue à un instant donné.

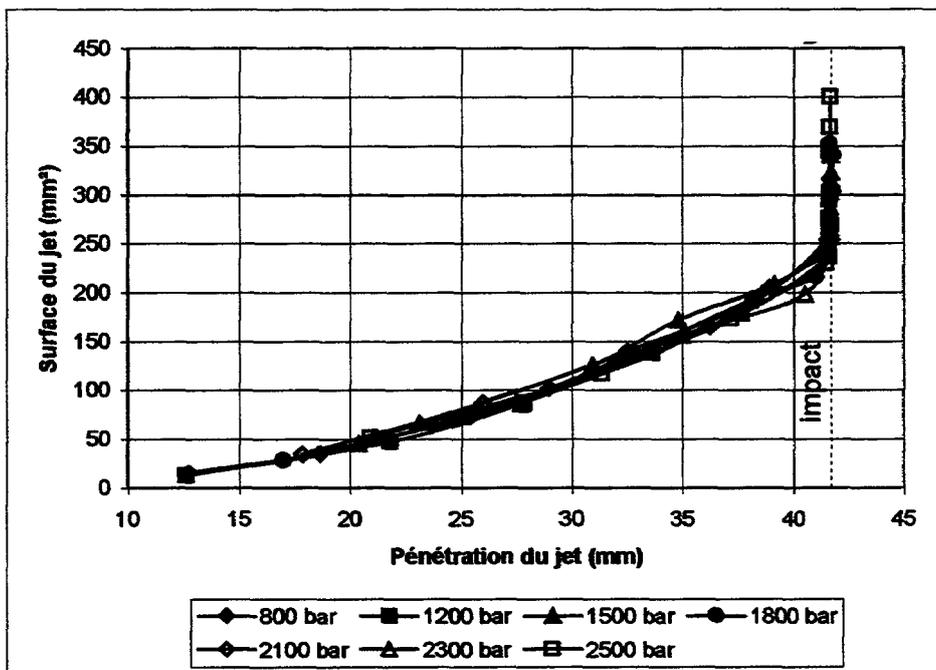


Figure 4.49 : Evolution de la surface du jet en fonction de la pénétration
Pour $\rho_g = 23,3$ kg/m³

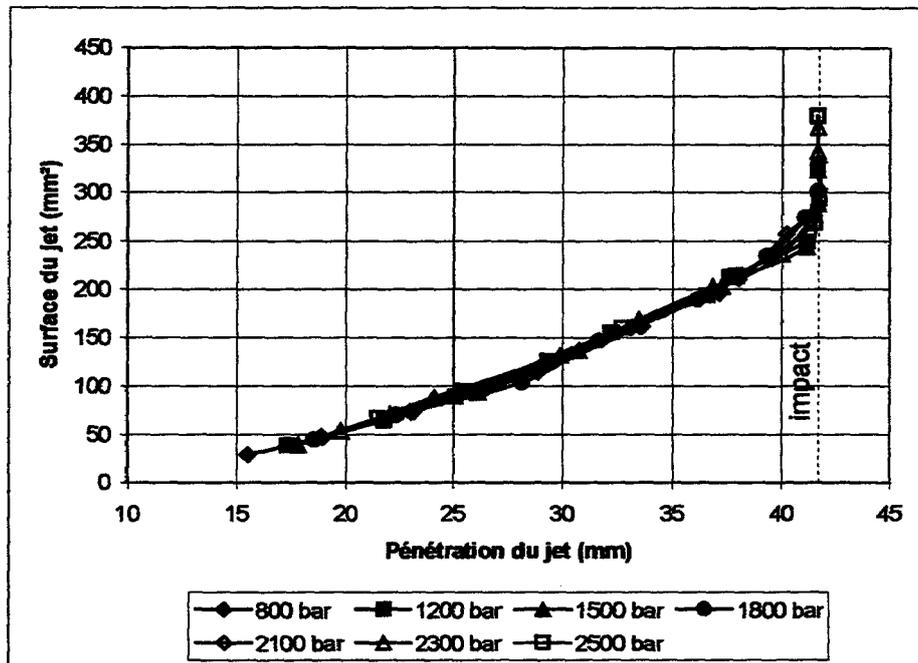


Figure 4.50 : Evolution de la surface du jet en fonction de la pénétration
Pour $\rho_g = 44,7 \text{ kg/m}^3$

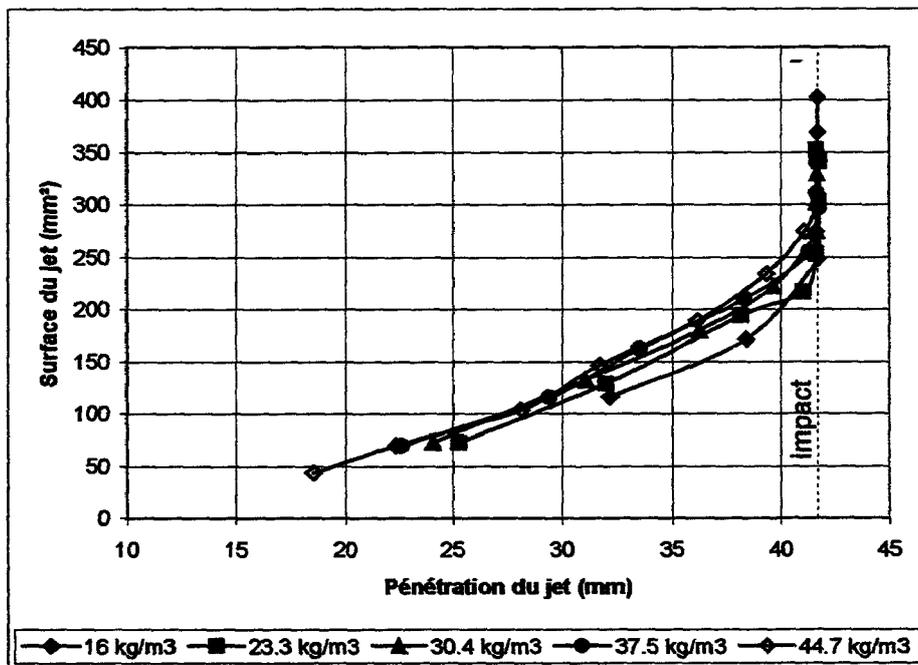
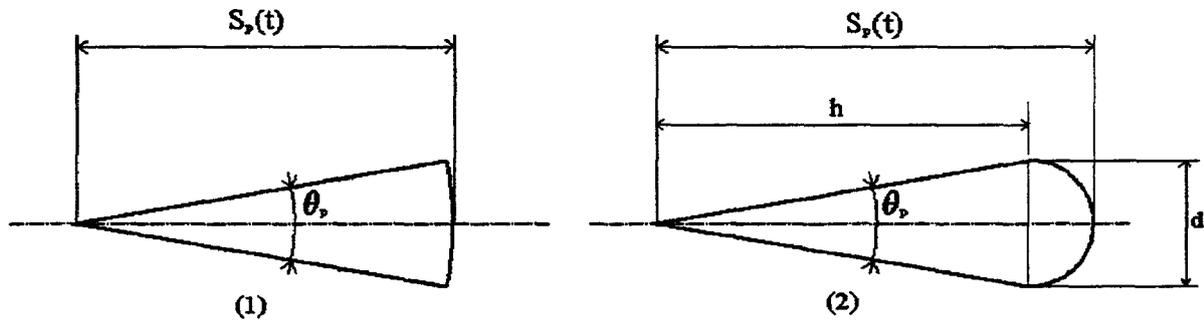


Figure 4.51 : Evolution de la surface du jet en fonction de la pénétration
Pour ρ_g variable

Modélisons maintenant cette surface projetée à l'aide de l'expression de la pénétration $S(t)$ et celle de l'angle de jet θ . Pour cela nous proposons les deux modèles suivant :



Le modèle (1) correspond à une portion de disque de rayon $S_p(t)$ et d'angle θ_p . L'indice 'p' correspond à la grandeur considérée une fois projetée dans le plan perpendiculaire à l'axe de l'injecteur. La surface peut donc s'exprimer par :

$$A_{p1} = \pi \cdot S_p^2(t) \cdot \frac{\theta_p}{360} \quad (4.22)$$

or la pénétration projetée s'exprime en fonction de la pénétration réelle et de l'angle de nappe ' α '. Il en est de même pour l'angle θ_p (voir annexe 1) . On a donc :

$$\theta_p = 2 \cdot \text{Arcsin} \left(\frac{\sin\left(\frac{\theta}{2}\right)}{\sin\left(\frac{\alpha}{2}\right)} \right) \quad [\text{radians}] \quad (4.23)$$

$$S_p = S \cdot \sin\left(\frac{\alpha}{2}\right) \quad (4.24)$$

Soit

$$A_{p1} = S^2 \cdot \sin^2\left(\frac{\alpha}{2}\right) \cdot \text{Arcsin} \left(\frac{\sin\left(\frac{\theta}{2}\right)}{\sin\left(\frac{\alpha}{2}\right)} \right) \quad (4.25)$$

La relation (4.25) montre que dans le cadre de la modélisation (1), la surface du jet est fonction de la pénétration au carré. En introduisant l'expression de la pénétration (4.8), on obtient alors la relation (4.26) liant la surface projetée des jets au temps écoulé

depuis le départ de l'injection. On observe alors que la surface du jet est une loi linéaire du temps écoulé. Les figure 4.46 et 4.47 permettent de constater cette linéarité.

$$A_{p1} = k^2 \cdot d^2 \cdot \left[\sqrt{\frac{\Delta P_{inj}}{\rho_g}} \cdot \frac{(t-t_0)}{d} \right]^{2n} \cdot \sin^2\left(\frac{\alpha}{2}\right) \cdot \text{Arcsin}\left(\frac{\sin\left(\frac{\theta}{2}\right)}{\sin\left(\frac{\alpha}{2}\right)}\right) \quad [\text{mm}^2] \quad (4.26)$$

$$\text{avec } \theta = 2 \cdot \text{Arctan}\left(0,31 \cdot \left(\frac{\rho_g}{\rho_l}\right)^{0,2}\right) \quad [\text{radians}]$$

Le modèle (2) correspond à la surface d'un triangle plus celle d'un demi disque. Si l'on appelle 'h' la hauteur du triangle, on peut écrire :

$$h + \frac{d}{2} = S_p(t) \quad (4.27)$$

$$d = 2 \cdot h \cdot \tan\left(\frac{\theta_p}{2}\right) \quad (4.28)$$

$$A_{p2} = \frac{h \cdot d}{2} + \frac{\pi \cdot d^2}{8} \quad (4.29)$$

Ces deux dernières relations nous permettent d'écrire :

$$A_{p2} = h^2 \cdot \tan\left(\frac{\theta_p}{2}\right) \cdot \left[1 + \frac{\pi}{2} \cdot \tan\left(\frac{\theta_p}{2}\right)\right] \quad (4.30)$$

Les relations (4.27) et (4.28) permettent d'exprimer 'h' en fonction de $S_p(t)$:

$$h = \frac{S_p(t)}{\left(1 + \tan\left(\frac{\theta_p}{2}\right)\right)} \quad (4.31)$$

On obtient donc :

$$A_{p2} = S_p^2(t) \cdot \tan\left(\frac{\theta_p}{2}\right) \cdot \frac{\left(2 + \frac{\pi}{2} \cdot \tan\left(\frac{\theta_p}{2}\right)\right)}{\left(1 + \tan\left(\frac{\theta_p}{2}\right)\right)^2} \quad [\text{mm}^2] \quad (4.32)$$

avec $S_p = S \cdot \sin\left(\frac{\alpha}{2}\right)$ [mm]

$$\theta_p = 2 \cdot \text{Arcsin}\left(\frac{\sin\left(\frac{\theta}{2}\right)}{\sin\left(\frac{\alpha}{2}\right)}\right) \quad [\text{radians}]$$

$$\theta = 2 \cdot \text{Arctan}\left(0,31 \cdot \left(\frac{\rho_g}{\rho_l}\right)^{0,2}\right) \quad [\text{radians}]$$

Simplifions ces équations en faisant l'hypothèse que, θ étant petit, $\sin\left(\frac{\theta}{2}\right) \approx \tan\left(\frac{\theta}{2}\right) \approx \frac{\theta}{2}$.

on a alors :

$$\theta = \theta_p \cdot \sin\left(\frac{\alpha}{2}\right) \text{ en radians}$$

La relation 4.22 se simplifie et devient donc :

$$A_{p1'} = \frac{1}{2} \cdot S^2(t) \cdot \theta \cdot \sin\left(\frac{\alpha}{2}\right) \quad (4.33)$$

La relation 4.26, correspondant à la surface générée par notre premier modèle, est alors réduite à l'expression suivante :

$$A_{p1'} = \frac{k^2}{2} \cdot d^2 \cdot \left[\sqrt{\frac{\Delta P_{inj}}{\rho_g}} \cdot \frac{(t-t_0)}{d} \right]^{2n} \cdot \theta \cdot \sin\left(\frac{\alpha}{2}\right) \quad (4.34)$$

La relation 4.32, correspondant à notre deuxième modèle, peut elle aussi être simplifiée. Ainsi avec les mêmes hypothèses, on obtient :

$$A_{p2'} = S_p^2(t) \cdot \frac{\theta_p}{2} \cdot \frac{\left(1 + \pi \cdot \frac{\theta_p}{4}\right)}{\left(1 + \frac{\theta_p}{2}\right)^2} = \frac{1}{2} \cdot S^2(t) \cdot \theta \cdot \sin\left(\frac{\alpha}{2}\right) \cdot \frac{(4 + \pi\theta_p)}{(2 + \theta_p)^2} \quad (4.35)$$

Soit
$$A_{p2'} = A_{p1'} \cdot \frac{(4 + \pi\theta_p)}{(2 + \theta_p)^2} \quad (4.36)$$

En introduisant l'expression de la pénétration (4.8), on obtient la relation suivante :

$$A_{p2'} = \frac{k^2}{2} \cdot d^2 \cdot \left[\sqrt{\frac{\Delta P_{inj}}{\rho_g}} \cdot \frac{(t - t_0)}{d} \right]^{2n} \cdot \theta \cdot \sin\left(\frac{\alpha}{2}\right) \cdot \frac{(4 + \pi \cdot \theta_p)}{(2 + \theta_p)^2} \quad [\text{mm}] \quad (4.37)$$

avec
$$\theta = 2 \cdot \text{Arctan} \left(0,31 \cdot \left(\frac{\rho_g}{\rho_l} \right)^{0,2} \right) \quad [\text{radians}]$$

et
$$\theta_p = \frac{\theta}{\sin\left(\frac{\alpha}{2}\right)}$$

On observe une très bonne corrélation (figures 4.52 à 4.58) entre l'expression simplifiée du modèle n°2 (4.37) et nos résultats expérimentaux. En revanche, les relations obtenues pour le premier modèle surestiment la valeur de la surface. On considérera donc par la suite que le second modèle est le plus proche de la forme du jet projeté.

Notons que les figures 4.52 à 4.58 ont été établies pour $k=2,95$ et $n=0,5$ (relation d'hiroyasu), sachant que les résultats obtenus avec $k=4,5$ et $n=0,48$ sont très similaires. La divergence des modèles par rapport aux résultats expérimentaux lorsque t augmente correspond à l'impact du jet sur la paroi. Pour chaque figure, nous avons indiqué en légende l'instant où le jet impacte la paroi « $t(S=R_{bol})$ ».

Enfin, précisons que les lois obtenues sont valables pour des jets libres avant impact. La loi 1 est une représentation de la relation (4.26), la loi 1 approximée correspond à la relation (4.34), la loi 2 correspond à la relation (4.32) et la loi 2 approximée correspond à la relation [4.37].

Corrélation des différents modèles avec nos résultats expérimentaux
 ($\rho_g=23.3 \text{ kg/m}^3$)

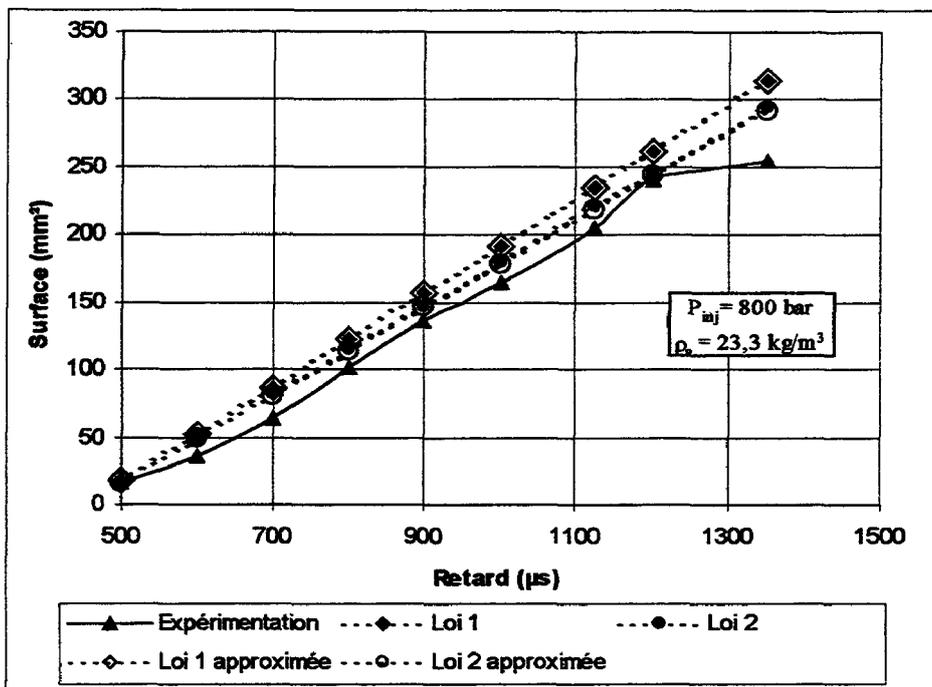


Figure 4.52 : $t(S=R_{bol})=1200 \mu\text{s}$

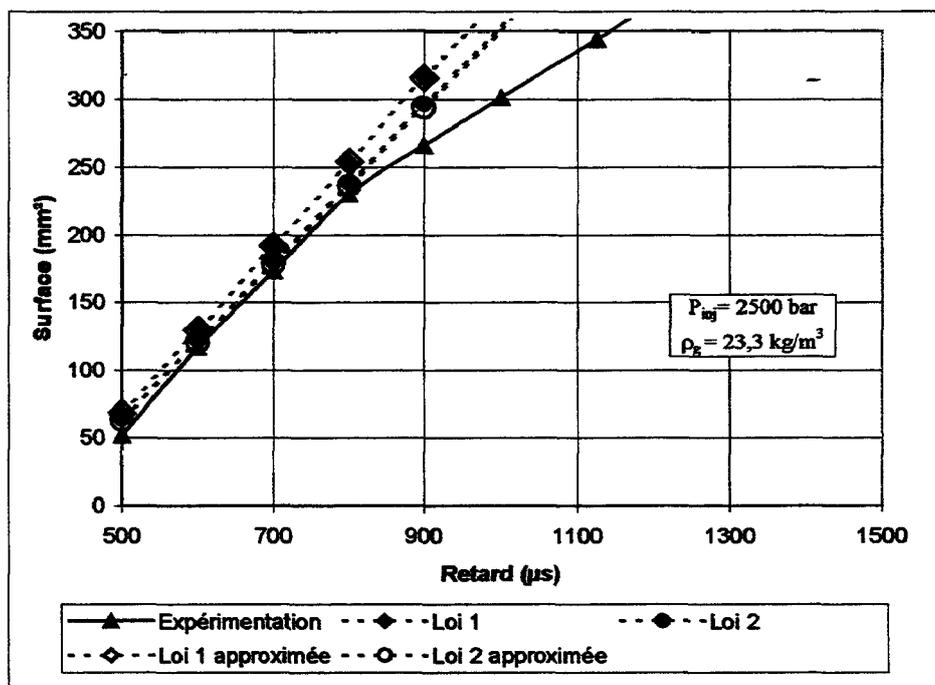


Figure 4.53 : $t(S=R_{bol})=800 \mu\text{s}$

Corrélation des différents modèles avec nos résultats expérimentaux
 ($\rho_g=44,7 \text{ kg/m}^3$)

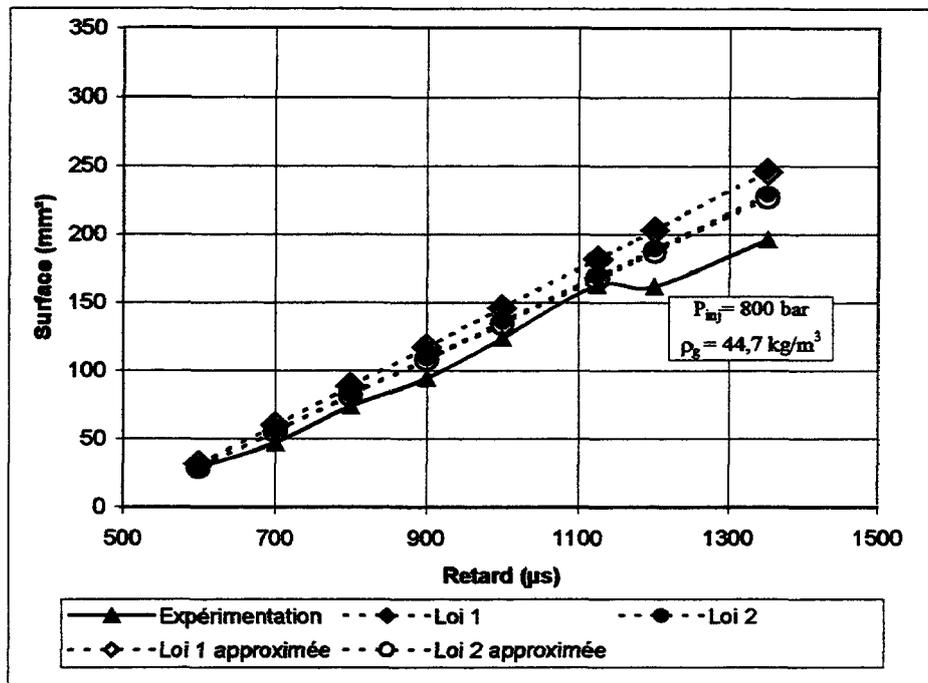


Figure 4.54 : $t(S=R_{bol})=1400 \mu\text{s}$

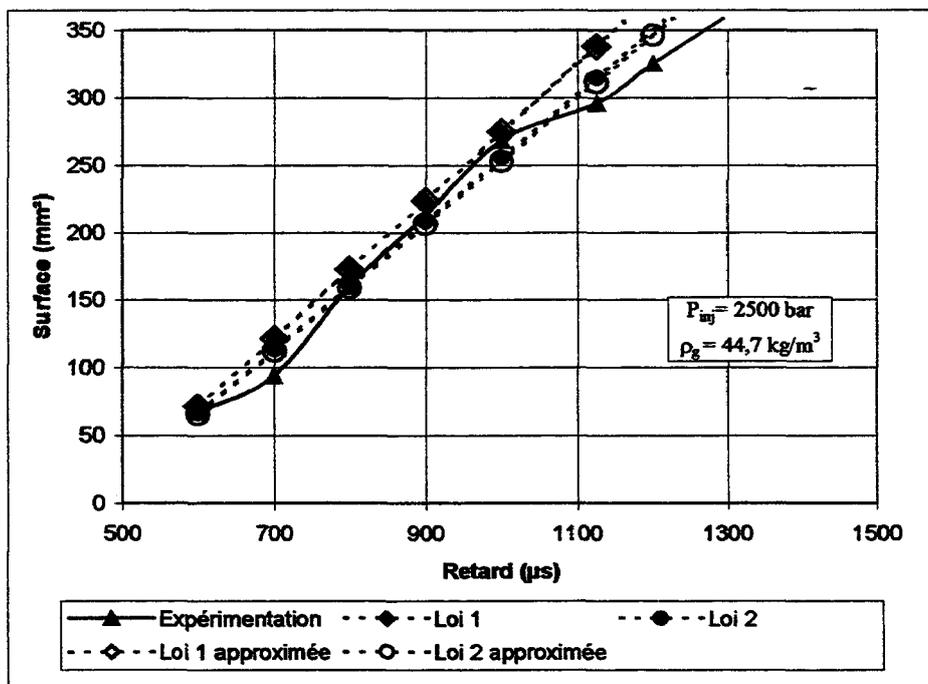


Figure 4.55 : $t(S=R_{bol})=1000 \mu\text{s}$

Corrélation des différents modèles avec nos résultats expérimentaux
(ρ_g variable)

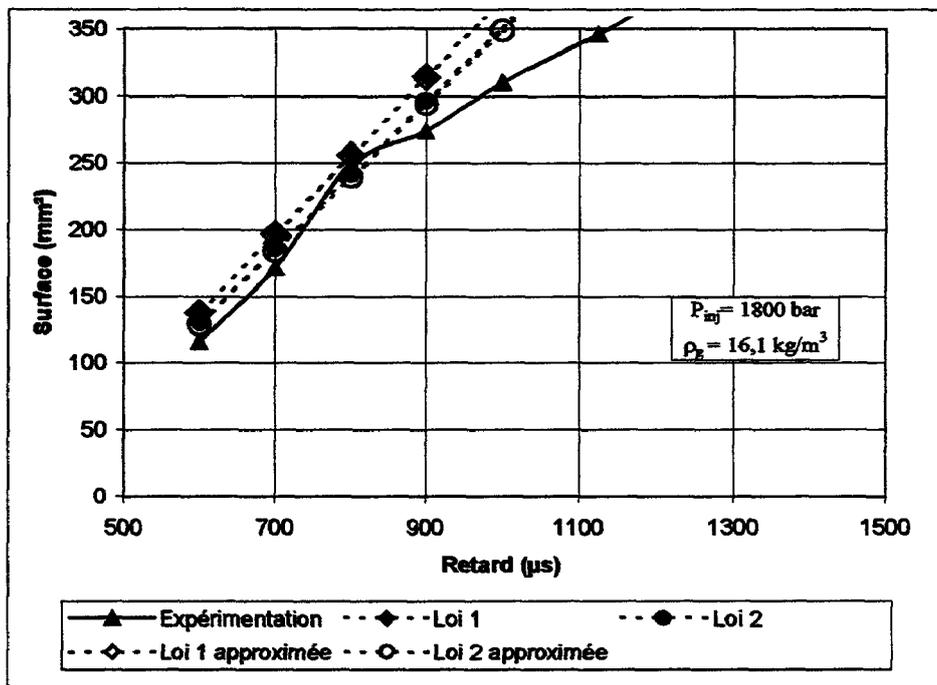


Figure 4.56 : $t(S=R_{bol}) = 800 \mu s$

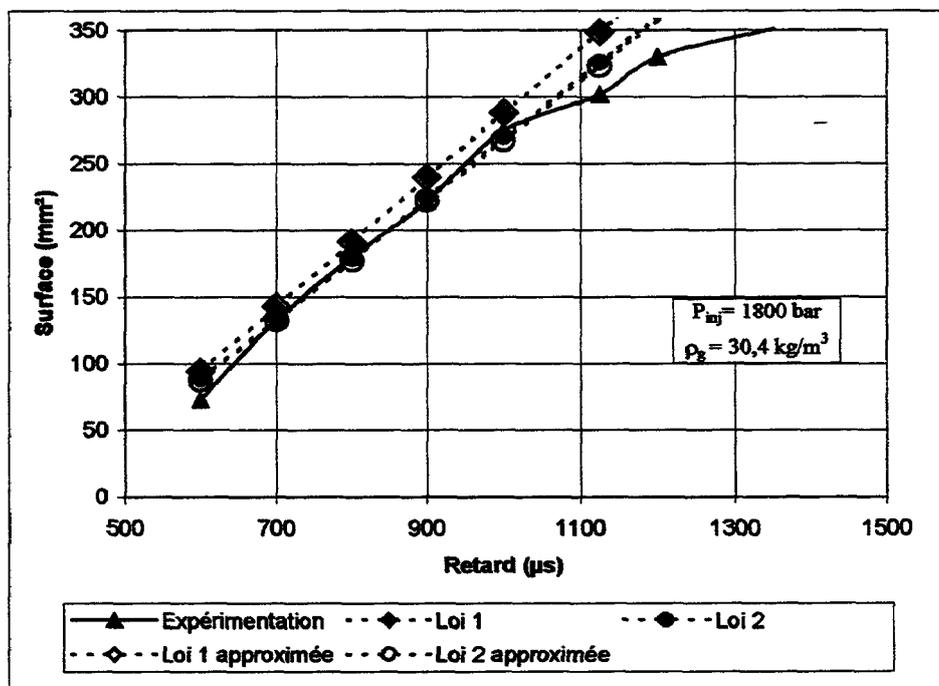


Figure 4.57 : $t(S=R_{bol}) = 950 \mu s$

**Corrélation des différents modèles avec nos résultats expérimentaux
(ρ_g variable)**

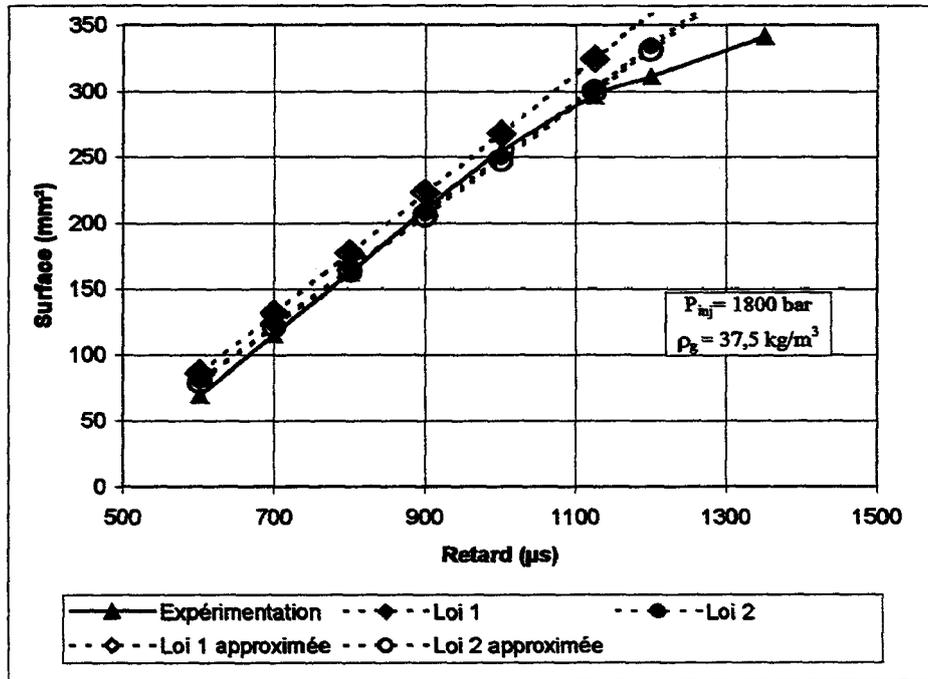
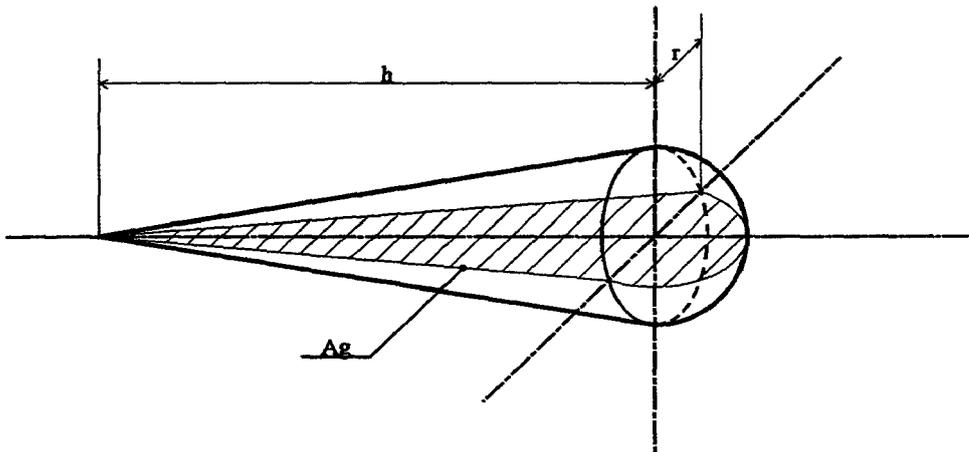


Figure 4.58 : $t(S=R_{bol})=1000 \mu\text{s}$

4.4 Evolution du volume du jet

Le chapitre 4.3 nous a permis d'établir un modèle de surface de jet fidèle à nos résultats expérimentaux. Nous avons donc, dans ce chapitre, fait l'hypothèse que la section génératrice « Ag » du modèle volumique du jet correspondait au modèle surfacique retenu. Cette hypothèse est tout à fait justifiée vu que l'angle de projection du jet, sur le plan perpendiculaire à l'axe de l'injecteur, est petit ($\sim 17^\circ$). La géométrie du jet est donc très peu affectée.



Le volume du jet peut donc s'écrire :

$$V(t) = \frac{\pi \cdot r^2 \cdot h}{3} + \frac{2}{3} \cdot \pi \cdot r^3 \quad (4.38)$$

or $r = h \cdot \tan\left(\frac{\theta}{2}\right)$ et $h + r = s(t)$

on obtient alors :

$$V(t) = \frac{\pi}{3} \cdot S^3(t) \cdot \tan^2\left(\frac{\theta}{2}\right) \cdot \frac{\left(1 + 2 \cdot \tan\left(\frac{\theta}{2}\right)\right)}{\left(1 + \tan\left(\frac{\theta}{2}\right)\right)^3} \quad (4.39)$$

Soit, en reprenant l'expression (4.8) de la pénétration :

$$V(t) = \frac{\pi \cdot k^3 \cdot d^3}{3} \cdot \left[\sqrt{\frac{\Delta P_{inj}}{\rho_g}} \cdot \frac{(t-t_0)}{d} \right]^{3n} \cdot \tan^2\left(\frac{\theta}{2}\right) \cdot \frac{\left(1 + 2 \cdot \tan\left(\frac{\theta}{2}\right)\right)}{\left(1 + \tan\left(\frac{\theta}{2}\right)\right)^3} \quad (4.40)$$

avec $\tan\left(\frac{\theta}{2}\right) = 0,31 \cdot \left(\frac{\rho_g}{\rho_l}\right)^{0,2}$

Evolution du volume du jet
 ($\rho_g = 23,3 \text{ kg/m}^3$ et $\rho_g = 44,7 \text{ kg/m}^3$)

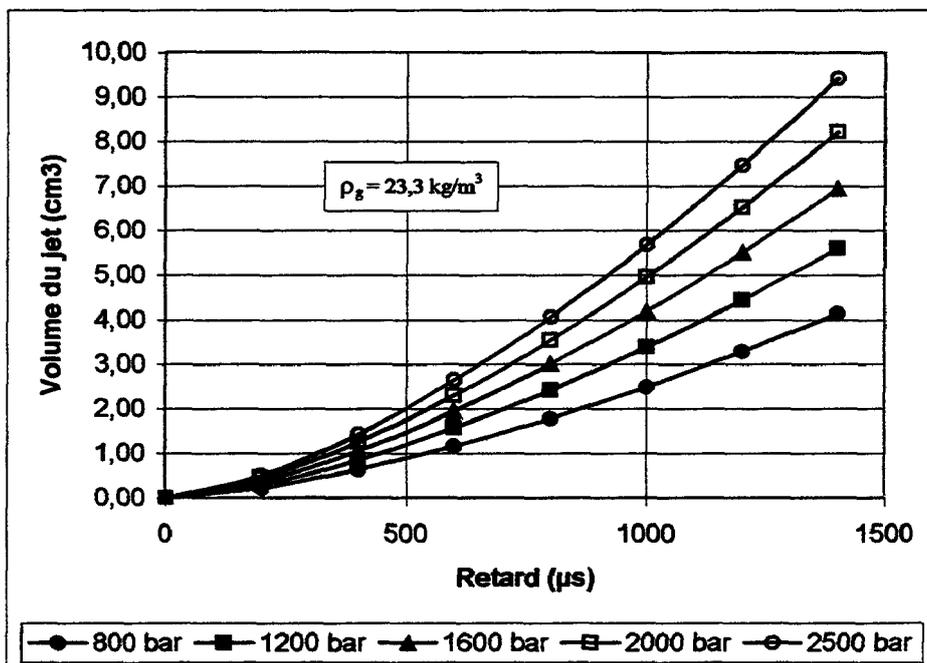


Figure 4.59 : $k=2,95$; $n=0,5$

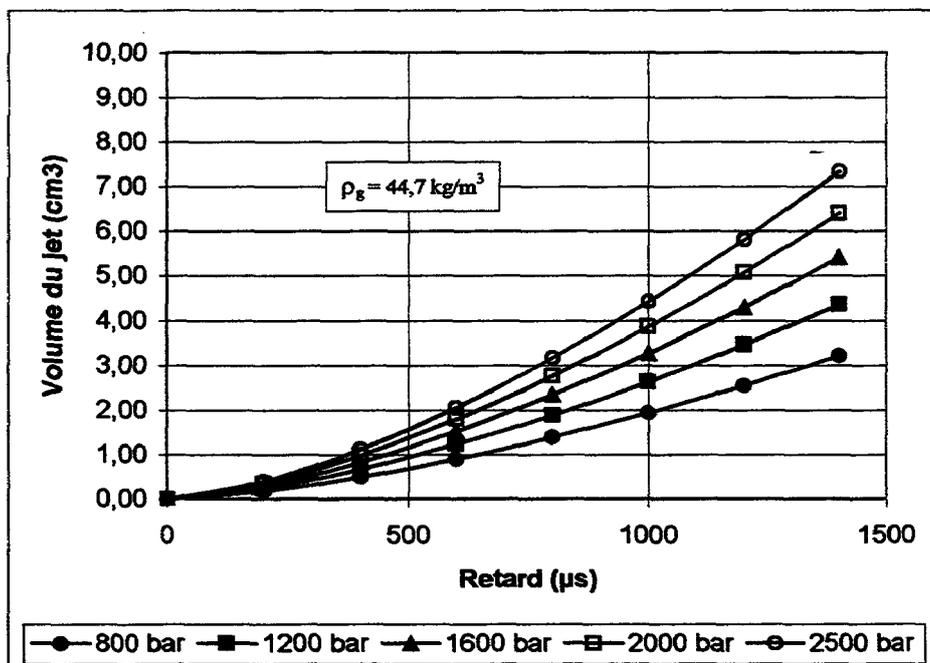


Figure 4.60 : $k=2,95$; $n=0,5$

Les figures 4.59 et 4.60 représentent, à titre d'exemple, l'évolution du volume du jet pour plusieurs pressions d'injection et deux configurations de masse volumique du milieu d'injection. L'expression du volume a été établie sur la base de la loi de pénétration d'Hiroyasu et al. ($k=2,95$; $n=0,5$).

Rappelons que Arrègle et al.[31] proposent une loi de la forme :

$$V(t) = k_v \cdot d^a \cdot \Delta P_{inj}^b \cdot \rho_g^c \cdot t^d \quad (4.41)$$

avec $a=1,672$; $b=0,95$; $c=-0,299$; $d=1,379$

Les coefficients proposés ne vérifient pas l'analyse dimensionnelle, il est donc difficile de comparer la loi associée avec notre expression du volume (4.40). En effet l'analyse dimensionnelle impose que $a=3-d$; $b=d/2$ et $c=-d/2$. Les unités des différentes variables étant conformes au système d'unité international, le coefficient k_v est donc fonction des conditions d'essais et la loi n'est donc pas transposable pour nos essais.

4.5 La masse d'air entraînée, la richesse moyenne et le coefficient d'expansion

L'expression du volume du jet peut être couplé avec l'expression du débit volumique instantané « $q_v(t)$ ».

$$q_v(t) = C_d(t) \cdot \sqrt{\frac{\Delta P_{inj}}{\rho_l}} \cdot \frac{\pi \cdot d^2}{4} \quad (4.42)$$

$C_d(t)$ représente le coefficient de décharge instantané vu qu'il évolue au cours de l'injection (voir chapitre 2.2.5 et figure 2.41). On peut alors évaluer la masse d'air entraînée en fonction du temps par la relation 4.43.

$$m_{air_entraînée}(t) = \rho_g \cdot \left(V(t) - \int_0^t q_v(t) \cdot dt \right) \quad (4.43)$$

Notons que cette relation n'a de sens qu'en absence d'évaporation, ce qui est le cas dans le cadre de nos essais. On établit de même la relation (4.44) caractérisant l'évolution de la richesse moyenne dans le jet en fonction du temps.

$$\Phi(t) = \frac{1}{15} \cdot \left(\frac{\rho_l \cdot \int_0^t q_v(t) \cdot dt}{m_{air_entraînée}} \right) \quad (4.44)$$

On peut aussi établir l'expression du coefficient d'expansion ou de dispersion:

$$\Omega(t) = \frac{V(t)}{\int_0^t q_v(t).dt} \quad (4.45)$$

où $V(t)$ représente le volume du jet instantané défini par la relation (4.40).

Ce dernier coefficient est représentatif du mélange air-carburant et plus il est élevé, meilleure est la pulvérisation. Les expressions de la masse d'air entraînée et de la richesse moyenne pourront être utilisées dans le cadre d'une modélisation phénoménologique multizone de la combustion.

L'évolution de $Cd(t)$ devra être caractérisée expérimentalement.

4.6 L'évolution de l'angle de mouillage

Cette caractéristique a été mesurée essentiellement à titre informatif car dans les conditions moteur, les jets ne devront pas atteindre la paroi du piston sous peine de dégrader la combustion (augmentation des fumées). La figure 4.61 permet de visualiser l'incertitude de mesure liée à cette caractéristique.

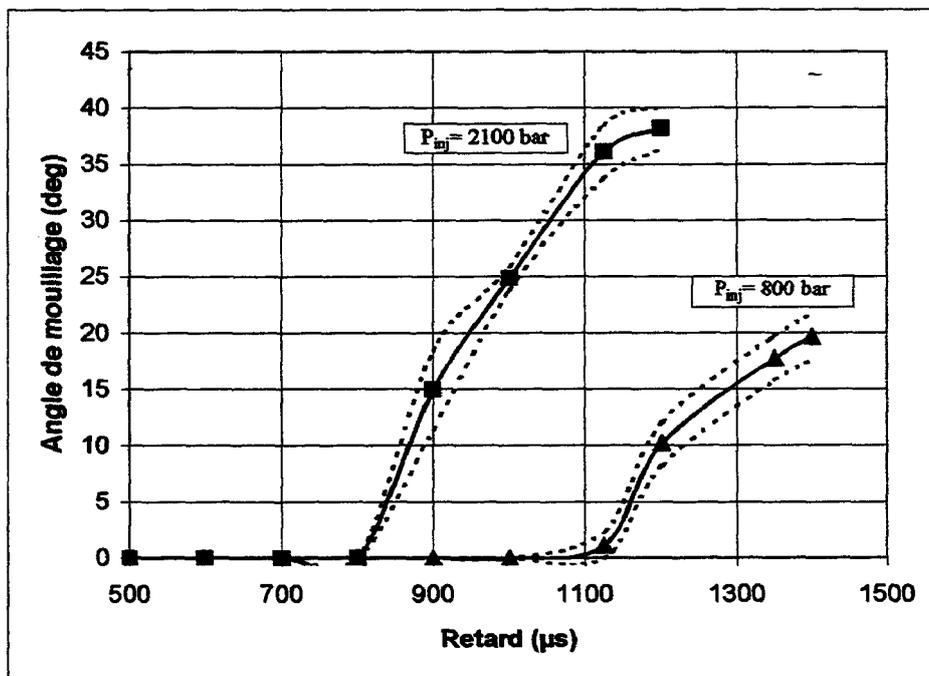


Figure 4.61 : incertitude de mesure sous forme d'écart type sur l'ensemble des prises de vues.

Les figures 4.62 et 4.63 représentent l'évolution de l'angle de mouillage en fonction du temps pour plusieurs pressions d'injection et pour deux densités du milieu d'injection (23,3 et 44,7 kg/m³). A partir de l'impact du jet sur la paroi, l'évolution est croissante avec le temps et la pression d'injection. Notons que le changement de pente observé, pour des temps supérieurs à 1000 μ s environ, correspond à la coupure de l'injection. Effectivement, dès que l'injection est stoppée, le taux de croissance de l'angle de mouillage ne peut que décroître mais reste positif grâce à l'inertie des dernières gouttelettes injectées. On observe cette inertie pour les conditions ($P_{inj}=800$ bar, $\rho_g=23,3$ kg/m³), le jet impacte la paroi après la coupure de l'injection.

Evolution de l'angle de mouillage
 ($\rho_g = 23,3$ et $44,7 \text{ kg/m}^3$)

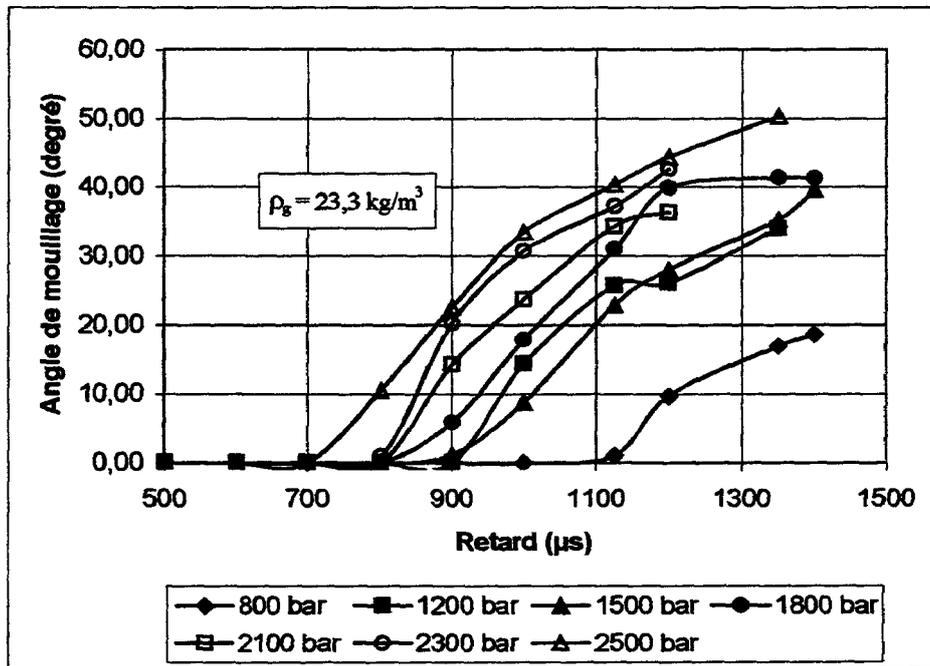


Figure 4.62 : $k=2,95$; $n=0,5$

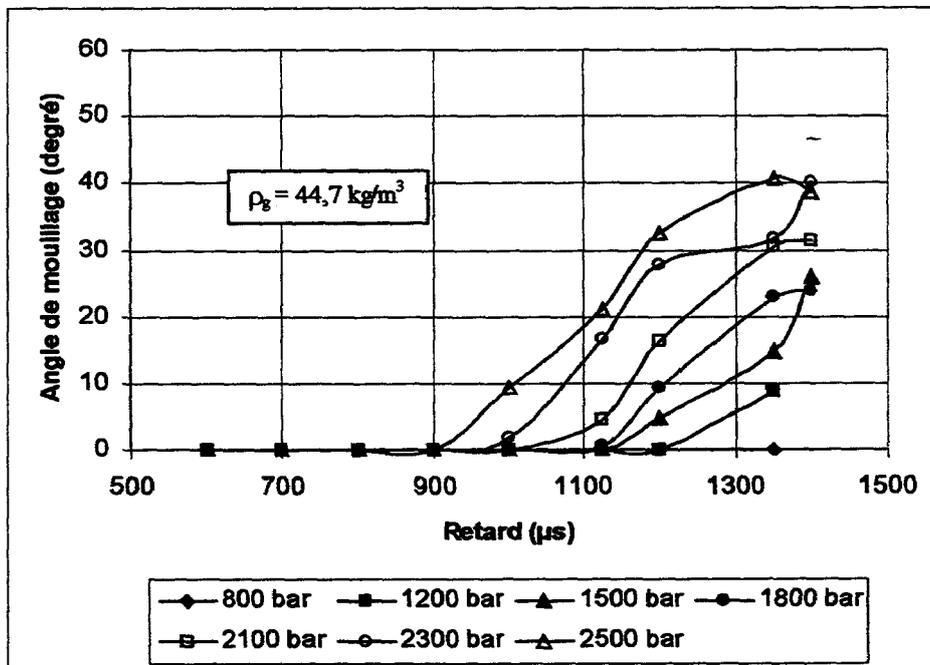


Figure 4.63 : $k=2,95$; $n=0,5$

4.7 Conclusion

L'évolution des caractéristiques de jets en fonction de la pression d'injection observée par de nombreux auteurs jusqu'à 1300 bar ne semble pas être affectée pour des pressions supérieures. On peut donc supposer que la nature de l'écoulement dans le trou ainsi que le mode de désintégration du jet reste le même jusqu'à 2500 bar.

Notons néanmoins que nous avons observé une petite variation de l'évolution temporelle de la pénétration et de l'angle pour des pressions d'injection comprises entre 2100 bar et 2500 bar lorsque la masse volumique du milieu d'injection était élevée ($44,7 \text{ kg/m}^3$). Cette variation n'est pas très significative et devra être confirmée ou infirmée lorsqu'il sera possible d'injecter à des pressions supérieures ou d'augmenter la pression du milieu d'injection.

Soulignons qu'une étude est en cours sur le rapprochement des caractéristiques de jets à plage de luminance (pénétration à luminance saturante et surfaces à plage de luminance) avec le taux d'introduction de l'injecteur. Ce rapprochement s'il existe permettrait d'aboutir à une caractérisation complète de l'injecteur grâce à une analyse d'image de jets.

Enfin, notons que l'expression du volume du jet obtenue au chapitre 4.5, associée à une loi de débit hydraulique de l'injecteur pourrait renseigner de manière précise une modélisation mono-dimensionnelle de la combustion Diesel et concourir au pré dimensionnement d'un moteur Diesel.

Conclusions et perspectives

Les normes européennes de plus en plus drastiques, visant à réduire la pollution des automobiles, contraignent les différents constructeurs à améliorer le fonctionnement des moteurs thermiques. Deux points importants semblent concerner le moteur Diesel : la réduction des particules ainsi que la réduction des oxydes d'azote (NO_x). En effet, même si le rendement de combustion est très bon puisque voisin de 98% en pleine charge, les 2% restants représentent, une fois cumulés sur la vie d'un moteur et sur l'ensemble du parc automobile mondial, un volume de polluants (particules, monoxyde d'azote et hydrocarbures imbrûlés) inacceptable. La formation des NO_x est indépendante du rendement de combustion car elle correspond à l'oxydation de l'azote par l'oxygène (tous deux présents dans l'air) à haute température.

La formation des NO_x et des particules est en fait liée à la qualité de pulvérisation. En effet, dans les moteurs Diesel actuels, la combustion s'initie très peu de temps après le début de l'injection (au délai d'auto inflammation près), voire dès le début de l'injection principale lorsque l'on introduit une pré-injection. Il est donc très difficile d'obtenir, avec ce type de buse d'injecteur, une bonne homogénéité du mélange entre l'air et le carburant. Ceci se traduit par des zones très riches en carburant propices à la formation des particules et par des zones où l'air est en excès, favorables à la production de NO_x car à haute température, le surplus d'oxygène oxyde l'azote. De plus le *swirl*, défini pour les conditions de régime maximum comme nous l'avons vu dans l'introduction, est insuffisant à bas régime. Il limite donc les pressions d'injection (et par conséquent la qualité de pulvérisation) sous peine de voir les jets impacter les parois et donc d'augmenter les fumées.

L'étude bibliographique a montré que la qualité de pulvérisation du gasole était, dans le cadre des moteurs Diesel à injection directe, étroitement liée à la pression d'injection. Ce constat a été et est toujours exploité par les différents constructeurs et équipementiers, et mène ces derniers à augmenter régulièrement la pression d'injection. C'est en effet bien d'un constat qu'il s'agit car il est extrêmement difficile de modéliser l'intégralité des phénomènes présents dans le processus de pulvérisation et en particulier les phénomènes liés à la cavitation dans les trous comme nous l'avons vu dans le chapitre 2.

Le travail mené dans le cadre de cette thèse a permis d'obtenir, de manière expérimentale, les caractéristiques géométriques de jets libres pour des pressions supérieures à celles utilisées de nos jours (jusqu'à 2500 bar). Ces caractéristiques ne semblent pas évoluer de manière significative par rapport à celles observées jusqu'alors. On constate d'ailleurs que les résultats obtenus au chapitre 4 permettent d'étendre le champ d'application des lois proposées par Hiroyasu et Arai à des pressions nettement supérieures (2500 bar). Nous avons néanmoins observé une petite variation de l'évolution temporelle de la pénétration et de l'angle pour des pressions d'injection comprises entre 2100 bar et 2500 bar lorsque la masse volumique du milieu d'injection est élevée (44,7

kg/m³). Cette variation n'est pas très significative et devra être confirmée ou infirmée lorsqu'il nous sera possible, avec notre moyen d'essai, d'injecter à des pressions supérieures ou d'augmenter la pression du milieu d'injection.

On ne peut donc pas s'attendre à une forte évolution de la qualité de la pulvérisation en augmentant la pression d'injection. On ne peut pas espérer non plus d'évolutions notables du diamètre moyen des gouttelettes (SMD) puisque, pour des diamètres de trous de buse actuels (150µm), il atteint une valeur limite inférieure à partir d'une pression d'injection de 1000 bar environ (voir chapitre 2). Une diminution du diamètre des trous permettrait cependant de réduire cette valeur limite et donc de pulvériser plus finement le gasole. Mais la relation (2.34) proposée par Arrègle et al. montre que le SMD varie lentement avec le diamètre des trous et si l'on doit injecter la même quantité de carburant dans le même laps de temps, il sera nécessaire d'augmenter fortement la pression et le nombre de trous. L'expression du débit masse ci dessous explicite ces dépendances mutuelles :

$$q_m \propto n_{b_trous} \cdot P^{0,5} \cdot d^2 \quad \text{et} \quad SMD \propto d^{0,3} \cdot P^{-0,1}$$

Notons qu'il est difficile d'augmenter le nombre des trous car d'une part, les jets risquent de se recouvrir à haut régime produisant alors des fumées et d'autre part l'extrémité de la buse devient très fragile.

L'augmentation de la pression d'injection permet cependant d'accroître la PME du moteur et donc d'obtenir des puissances spécifiques plus importantes. En effet, il est possible, lorsque la pression est plus élevée, d'introduire plus de carburant dans un temps identique à condition de suralimenter le moteur en conséquence et d'assurer sa tenue mécanique. Cette démarche conduit naturellement au « down-sizing » qui consiste à réduire la cylindrée totale du moteur (par la diminution de la cylindrée unitaire ou du nombre de cylindres) et donc le poids qui agit directement sur la consommation de carburant et donc sur la quantité de polluants.

Néanmoins, le chapitre 1 a permis d'évaluer la consommation énergétique de la génération de la pression d'injection. Les résultats obtenus montrent qu'il faut être très prudent quant à l'intérêt de l'augmentation de pression. En effet, nous avons montré dans ce chapitre que la pression moyenne de frottement minimale (inévitabile) liée à la mise en pression et au transvasement du gasole représente, à pleine charge, environ 1% de la PME d'un moteur actuel de moyenne gamme (2L de cylindrée). De plus, cette proportion minimise considérablement la réalité puisqu'elle ne prend pas en compte le principe de régulation de pression qui peut être coûteux, ni les pertes mécaniques ou les fuites internes de la pompe. A titre d'exemple, le coût énergétique réel (hors rendements) d'un système common rail première génération représente, pour un moteur de milieu de gamme, 5% de la PME à pleine charge et jusque 15 % aux charges partielles. Ce coût a été partiellement réduit par l'amélioration de la technologie de la pompe et en particulier l'adjonction de pistons débrayables.

En dehors de ces considérations liées à la pulvérisation du gasole dans un moteur Diesel à injection directe, cette étude expérimentale nous a permis d'obtenir l'évolution de plusieurs caractéristiques de jets libres. Nous avons ainsi établi plusieurs lois non explicitées dans la littérature comme la loi d'évolution temporelle de la surface projetée du jet ou bien celle du volume du jet. Cette dernière loi associée à l'expression du taux d'introduction permet à la fois d'obtenir la loi d'évolution temporelle de la masse d'air entraînée par le jet ainsi que la loi d'évolution de la richesse moyenne du jet. Ces lois peuvent renseigner une modélisation phénoménologique multizone de la combustion. En effet, la loi d'évolution temporelle de la masse d'air entraînée correspond à la loi de transfert de masse entre la zone d'air frais et la zone périphérique du jet. Quant à la loi d'évolution de la richesse moyenne, elle permet de normaliser la richesse de chaque zone du jet après intégration des richesses partielles sur l'ensemble des zones.

Ces lois auront encore plus d'intérêt dans le cadre de l'étude des futurs moteurs Diesel à combustion homogène (HCCI) où l'injection précoce et rapide permettra aux caractéristiques de jets de ne pas être affectées par la combustion durant la phase d'injection. Ces moteurs, par leur principe de combustion homogène, permettront de réduire considérablement les particules ainsi que les NOx. Cependant la mise au point reste délicate car il faut contrôler parfaitement le moment d'auto-inflammation du mélange.

Notons enfin que le dispositif expérimental décrit au chapitre 3 associé à notre logiciel d'analyse d'images de jets décrit en Annexe 1 donne de très bon résultats. Ces résultats peuvent cependant être encore plus précis en travaillant sur un seul jet. En effet, nous avons observé une très bonne répétabilité des mesures pour chaque jet, nous pouvons donc considérer que dans le cadre de ces mesures, les jets sont indépendants les uns des autres et donc se limiter à l'étude d'un seul jet. Cette restriction permettrait de recadrer la prise de vues et donc d'augmenter la résolution de l'image et donc la précision des mesures. Plusieurs évolutions du logiciel sont également prévues comme le rapprochement des surfaces projetées à plages de luminance avec les concentrations locales de gouttelettes ou bien encore la prise en compte du swirl pour l'extraction des caractéristiques des jets déviés.

Références bibliographiques

- [1] Heywood J.B
Internal combustion engine fundamentals
Mc Graw Hill International Editions, 1988
- [2] Haupais A.
Combustion dans les moteurs Diesel
Les techniques de l'ingénieur, B2700-12
- [3] Hiroyasu H. et Arai M.
Structures of fuels sprays in Diesel engines
SAE Technical Paper 900475, 1990
- [4] Froment J.L
Moteurs Diesel: Injection et chambre de combustion
Les techniques de l'ingénieur, B2585-8
- [5] Le Neindre B.
Effets des hautes et très hautes pressions
Les techniques de l'ingénieur, K484 (constantes mécaniques)
- [6] Clos C.
Technologie des moteurs à combustion interne
Collection E.T.A.I, p20
- [7] Reitz R.D., Bracco F.V.
Méchanisms of breakup of round liquid jets
Encyclopedia of fluid mechanics, 1986, 233-49
- [8] Grant R.P, Middleman S.
Newtonian Jet Stability
A.I.C.H.E, Vol 12, N°4, pp669-678, 1966
- [9] Lefebvre A.H.
Atomization and sprays
Hemisphere Publishing Corporation, 1989
- [10] Rayleigh Lord
On the instability of jets
Proc. London Math Soc., Vol 10, 1878, pp 4-13
- [11] Haenlein A.
Disintegration of a liquid jet
NACA TN 659, 1932
- [12] Eisenklam P., Hooper P.C.
The flow characteristics of laminar and turbulent jets of liquid
Ministry of Supply D.G.G.W Report N° 32-207, January 1962

- [13] Mc Carthy M.J. , Molloy N.A.
Review of stability of liquid jets and the influence of nozzle design
Chem. Eng. J., Vol 7, 1974, pp 1-20
- [14] Sterling A.M.
The instability of capillary jets
Ph. D. Thesis, University of Washington, 1969
- [15] Castleman R.A.
The mechanism of the atomization accompanying solid injection
NACA Report 440, 1932
- [16] Taylor J.J. , Hoyt J.W.
Water jet photography – Techniques and methods
Exp. Fluids, Vol 1, 1983, pp 113-120
- [17] Ohnesorge W.
Formation of drops by nozzles and the breakup of liquid jets
Z. Angew. Math. Mech., Vol 16, 1936, pp 355-358
- [18] Weber C.
Disintegration of liquid jets
Z. Angew. Math. Mech, Vol 11, 1931, pp 136-159
- [19] Levivh V.G.
Physicochemical Hydrodynamics
Prentice Hall, Inc., 1962
- [20] Sterling A.M., Sleicher C.A.
The instability of capillary jets
Journal of fluid mechanics (1975), Vol 68, part 3, pp 477-495
- [21] York J.L. , Stubbs H.F , Tek M.R.
The mechanism of disintegration of liquid sheets
Trans. ASME, Vol 75, 1953, pp 1279-1286
- [22] Lambert L.
Modélisation des d'injection haute pression des moteurs Diesel et validation expérimentale
Ph. D. Thesis, Institut francais du pétrole, 1996
- [23] Ruiz F. , Chigier N.
The mechanics of high speed atomization
ICLASS-85
- [24] Arcoumanis C. , Gavaises M. , Flora H. , Roth H.
Visualisation of cavitation in Diesel engine injectors
Mec. Ind. (2001) 2, pp 375-381

- [25] Arcoumanis C. , Flora H. , Gavaises M. , Kampanis N.
Investigation of cavitation in a vertical multi-hole injector
SAE 1999-01-0524, pp 181-198
- [26] Badock C., Wirth R. , Fath A. , Leipertz A.
Investigation of cavitation in real size Diesel injection nozzles
Int. J. Of Heat an Fluid flow 20 (1999), pp 538-544
- [27] Eifler W.
Untersuchungen Zur Struktur des instationären Dieselöleinspritzstrables im Düsenmabbereich mit der method der Hochfrequenz-Kinematografie.
Ph. D. Thesis, Université Kaiserslautern, 1990
- [28] Reitz R.D.
Atomization and other breakup regimes of a liquid jet
Ph. D. Thesis, Princeton University, 1375-T, 1978
- [29] Wu P.K. , Tseng L.K. , Faeth G.M.
Primary breakup in gas/ liquid mixing layers for turbulent liquids
Atomization and sprays, Vol 2, N°3, pp 295-317, 1992
- [30] Wu P.K. , Ruff G.A. , Faeth G.M.
Primary breakup in liquid / gas mixing layers
AIAA-91-0285
- [31] Samenfink W.
In atomization and sprays, Short course
Institut für thermische strömungsmaschinen, Universität Karlsruhe (TH), 1995.
- [32] Hinze J.O.
Fundamentals of the hydrodynamic mechanism of splitting in diversion processes
AIChE J., Vol 1, N°3, 1955, pp 289-295
- [33] Schmehl R. , Maier G. , Wittig S.
CFD analysis of fuel atomization, secondary droplet breakup and spray dispersion in the premix duct of a LPP combustor.
Eighth International Conférence on liquid atomization and spray systems, Pasadena, CA, USA, July 2000.
- [34] Brazier-Smith P.R. , Jennings S.G. and Latham J.
The interaction of falling water drops: coalescence
Proc. R. Soc. Lond. A. 326, 393-408 (1972)
- [35] Jiang Y.J. , Umemura A. , Law C.K.
An experimental investigation on the collision behavior of hydrocarbon droplets
J. Fluid Mech (1992), Vol 234, pp 171-190

- [36] Kim T. , Beckman M.S. , Farrell P.V. and Ghandi J.B.
Evaporating spray concentration measurements from small and medium bore Diesel injectors.
SAE 2002-01-0219
- [37] Bae C.H. , Kang J.
Diesel spray characteristics of common rail VCO nozzle injector
Thermofluidynamic processes in Diesel Engines (THIESEL), 2000, pp 57-66
- [38] Rantanen P., Valkonen A. , Cronhjort A
Measurements of a Diesel spray with a normal size nozzle and a large-scale model
Int. J. of Heat and Fluid Flow 20 (1999) 545-551
- [39] Arrègle J. , Pastor J.V. , Ruiz S.
The influence of injection parameters on Diesel spray characteristics
SAE 1999-01-0200, pp 103-110
- [40] Morgan R.E. , Kennaird D. , Heikal M.R. , Bar F.
Characterisation of a high pressure Diesel fuel spray at elevated pressures
Thermofluidynamic processes in Diesel Engines (THIESEL), 2000, pp 87-94
- [41] Verhoeven D. , Vanhemelryck J. , Baritaud T.
Macroscopic an ignition characteristics of high pressure sprays of single component fuels.
SAE 981069
- [42] Challen B. , Baranescu R.
Diesel engine reference book, second edition
Society of Automotive Engineers, Inc.
- [43] Chaves H. , Knapp M. , Kubitzek A. , Obermeier F. and Schneider T.
Experimental study of cavitation in the nozzle hole of Diesel injector using transparent nozzles.
SAE paper 950290, 1995
- [44] Kuensberg Sarre C. , Kong S.C. , Reitz R.D.
Modeling the effects of injector nozzle geometry on Diesel sprays
SAE 1999-01-0912, pp 277-289
- [45] Kihm K.D. , Terracina D.P. , Caton J.A.
Spray tip droplet SMDs of intermittent high pressure sprays of Diesel fuel compared with coal-water slurry sprays.
Journal of the institute of energy, june 1995, 68, pp57-64
- [46] Sjöberg M.
Premixed and Diesel mode liquid penetration and spray dispersion for the rotating injector based on imaging in an optical engine.
SAE 2000-01-2862, pp 157-168

- [47] Spikes R.H. and Pennington G.A.
Discharge coefficient of small submerged orifices
Proc. Inst. Mech. Eng. , Vol 173, N° 25, 1959, pp 661-665
- [48] Potz D., Christ W. And Dittus B.
Diesel nozzle, the determining interface between injection system and combustion chamber.
Thermofluidynamic processes in Diesel Engines (THIESEL), 2000, pp 249-258
- [49] Marcic M.
Diesel spray liquid phase measuring device
Sensor and actuators A87 (2001) 124-130
- [50] Takasaki K. , Fukuyoshi T , Abe S. , Nakashima M. , Osafune S.
Visual study about combustion characteristics of heavy fuel in Diesel engines.
Bulletin of the M.E.S.J, Vol 27, N°1
- [51] Sato Y. , Noda A.
An experimental study on DME spray characteristics by using Schlieren optical systems.
Enviroment and Energy reserch division, JILIN University
- [52] Kamimoto T. and Kosaka H.
Laser diagnostics of Diesel engines
Thermofluidynamic processes in Diesel Engines (THIESEL), 2000, pp 437-445
- [53] Beckman M.S and Farrell P.V.
Simultaneous Liquid and Vapour Diesel fuel spray images from a HEUI injector
ILASS Americas, 14th annual conférence on liquid atomization and spray systems,
Dearborn, MI, May 2001

Annexe 1

L'extraction des caractéristiques de jets

ANNEXE 1 : L'extraction des caractéristiques de jets

Nous avons vu au chapitre 3 que les résultats d'essais se présentaient sous la forme de fichiers d'images. Chaque image correspond à un ensemble de conditions d'essai et représente une injection de carburant à un instant donné (Figure A1.1). De manière à obtenir l'ensemble des valeurs de pénétrations, angle de jet, surfaces de jet et angle de mouillage, nous avons dû choisir une méthode d'analyse d'image juste, fiable et si possible rapide au regard du nombre élevé de prises de vues.

A1.1 Le moyen d'analyse

A1.1.1 Les méthodes et moyens déjà rencontrés

Les méthodes d'analyse d'images de jets sont très rarement détaillées, il n'est bien souvent mentionné que le moyen d'analyse (à la main ou par un logiciel spécifique) [20,4,2]. Il existe quelques logiciels professionnels de traitement d'images qui sembleraient convenir tel que Optimas. Cependant même s'ils offrent un langage de programmation, ils souffrent malheureusement de leur aspect généraliste et sont généralement limités pour des besoins très spécifiques. Le choix du moyen d'analyse pour nos images s'est donc porté sur le développement d'un logiciel spécifique.

A1.1.2 La méthode retenue

Avant de développer précisément les méthodes algorithmiques du traitement des images, nous allons décrire les tâches principales que devra effectuer le logiciel. La figure A1.2 nous montre les différents paramètres projetés à extraire. Les variables affectées de l'exposant « ' » correspondent aux caractéristiques de jets projetées sur le plan normal à l'axe de l'injecteur et permettrons d'obtenir :

- La pénétration de chaque jet caractérisée par la distance « S »
- L'angle de chaque jet caractérisé par la valeur angulaire « θ »

Puis ceux que l'on ne trouve pas dans la littérature mais qui permettent d'enrichir l'interprétation des résultats précédents :

- La surface projetée de chaque jet caractérisée par l'aire « A' »
- Les surfaces partielles projetées (tranches de luminance) de chaque jets caractérisées par les aires « A'₁, A'₂ et A'₃ ».
- L'angle de mouillage de chaque jet caractérisé par la valeur angulaire « φ »
- La pénétration à luminance maxi caractérisée par la distance « S_L »
- Les gradients locaux

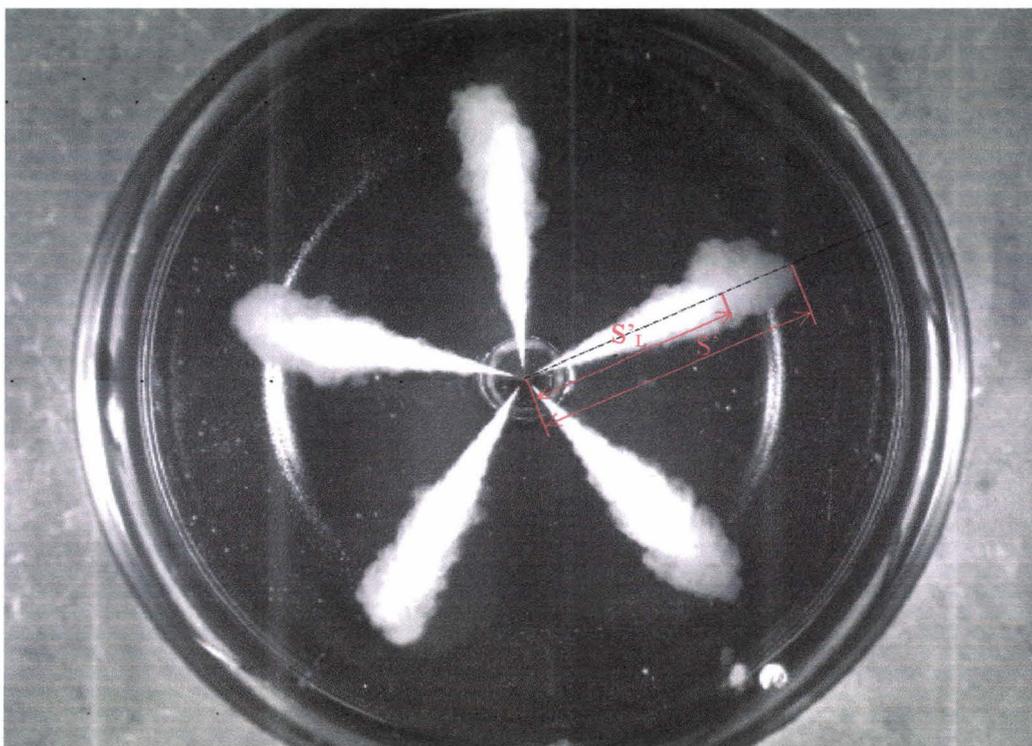


Figure A1-1 : Image brute d'essai caractérisant une injection de carburant à un instant donné.

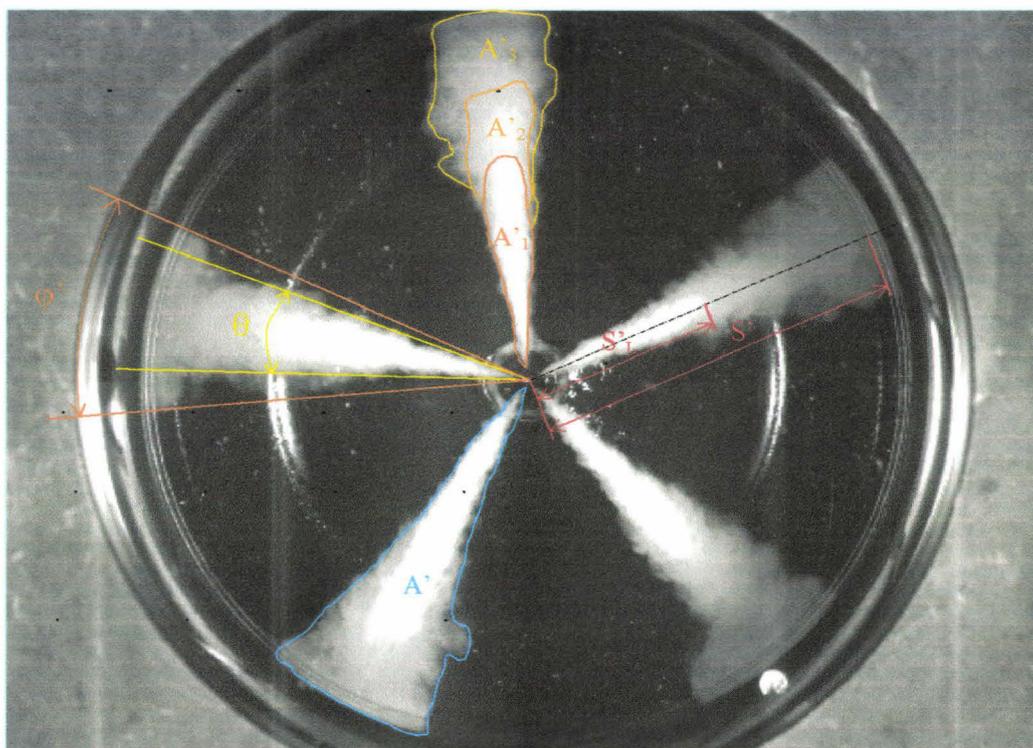


Figure A1-2 : Représentation des différents paramètres projetés à extraire de l'image

Les distances et surfaces seront calculées grâce à une distance de référence qui est celle comprise entre le centre du nez d'injecteur et le centre de la pastille réfléchissante en bas à droite de l'image.

Outre l'extraction des différentes caractéristiques de jet, nous nous sommes imposés de sauvegarder l'ensemble des résultats et paramètres d'essais dans une base de données. En effet, l'ensemble de ces données judicieusement ordonnées permet d'envisager par la suite toutes les combinaisons possibles de visualisation des résultats et ainsi obtenir une meilleure analyse. Il ne faut pas oublier aussi qu'à l'avenir, cette base de données pourra être enrichie à travers de nouveaux essais et augmentera donc nos capacités d'analyse sur les développements de jets.

A1.1.3 Le langage de programmation

Le choix du langage de programmation s'est porté sur le logiciel DELPHI développé par la société BORLAND.

DELPHI est une évolution du Turbo Pascal, il en possède donc toutes ses fonctionnalités mais y ajoute une interface Windows et mieux encore un moteur de base de données. DELPHI est un langage objet, il intègre entre autre toute une collection d'objets orientés base de données capables de gérer des bases de natures différentes (base propriétaire, Paradox, Interbase, ...). Nous avons adopté le système Paradox qui semble être le plus courant et donc le plus transportable si besoin était.

A1.2 Les méthodes de calcul

L'extraction des différentes caractéristiques des jets s'effectue par étapes successives :

- Mise en mémoire de l'image
- Détection du centre de l'injecteur et du centre de la pastille
- Détection des axes des jets
- Calcul des pénétrations de chaque jet (normale et à luminance maxi)
- Calcul de l'angle d'ouverture et de mouillage pour chaque jet
- Calcul des surfaces de chaque jet (totale et partielles)
- Calcul des gradients locaux

Nous verrons aussi qu'au cours de ces étapes, il sera nécessaire d'appliquer plusieurs filtres afin d'extraire correctement les différents paramètres du bruit environnant.

A1.2.1 Mise en mémoire de l'image

Les images délivrées par la caméra KODAK 1000 HRC sont au format TIFF en noir et blanc et ont comme taille d'image 512*384 pixels. Chaque pixel est codé sur 8 bits (1 octet), ce qui permet d'avoir 256 niveaux de gris ou plus exactement 256 niveaux de

luminance. C'est ce niveau de luminance qui nous permettra d'extraire tous les paramètres des jets.

Sans trop rentrer dans le détail, signalons qu'un fichier TIFF peut globalement se décomposer en deux parties :

- Une première partie en début de fichier contenant tous les attributs de l'image (taille, palette des couleurs, le type de compression quand il existe, ...). La palette des couleurs est un tableau de correspondance entre la valeur de luminance et la couleur réellement affichée. Pour notre cas, 256 niveaux de gris correspondent à nos 256 niveaux de luminance.
- Une seconde partie qui contient l'image, c'est à dire la suite de valeurs de luminance des différents pixels. L'image est décrite en commençant par le pixel en haut à gauche puis en suivant le long de la ligne avant de passer à la suivante.

Cette suite de valeurs de luminances est alors chargée en mémoire dans un tableau d'octets à deux dimensions, et c'est sur ce tableau que l'on nommera ' image[x,y] ' que seront effectués tous les calculs.

Le tableau et la palette ne seront affectés à l'objet Bitmap (image) de DELPHI qu'au moment de l'affichage par passage de leurs pointeurs respectifs. Il est effectivement très conseillé de travailler hors affichage sinon le temps de traitement augmente considérablement.

A1.2.2 La détection du centre de l'injecteur et du centre de la pastille.

Toujours au regard du nombre important d'images à traiter, il était nécessaire de détecter par le logiciel le centre de l'injecteur et celui de la pastille. Il est en effet difficile, voire inévitable, d'échapper à des déplacements relatifs de la caméra par rapport au banc durant les campagnes d'essais. L'enregistrement d'une position donnée du centre de l'injecteur et de la pastille n'était donc pas possible.

La solution retenue a donc été de définir comme paramètre une position arbitraire du centre injecteur et la distance entre l'injecteur et la pastille (en nombre de pixels) afin de limiter la zone de recherche. Cependant deux méthodes différentes ont été utilisées pour la recherche des deux centres.

A1.2.2.1 Détection du centre de l'injecteur

Le principe consiste dans un premier temps à décrire plusieurs cercles de centre (X_{inj}, Y_{inj}) : ces coordonnées sont celles du centre arbitraire de l'injecteur (Figure A1-3) et devront être choisies assez proche du centre réel. Les différents rayons et le nombre de cercles sont paramétrés de façon à pouvoir détecter au mieux le centre de l'injecteur quelque soit la taille des jets.

$$R_i = R_0 + i * R_s \quad 1 < i < Nb_{rayons} \quad (A1.1)$$

R_0 représente le rayon initial du premier cercle et doit couper l'ensemble des jets.

R_s représente les écarts de rayons avec les cercles voisins.

Nb_{rayons} représente le nombre de cercles -1.

Remarque : si les jets sont petits, le logiciel veillera à ce que les cercles coupent toujours tous les jets. Dans le cas contraire, il décrémentera automatiquement R_s et Nb_{rayons} de façon à les détecter.

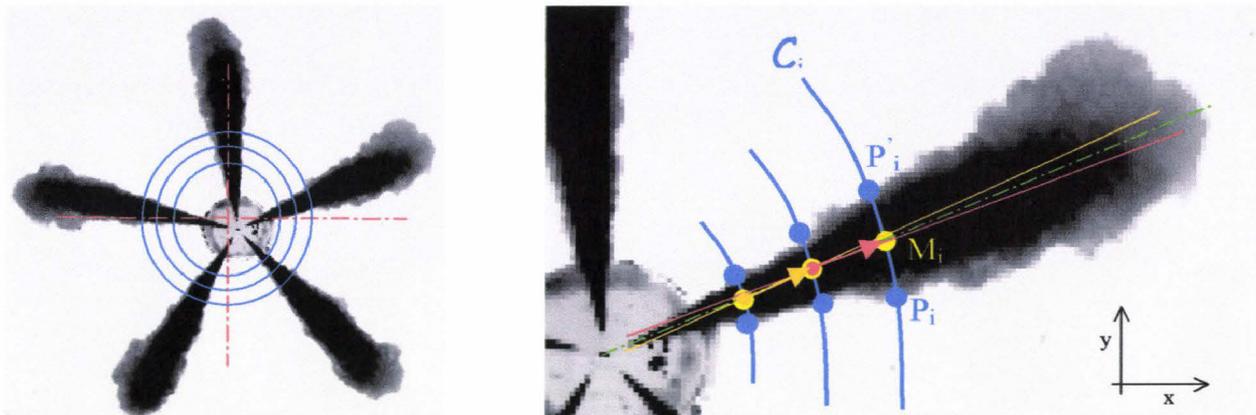


Figure A1-3 : Principe de détection du centre de l'injecteur

En décrivant les différents cercles, on mémorise pour chaque jet les coordonnées des points P_i et P'_i (intersections des cercles ' C_i ' avec les bords du jet). Ensuite pour chaque jet, on calcule les coordonnées du milieu M_i de chaque segment $[P_i P'_i]$ afin d'établir les coordonnées des vecteurs définis par les points successifs M_i et M_{i+1} .

En additionnant l'ensemble de ces vecteurs, on obtient un vecteur moyen directeur au mieux de l'axe du jet. Il reste alors à calculer les coordonnées du centre de l'injecteur qui correspondent à la moyenne des coordonnées des intersections des axes de jets successifs.

Remarque : Dans le cas où l'on introduirait un swirl, il faudrait veiller à ce que le calcul s'effectue sur la partie non déviée du jet.

A1.2.2.2 Détection du centre de la pastille

Ici, la détection est beaucoup plus simple que pour le centre de l'injecteur. Effectivement, la pastille est réfléchissante et elle est donc sur toutes les photos en saturation de luminance. De plus elle se situe dans une zone qui est par contre peu réfléchissante.

Le principe de détection retenu consiste à définir une zone géométriquement carrée, de côté paramétrable, autour de la position arbitraire de la pastille. Rappelons que la position arbitraire est définie comme un décalage de pixels par rapport au centre de l'injecteur et elle sera donc à redéfinir à chaque fois que la focale de la caméra aura été modifiée.

On effectue ensuite dans cette zone un balayage suivant ' x ' pour toutes les valeurs de ' y ' et à partir du moment où l'on détecte la luminance maximum on mémorise alors pour chaque ligne la taille du segment composé de points de cette même luminance. Le centre de la pastille correspond donc au milieu du segment le plus grand c'est à dire celui représentant son diamètre.

A1.2.3 La détection des axes des jets

La méthode de détection des jets a été décrite dans le sous chapitre précédent mais cette fois ci, ce sont les coordonnées calculées du centre de l'injecteur qui servent de référence et non plus le centre arbitraire. Les positions des axes s'affinent alors un peu plus.

A1.2.4 Le calcul des pénétrations

Nous parlons bien de pénétrations au pluriel, effectivement nous allons extraire deux valeurs de pénétration pour chaque jet. La première est en fait celle que l'on retrouve classiquement dans la littérature [1,2,3,6,..] et correspond à la distance « S » décrite sur la figure A1-2. La deuxième nous permettra d'améliorer notre synthèse des différents résultats et correspond à la longueur de jet possédant une luminance saturante, elle est repérée par la distance « S_L » sur la figure A1-2.

Remarquons que jusqu'alors, les valeurs de luminance n'ont pas eu de conséquences sur les caractéristiques de jet. Ce n'est plus le cas maintenant pour l'extraction des différents paramètres. Effectivement, la luminance est fonction de l'éclairage des projecteurs et de l'ouverture du diaphragme de la caméra. C'est pour cela que les projecteurs n'ont pas été déplacés au cours des différents essais et ont eu à chaque fois le même temps de chauffe. L'ouverture du diaphragme a quant à elle été réglée une fois pour toute de manière à profiter au mieux de l'échelle des luminances.

Notons que le temps d'exposition (10 μ s) n'est plus paramétrable pour notre cas car il a été réduit au plus bas de façon à ne pas avoir d'effet de flou pendant la prise de vue.

A1.2.4.1 Le calcul de « S »

Il n'existe pas de difficultés particulières pour la mesure de cette distance : elle est calculée le long de chaque axe de jet précédemment détecté.

On se déplace à partir d'un rayon de base (Rdep) le long de l'axe du jet en mesurant la valeur de la luminance et lorsque l'on atteint un seuil bas de luminance (paramétré au préalable), on arrête l'incrémentation du rayon et on enregistre sa valeur. Cette valeur (S') correspond à la projection de la pénétration sur le plan du hublot (0xy) et est donc corrigée par l'angle de nappe « α » du nez d'injecteur afin d'obtenir la valeur de la

pénétration du jet (S) . Cette valeur est convertie en unité métrique grâce à la distance connue entre le nez de l'injecteur et la pastille.

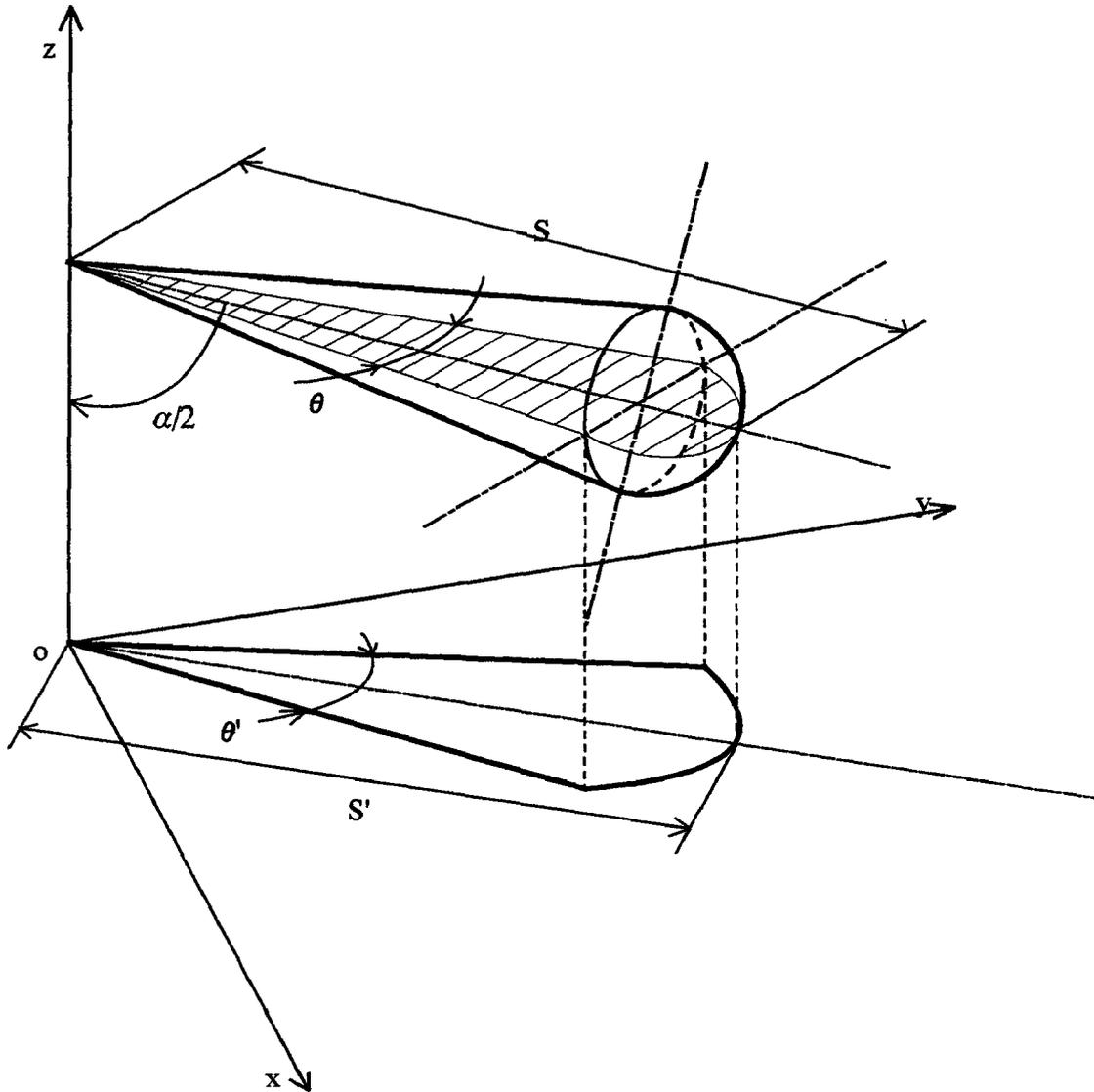


Figure A1.4 : Projection des caractéristiques du jet sur le plan de visualisation (Oxy)

On a ainsi
$$S = \frac{S'}{\sin\left(\frac{\alpha}{2}\right)}$$

Comme on aura pu le remarquer sur les différents clichés photographiques, certains pixels de la cellule CCD de la caméra sont défectueux et ont donc une luminance nulle. De façon à éviter qu'un calcul de pénétration s'arrête sur ce genre de pixel, il a été prévu d'enregistrer la position d'arrêt et de continuer sur un nombre donné de pixels (Nbpts_fddp dans le paramétrage) afin de vérifier si l'on ne retombe pas à nouveau sur des pixels à luminance saturante. Auquel cas, la position d'arrêt est inhibée et le calcul se poursuit jusqu'au prochain arrêt.

A1.2.4.2 Le calcul de « S_L »

La méthode est ici similaire au calcul de « S », à la différence près que l'on ne s'arrête pas sur un seuil de luminance prédéfini mais dès que l'on n'est plus en luminance saturante c'est à dire dès que la valeur de luminance est inférieure à 255.

On applique bien sûr les mêmes méthodes d'arrêt que celles définies au chapitre précédent.

A1.2.5 Calcul de l'angle d'ouverture et de mouillage de chaque jet

A1.2.5.1 Calcul de l'angle d'ouverture des jets « θ »

Le calcul de l'angle d'ouverture des jets est un peu plus délicat que celui de la pénétration puisque pour être le plus juste possible il est préférable de calculer un angle moyen. On calcule effectivement pour chaque rayon « r », l'angle projeté θ'_r défini comme la somme de θ'_{r+} et $|\theta'_{r-}|$ et on obtient « θ » en effectuant la moyenne des θ'_r .

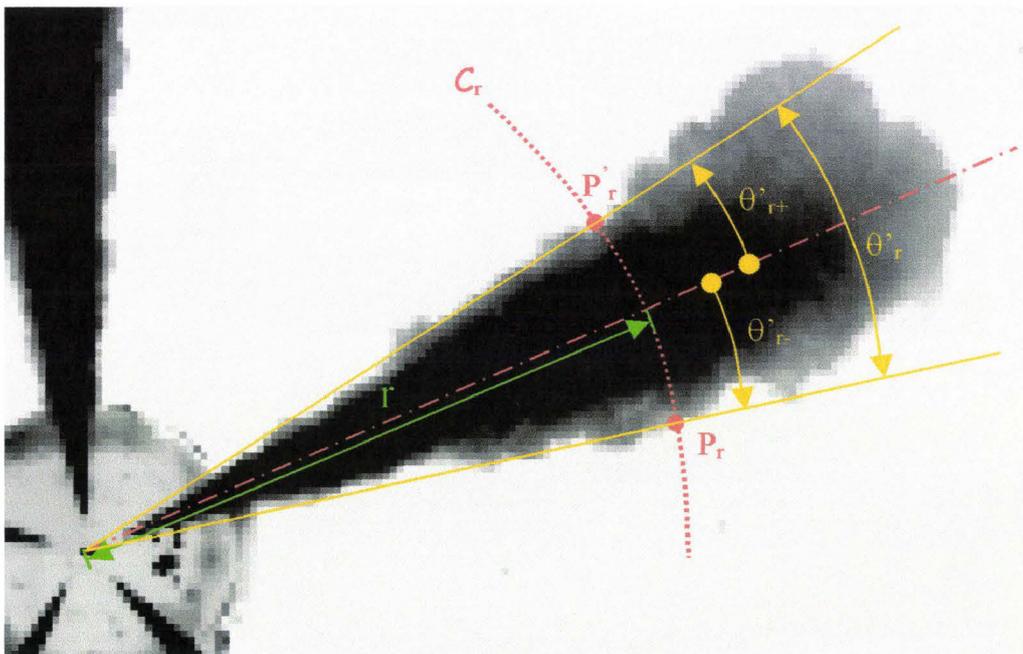


Figure A1-5 : Principe de calcul de l'angle d'ouverture θ

Plus précisément, cela revient à déterminer le contour du jet. On se déplace pour cela point par point le long de l'axe de chaque jet à partir d'un rayon « R_0 » jusqu'à un rayon « R_{max} ». Pour chacun de ces points, on décrit un arc de cercle, concentrique au nez d'injecteur, de chaque côté de l'axe afin de détecter les points P_r et P'_r lorsque l'on passe en dessous d'un seuil de luminance paramétrable. On applique ici les mêmes remarques qu'au chapitre A1.2.4.1 quant à la méthode d'arrêt le long du cercle C_r et le nombre de points de vérification est aussi paramétrable, il est nommé : Nbpts_fdds.

On enregistre ensuite la valeur des angles θ'_{r+} et $|\theta'_{r-}|$ pour des calculs ultérieurs dont le calcul de θ comme il a été décrit précédemment mais aussi pour les futurs calculs de surfaces. On notera que cette méthode de calcul de l'angle θ d'ouverture d'un jet donne de très bon résultats puisque la dispersion d'angle au sommet (ecart type) s'élève à $0,04^\circ$ environ.

Notons aussi que R_0 correspond à un rayon supérieur ou égal au rayon du nez d'injecteur de façon à ce que le bruit du nez ne gêne pas la détection des points P_r . R_{max} quant à lui permet de ne pas prendre en compte l'augmentation de l'angle lorsque le jet impacte la paroi. On prend généralement R_{max} égal à 70% de la pénétration mesurée. Ce facteur de pénétration est paramétrable et a été nommé PC_{pen} . La zone ainsi définie est caractérisée par une valeur moyenne de luminance élevée et ne pose pas de problème pour la détection du bord de jet et donc pour l'évaluation de θ' .

Ce n'est malheureusement pas le cas lorsque $R > R_{max}$ que l'on doit de toute manière prendre en compte pour le calcul des surfaces et qui est donc balayé dans la même phase de calcul du logiciel. Cette zone est effectivement souvent riche en pixels à luminance proche de celle du bruit et il est donc possible d'avoir de grandes discontinuités angulaires liées à une mauvaise détection.

La valeur de l'angle d'ouverture θ est obtenue à partir de la valeur de θ' grâce à la relation suivante (voir figure A1.4) :

$$\sin\left(\frac{\theta}{2}\right) = \sin\left(\frac{\theta'}{2}\right) \cdot \sin\left(\frac{\alpha}{2}\right)$$

A1.2.5.2 Le filtrage du bruit environnant

Afin d'éviter le problème de limite de domaine, nous avons établi un certain nombre de filtres et pour cela nous avons calculé pour chaque valeur de ' r ' l'accroissement ' β ' de θ'_{r+} et $|\theta'_{r-}|$ avec trois traitements possibles :

- 1) ($\beta < \text{seuil négatif paramétrable 'sdelta4'}$), ce qui signifie qu'en 'r+1' l'angle est nettement plus petit qu'en 'r'. C'est un phénomène qui est physiquement peu probable ou alors il préfigure une décroissance angulaire pour une plage de rayon assez importante (ex : déviation liée à un swirl). C'est pourquoi un amortissement a été prévu de façon à gommer une discontinuité locale mais par contre ne pas altérer un mouvement de jet de plus grande envergure. Les valeurs de θ'_{r+} et $|\theta'_{r-}|$ en (r+1) sont donc affectées par les valeurs obtenues en (r) mais corrigées linéairement par un coefficient dénommé 'atténuateur' dans la table de paramétrage.
- 2) (Seuil négatif 'sdelat4' $< \beta < \text{Seuil positif 'sdelta3'}$), ici on considère que le jet peut physiquement avoir ces accroissements, on enregistre donc les valeurs de θ'_{r+} et $|\theta'_{r-}|$ sans modifications.

- 3) ($\beta >$ Seuil positif 'sdelta3'), avec 'sdelta3' nettement plus important que $|\text{sdelta4}|$. Ici on veut filtrer de grosses incohérences liées à une mauvaise détection ou à un bruit sans gêner l'accroissement important qui a lieu lorsque le jet impacte la paroi. Concrètement, lorsque l'on dépasse ce seuil, on affecte à θ_{r+1} la valeur de θ_r .

Pour être plus exact, les calculs précédents ont été effectués pour toutes les valeurs de 'r' sauf pour deux plages de rayons (figure A1-6), ce qui ajoute donc les cas (4) et (5):

- 4) pour ($r > r_{\text{delta1}}$ paramétrable). Cette zone correspond aux rayons très voisins du rayon du bol et présente des reflets connus liés à la périphérie intérieure du hublot. Elle a été donc soumise à un seuil d'accroissement 'sdelta1' plus stricte que 'sdelta3' afin d'optimiser la détection du contour. Ici aussi, on a affecté à θ_{r+1} la valeur de θ_r lors du dépassement de ce seuil.
- 5) pour ($r_{\text{delta21}} < r < r_{\text{delta22}}$ paramétrable). Ici, il s'agit de filtrer sur une plage de rayons des reflets circulaires que l'on retrouve sur chaque photo et qui malheureusement interfèrent avec les jets. Effectivement, s'il n'y avait pas eu d'interférences, nous aurions pu soustraire une image sans jets (prise juste avant l'injection) à l'image à étudier afin de supprimer tout le bruit. Cette méthode n'étant pas applicable, nous avons défini sur cette zone critique un nouveau seuil d'accroissement angulaire 'sdelta2', lui aussi plus stricte que 'sdelta3', afin d'affiner le tracé du contour. Une fois de plus nous affectons à θ_{r+1} la valeur de θ_r lors du dépassement de 'sdelta2'.

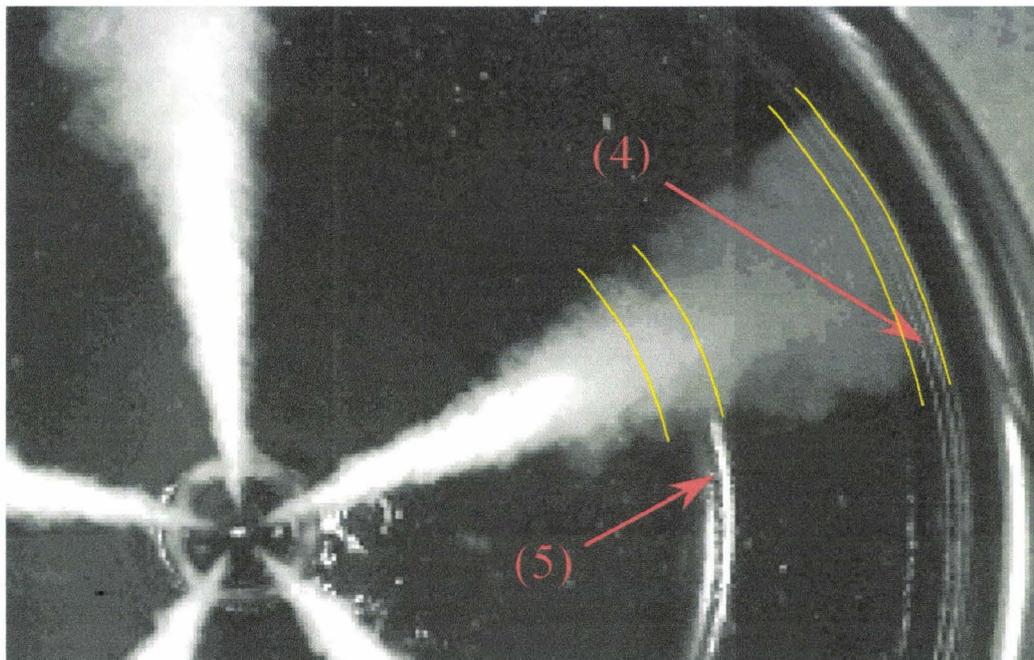


Figure A1-6 : Visualisation des deux zones critiques à filtrer

A1.2.5.2 Calcul de l'angle de mouillage ' φ '

La zone de détection est ici très localisée puisque l'angle de mouillage correspond à l'angle du jet à la paroi lorsqu'il est impactant (figure A1-2).

On définit également un coefficient paramétrable PCR_{bol} permettant de prendre l'angle à un rayon légèrement inférieur à celui du bol. Effectivement pour $r=r_{bol}$, on remarque sur les images des reflets circulaires à forte luminance (liés au changement de géométrie) qui à coup sûr perturbent la mesure angulaire. Un bon compromis consiste à prendre $PCR_{bol}=98\%$.

On a alors:
$$\varphi' = (\theta'_{r+} + |\theta'_{r-}|)_{r=PCR_{bol} \cdot R_{bol}}$$

On détermine ensuite φ grâce à la relation suivante :

$$\sin\left(\frac{\varphi}{2}\right) = \sin\left(\frac{\varphi'}{2}\right) \cdot \sin\left(\frac{\alpha}{2}\right)$$

A1.2.6 Calcul de la surface totale « A' » et des surfaces partielles « A'i » de chaque jet.

Avant de calculer les différentes surfaces, il est nécessaire de détecter les points (ou pixels) contenus à l'intérieur du contour de chaque jet.

A1.2.6.1 Détections des points à l'intérieur des contours de jets

Pour cela, nous avons dans un premier temps détecté les points au fur et à mesure du balayage en arc de cercle lors de la mise en évidence du contour de jet. Mais malheureusement, un pixel étant caractérisé par des coordonnées entières et non décimales, il a été nécessaire d'arrondir les résultats du calcul trigonométrique permettant de décrire ces arcs de cercles. Les conséquences ont été assez critiques puisque certains pixels étaient comptabilisés plusieurs fois (éventuellement décelable) mais surtout d'autres n'étaient pas du tout pris en compte, et dès lors, le calcul de surface allait être erroné.

La méthode retenue a donc été, pour chaque jet, de calculer son encombrement et donc de trouver un rectangle l'englobant au mieux. Ensuite, nous avons effectué un balayage le long de chaque ligne et ceci pour toutes les lignes du rectangle. Enfin, pour chaque point ' M ' balayé, nous avons calculé la distance ' d ' entre ce point et le centre de l'injecteur. Plusieurs cas de figure sont alors envisageable :

- 1) ' d ' est supérieure à la pénétration projetée du jet auquel cas le point n'est pas pris en compte puisqu'en dehors du jet.
- 2) ' d ' est inférieur à la pénétration projetée du jet auquel cas deux possibilités sont offertes :

- a) l'angle θ'_d (tel que décrit sur la figure A1-7) est supérieur à l'angle $|\theta'^{\pm}_{r=d}|$, et donc le point est exclu puisqu'il est situé en dehors du jet.
- b) Ou bien l'angle θ'_d est inférieur à $|\theta'^{\pm}_{r=d}|$, et là, le point est bien à l'intérieur du jet et il est donc enregistré.

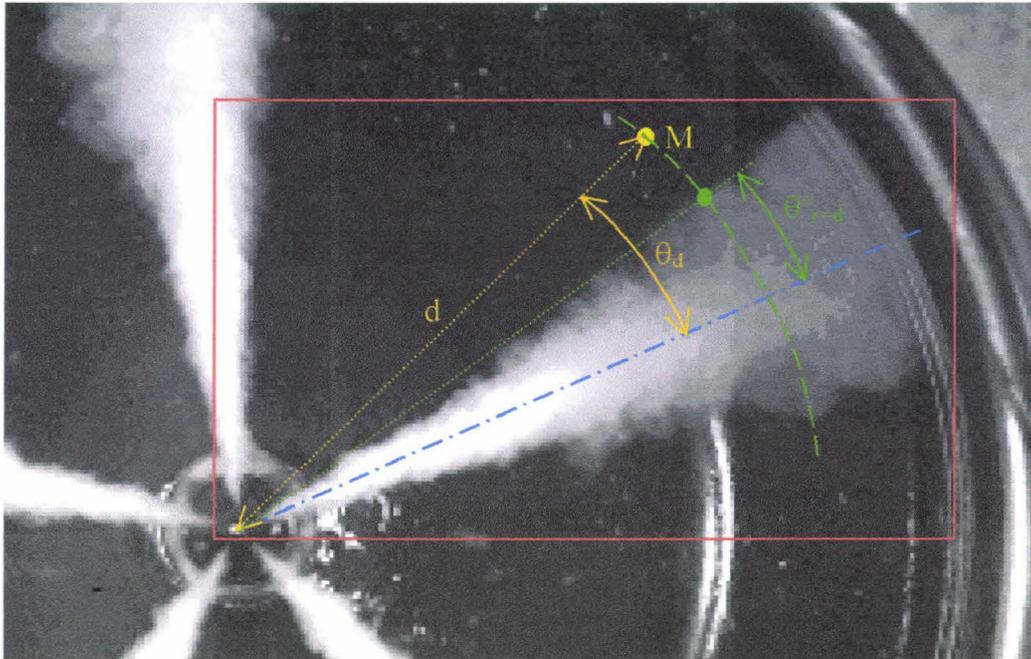


Figure A1-7 : Détection des points à l'intérieur du jet

A1.2.6.2 Le calcul de la surface totale « A' »

La surface totale projetée est calculée en multipliant le nombre de points détectés à l'intérieur du jet par la surface unitaire d'un pixel carré dont le côté est calculé grâce à la distance entre le nez d'injecteur et la pastille.

A1.2.6.3 Le calcul des surfaces partielles « A'_i »

Ici, il ne s'agit pas réellement de surface mais plutôt de taux d'occupation d'une tranche de luminance. Effectivement, il nous a semblé intéressant de faire apparaître 3 zones de luminances afin d'évaluer l'expansion de chacune d'entre elles.

Pour cela, nous avons, pendant la phase de détection des points à l'intérieur du jet, comptabilisé ceux appartenant à une même tranche et ainsi établi un ratio par rapport au nombre total de points.

Les trois zones sont paramétrables et correspondent par défaut à :

A'_1 : Luminance = luminance maxi (255).

A'_2 : 75% de la luminance maxi \leq Luminance $<$ luminance maxi.

A'_3 : 33% de la luminance maxi (bruit) $<$ Luminance $<$ 75% de la luminance maxi.

A1.2.7 Un exemple d'extraction des différents paramètres

Avant de passer à l'évaluation de la structure du jet, voici ci dessous une image avant et après calcul en guise d'exemple.

Les conditions d'essai sont les suivantes : $P_{inj}=1800\text{bar}$, $P_{Co2}=24\text{bars}$, retard= $1200\mu\text{s}$.



Figure A1-8 : Image brute d'essai avant traitement

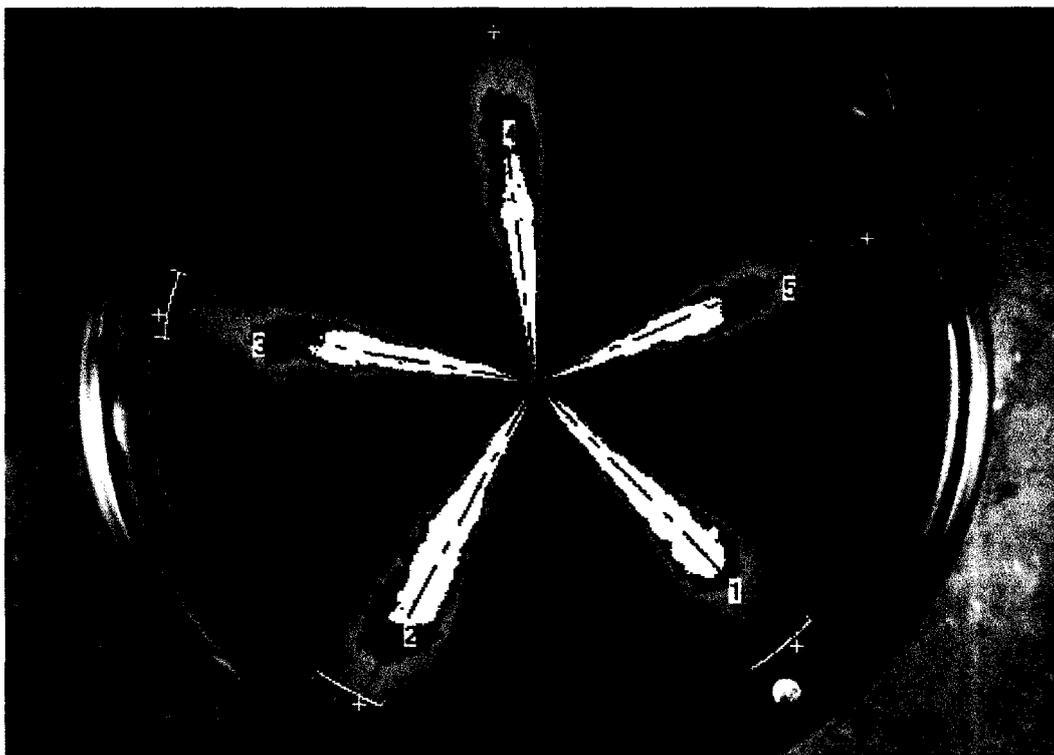


Figure A1-9 : Visualisation des résultats après calcul.

Les résultats chiffrés obtenus sont les suivants :

N° du Jet	Angle axe (deg)	Pen totale (mm)	Pen liquide (mm)	Angle (deg)	Surface tot (mm2)
1	46,85	41,64	30,16	19,88	258,42
2	117,15	41,64	31,73	20,69	269,57
3	190,54	41,64	23,63	20,82	255,15
4	263,52	40,29	27,68	21,98	250,27
5	335,77	39,84	22,96	20,05	225,53

N° du Jet	Surf_P1 (%)	Surf_P2 (%)	Surf_P3 (%)	Parietal	Angle Mouillage (deg)
1	30	15	56	Oui	12,25
2	31	25	44	Oui	11,37
3	19	20	61	Oui	11,00
4	19	27	55	Non	
5	17	18	64	Non	

Figure A1-10 : Les résultats du calcul des différents paramètres

Notons que la pénétration à luminance saturante a été ici nommée « pénétration liquide » (par abus de langage) et que les surfaces partielles A_i sont désignées par « Surf_P $_i$ ». La visualisation graphique des différents résultats permet quant à elle, d'écartier une éventuelle incohérence du calcul.

A1.2.8 Calcul des gradients locaux

L'objectif de ce calcul est d'accentuer la visualisation des gradients de luminance afin de faire apparaître la structure du jet. Il ne s'agit donc pas d'extraire un paramètre mais plutôt d'obtenir une image capable de fournir des informations visuelles complémentaires à l'analyse des résultats.

Pour cela, nous avons choisi d'effectuer pour chaque point 'Pi' la somme des valeurs absolues des gradients de luminance avec les points voisins 'Pi $_1$ à Pi $_4$ ' (figure A1-11) et nous reconvertissons les valeurs obtenues en luminance Lum_G(Pi) de manière à les visualiser. Notons qu'un facteur de correction K a été introduit pour optimiser la plage de luminance. Cette méthode permet de ne pas privilégier d'axe particuliers.

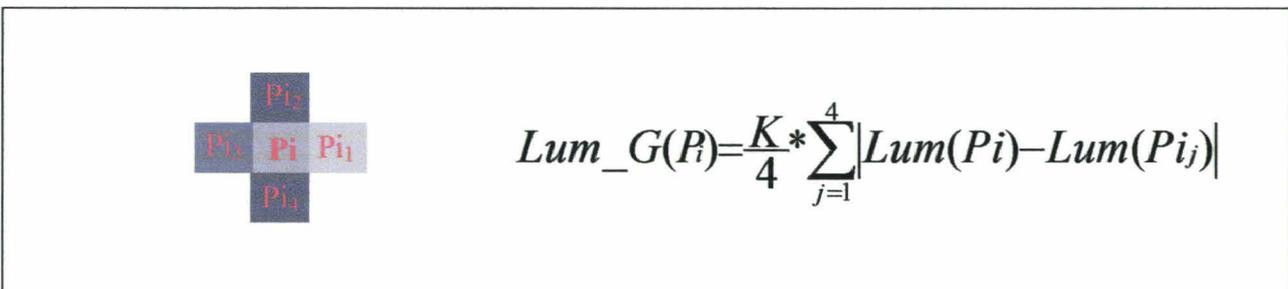


Figure A1_11 : Calcul du gradient local au point Pi

Afin d'évaluer l'intérêt de ce calcul, appliquons le à l'image brute décrite en figure A1-8 et reproduite ci après en figure A1-12. Nous pouvons alors remarquer sur la figure A1-13 que le calcul permet de mettre en évidence des ondulations en divers endroits du jet.

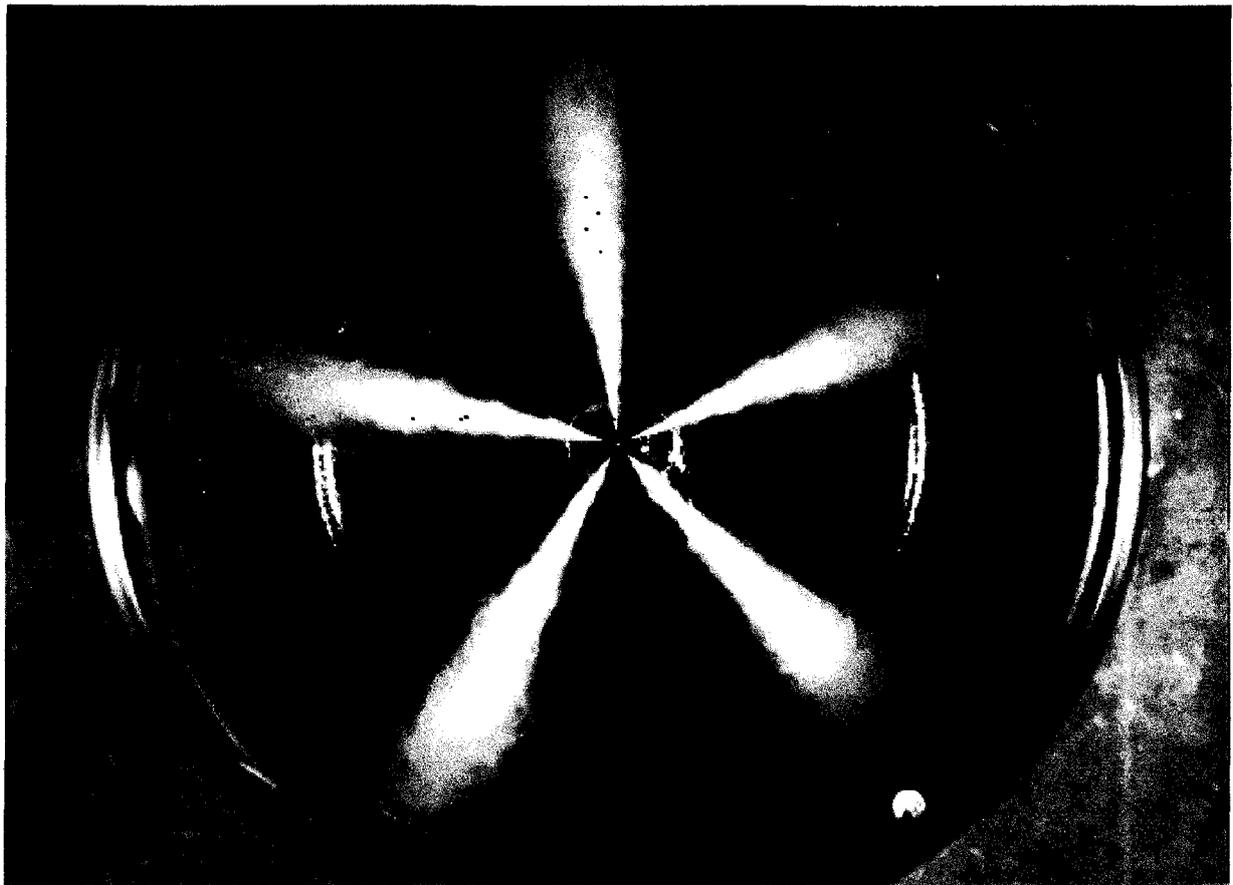


Figure A1-12 : L'image brute avant calcul

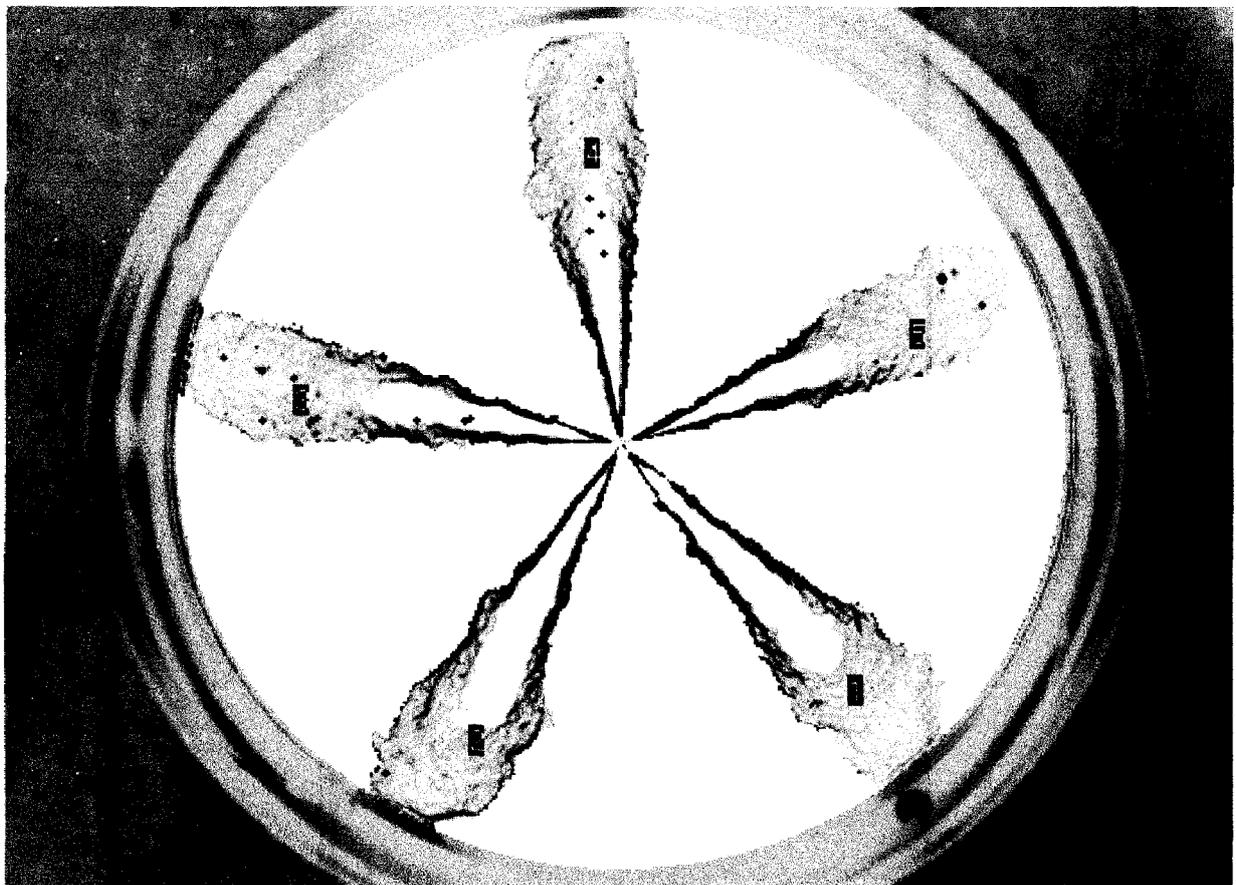


Figure A1-13 : Négatif du résultat de calcul des gradients locaux

A1.3 Utilisation du logiciel « Analyse de Jet »

Après avoir décrit les méthodes de calcul des différents paramètres de jets ainsi que la visualisation de sa « structure », voici une description sommaire du logiciel écrit en Pascal avec DELPHI 5.0. On trouvera tout au long de ce chapitre des copies d'écran des différentes fenêtres du logiciel afin d'illustrer au mieux son fonctionnement.

A1.3.1 La fenêtre de démarrage

La fenêtre de démarrage est très sobre, elle est constituée d'une unique barre de menu avec 5 rubriques (figure A1-14) :

- Gestion des planches : cette rubrique gère l'entrée des données (images) et le calcul des paramètres.
- Options : celle-ci permet de choisir le répertoire de base des images
- Exploitation des résultats : comme son nom l'indique, c'est ici que l'on associe les différents résultats de calcul afin d'analyser le développement des jets.
- A propos : cette rubrique informe sur la version du logiciel
- Quitter : quitte l'application.

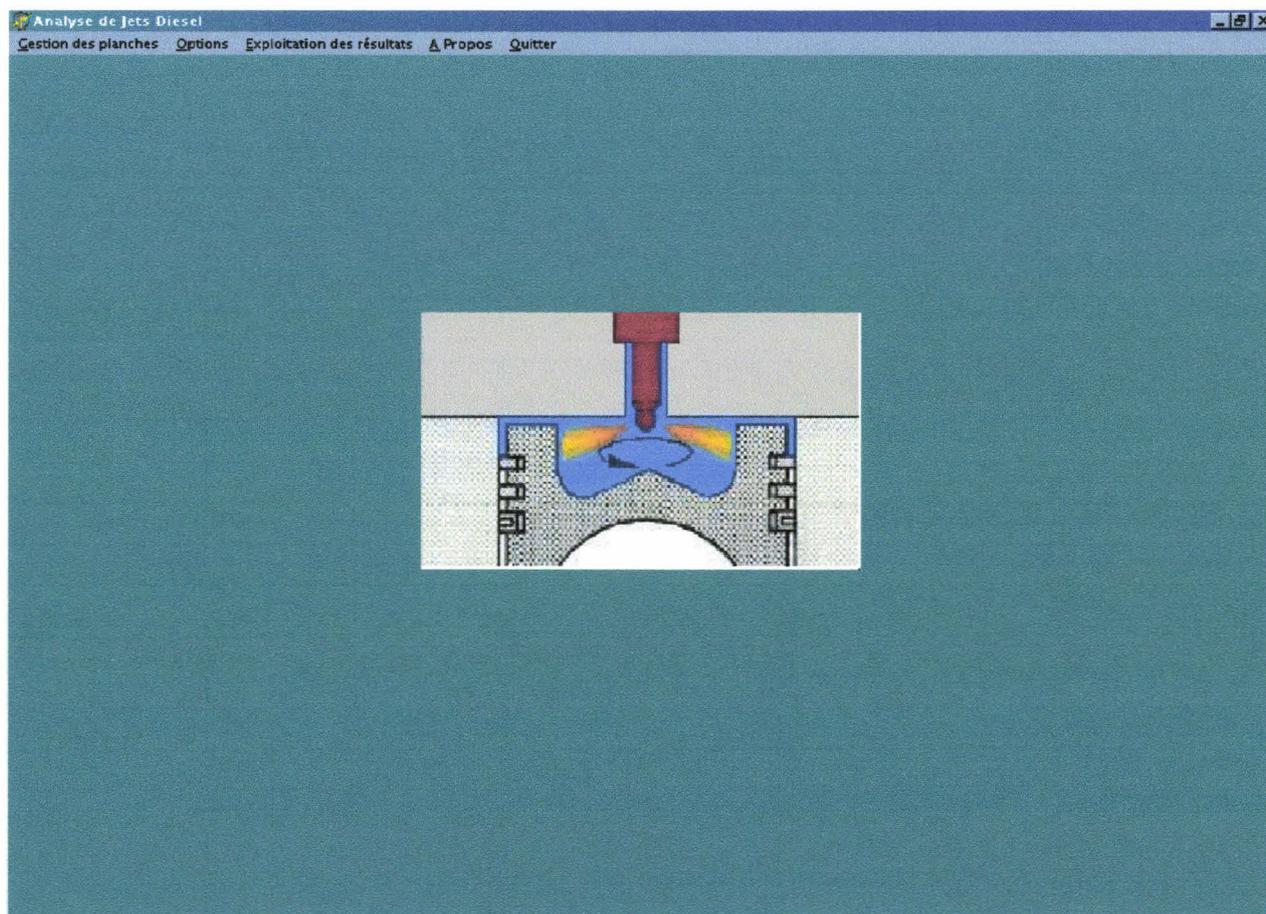


Figure A1-14 : Fenêtre d'accueil du logiciel « Analyse de jets »

A1.3.2 La gestion des planches

Nous avons appelé « Planche » chaque série de photos représentant des injections différentes prises au même instant avec les mêmes conditions d'essai.

Rappelons que notre moyen d'essai ne nous permet pas de filmer en une seule fois le développement d'un jet. Il nous est donc nécessaire avec des décalages temporels successifs de photographier plusieurs injections. L'association de ces différentes photos est délicate au regard des dispersions possibles entre les injections, c'est pourquoi la notion de « planche » a été définie afin de pouvoir moyenner sur plusieurs injections et d'évaluer les dispersions.

La fenêtre de gestion des planches a été baptisée « définition de l'essai » (figure A1-15) car en dehors de l'affichage des différentes images de la planche elle reprend tous les paramètres de l'essai.

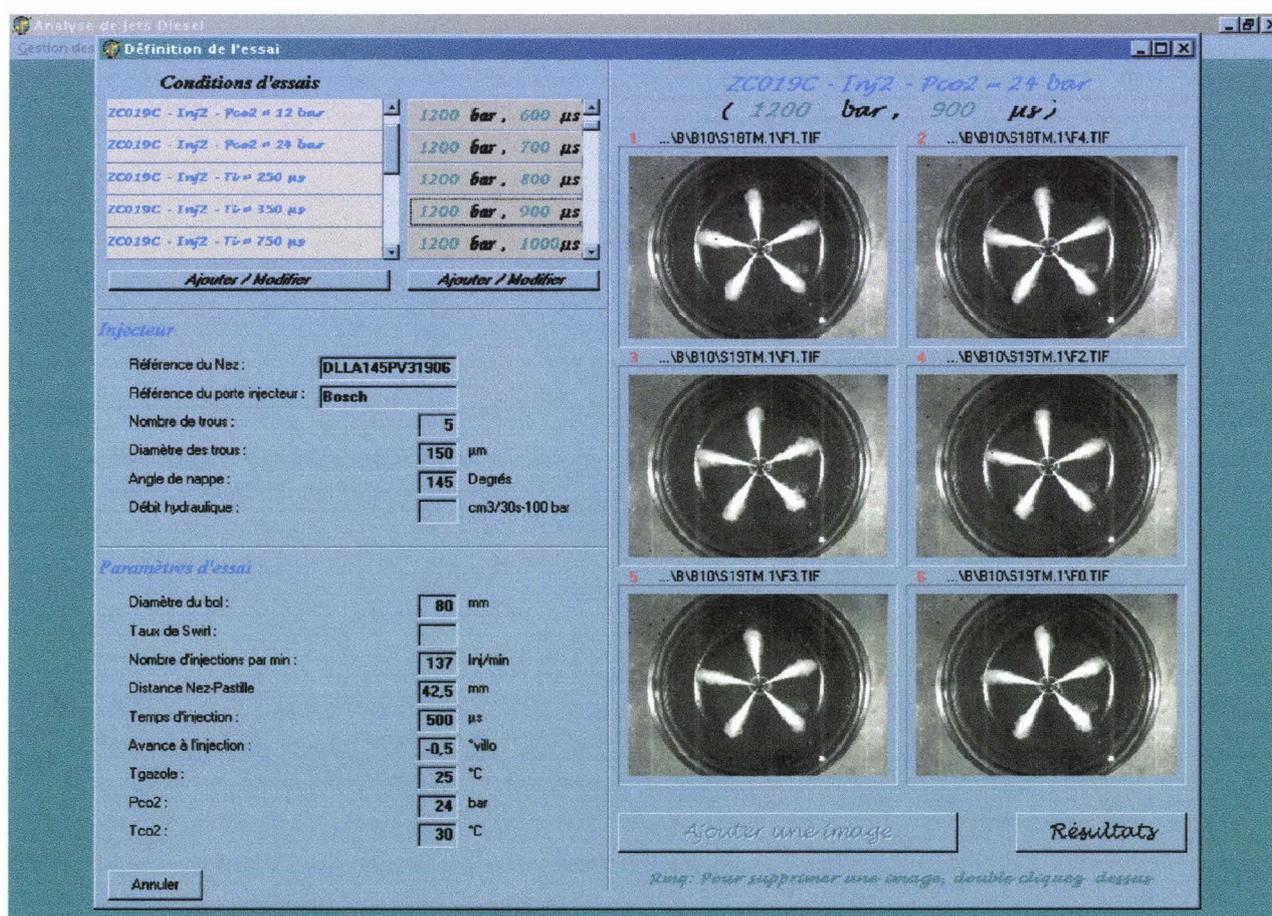


Figure A1-15 : La définition des essais pour chaque planche

Chaque condition d'essai est enregistrée dans la table « détail_param.db » (figure A1-16) de notre base de données et comprend plusieurs paramètres (Référence du nez et du porte injecteur, nombre de trous, diamètre des trous, etc.). Les paramètres liés à une condition d'essai sont regroupés sous un même nom que l'on retrouve en haut à gauche de la fenêtre. Bien entendu, on peut à loisir ajouter, modifier ou bien même détruire une description de condition d'essai.

detail_param	Cle_param	Nom_essai	Ref_nez	Ref_portinj	Nbtrous	Diamtrou	AngleNappe	De
1	4	ZC019C - Inj2 - Pco2 = 12 b	DLLA145PV3190640	Bosch	5	150	145,00	
2	7	ZC019C - Inj2 - Pco2 = 24 b	DLLA145PV3190640	Bosch	5	150	145,00	
3	8	ZC019C - Inj2 - Ti = 250 µs	DLLA145PV3190640	Bosch	5	150	145,00	
4	9	ZC019C - Inj2 - Ti = 350 µs	DLLA145PV3190640	Bosch	5	150	145,00	
5	10	ZC019C - Inj2 - Ti = 750 µs	DLLA145PV3190640	Bosch	5	150	145,00	
6	11	ZC019C - Inj2 - Ti = 1000 µs	DLLA145PV3190640	Bosch	5	150	145,00	

Figure A1-16 : Extrait de la table « détail param »

Les planches sont accessibles par les couples (Pression, Délai). On les retrouve dans le menu déroulant situé à coté de celui des conditions d'essai. La table correspondante est la suivante :

caract	Cle_carac	Cle_param	Retard	Pression
1	12	4	600	1500
2	13	4	700	1500
3	14	4	800	1500
4	15	4	900	1500
5	16	4	1000	1500
6	17	4	1125	1500
7	18	4	1200	1500
8	19	4	1350	1500
9	20	4	1400	1500
10	21	4	500	2100
11	22	4	600	2100
12	23	4	700	2100
13	24	4	800	2100
14	25	4	900	2100

Figure A1-17 : Extrait de la table « caract.db »

On remarquera sur chaque table la clé primaire unique (ex : *Clé_carac* en figure A1-17) permettant de référencer chaque enregistrement afin de pouvoir l'associer à une autre table. Dans le cas d'une telle association, on a affaire à une relation « maître-détail ». La table maître possède alors une clé secondaire faisant référence à la clé primaire de la table détail. Pour notre application, la table « caract » est maître, elle est détaillée par la table « détail_param ».

Les différentes images sont stockées dans la table « chemin.db » (figure A1-18), elles sont reliées entre autre à la table « caract » grâce à la clé *clé_carac*.

chemin	Cle_chemin	Cle_carac	Chemin
1	141	16	D:\eric\these\resultat essais\essais\B\B1\S42TM.1\F0.TIF
2	143	16	D:\eric\these\resultat essais\essais\B\B1\S42TM.1\F3.TIF
3	144	16	D:\eric\these\resultat essais\essais\B\B1\S42TM.1\F5.TIF
4	145	17	D:\eric\these\resultat essais\essais\B\B1\S45TM.1\F1.TIF

Figure A1-18 : Extrait de la table « chemin »

L'enregistrement des images est effectué après avoir validé les résultats du calcul des paramètres. Passons donc maintenant à la fenêtre « calcul » (figure A1-19). Cette fenêtre permet de sélectionner l'image à traiter, elle est visualisée dans le coin supérieur droit. Une fois l'image sélectionnée, l'action sur le bouton « Calcul » entraîne l'extraction de tous les paramètres du jet et la visualisation des résultats.

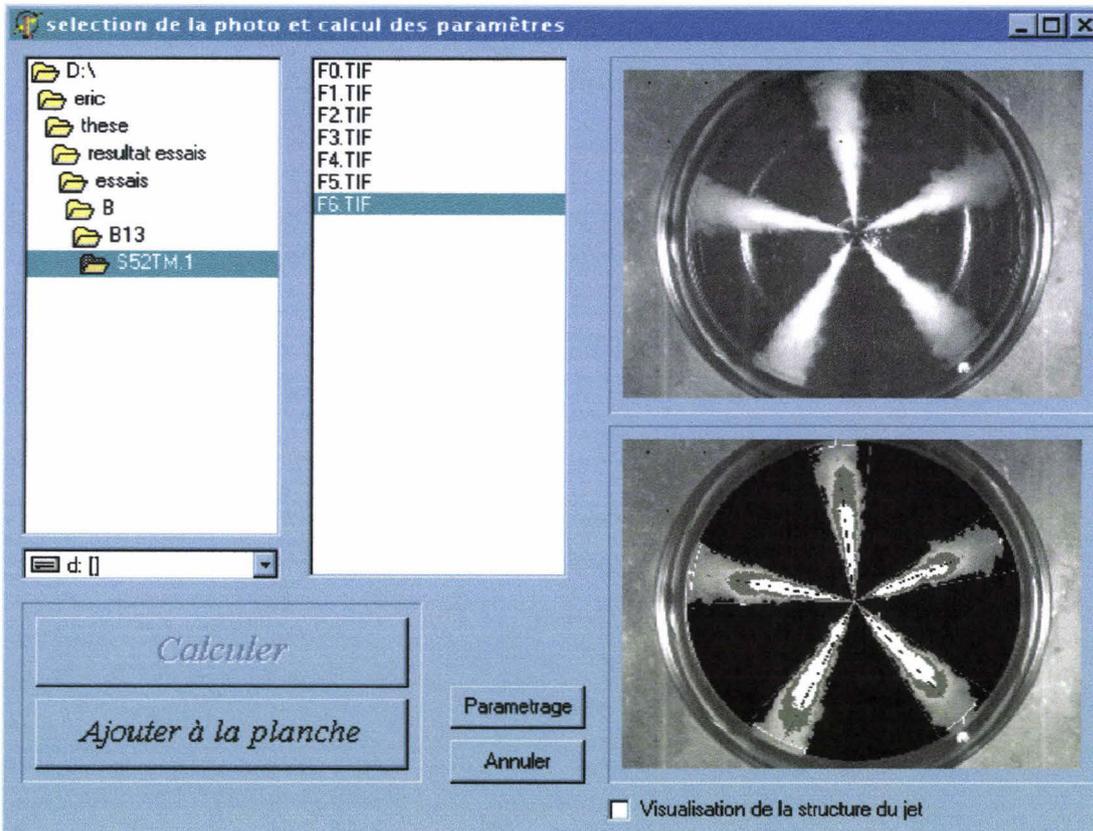


Figure A1-19 : Sélection de l'image et calcul des différents paramètres

Le bouton « Ajouter à la planche » devient alors actif et il suffit de le presser pour que l'enregistrement de l'image et des résultats soit effectué. Les résultats sont stockés dans la table « Résult.db » illustrée en figure A1-20.

result	Cle_result	Cle_carac	Cle_chemin	Numjet	Penet	Penetliq	Angle	Surftot	Surfpart1	Surfpart2
1	581	16	141	1	41,64	25,43	17,21	213,59	22,00	15,00
2	582	16	141	2	41,64	31,96	18,72	236,40	40,00	23,00
3	583	16	141	3	41,64	30,61	19,74	248,10	30,00	20,00
4	584	16	141	4	39,84	27,91	18,05	204,56	29,00	23,00
5	585	16	141	5	41,64	20,71	16,40	205,76	13,00	11,00
6	591	16	143	1	41,67	26,96	18,31	230,30	24,00	15,00

Figure A1-20 : Extrait de la table *Result.db*

Notons qu'il est possible de visualiser les différents résultats avant de procéder à leur enregistrement. Il suffit pour cela de cliquer sur l'image en bas à droite qui est alors dupliquée et agrandie dans une nouvelle fenêtre (figure A1-21). Elle est accompagnée des différents résultats chiffrés.

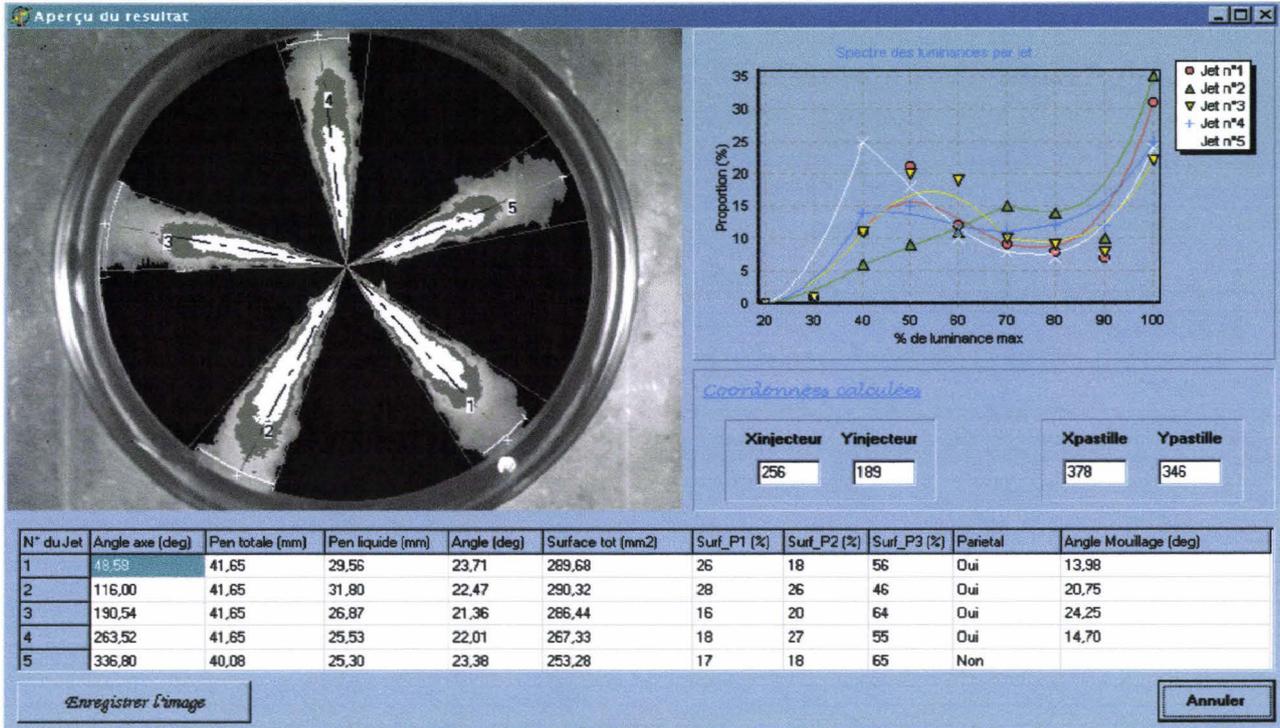


Figure A1-21 : Fenêtre présentant l'ensemble des résultats

En haut à droite de cette fenêtre, un spectre de luminance de chaque jet permet d'évaluer les dispersions entre les jets, il reprend plus en détail les résultats obtenus par le calcul des surfaces partielles A_i^j .

Il est possible de visualiser la structure du jet à l'aide de l'analyse des gradients locaux décrite au chapitre A1.2.8. Il suffit pour cela, de cocher l'option correspondante sur la fenêtre de sélection de l'image (figure A1-19). Les différentes caractéristiques de jet restent inchangées. Il est aussi possible de visualiser la structure des jets en les colorisant afin de mieux apprécier l'échelle des luminances (figure A1-23). La correspondance entre la valeur de luminance et l'échelle de couleur est décrite sur la figure A1-22.

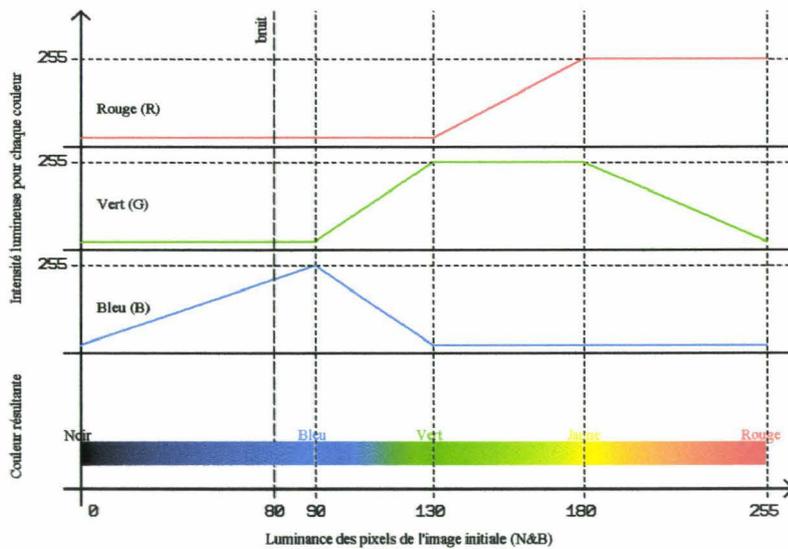


Figure A1-22 : Transformation de la palette noir et blanc en une palette couleur adaptée à la visualisation des jets.

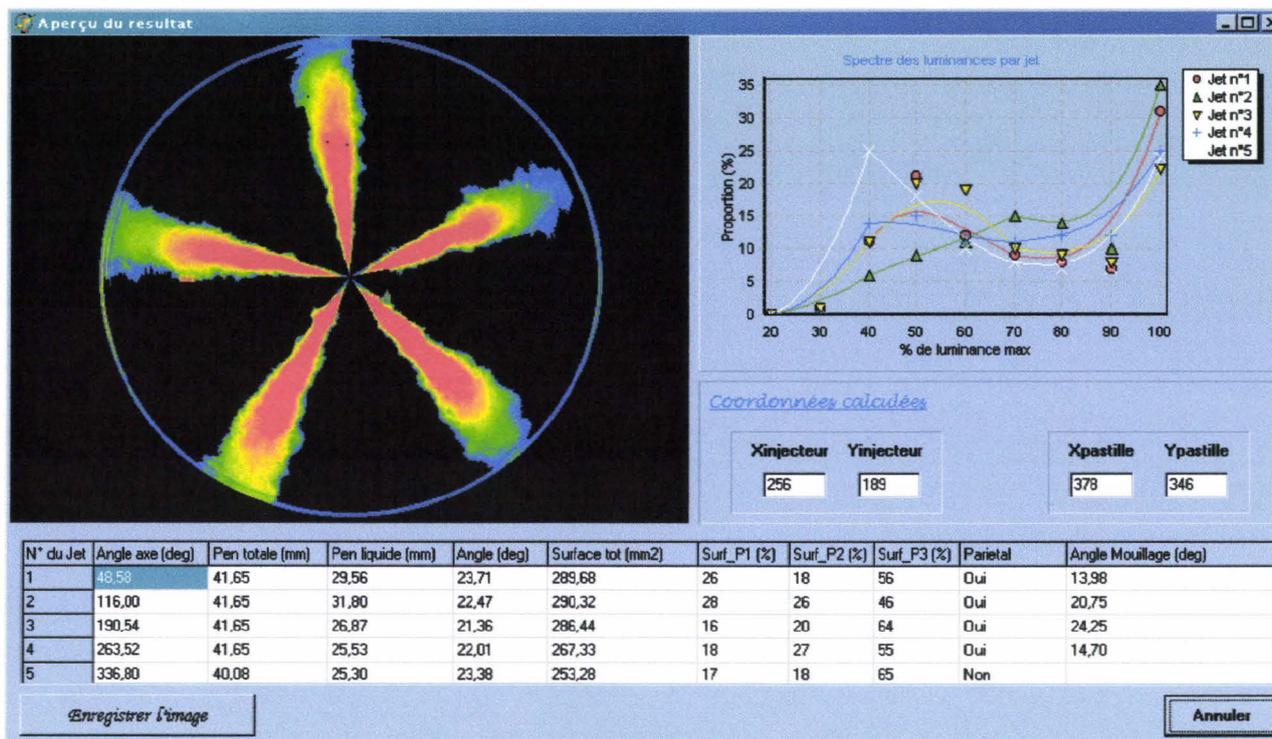


Figure A1-23 : Visualisation couleur de l'échelle des luminances

Revenons quelques instants à la figure A1-18 pour signaler que l'on a la possibilité de modifier tous les paramètres de calcul détaillés dans le chapitre A1.2. Effectivement en cliquant sur le bouton « paramètre » on obtient la fenêtre de paramétrage (Figure A1-22).

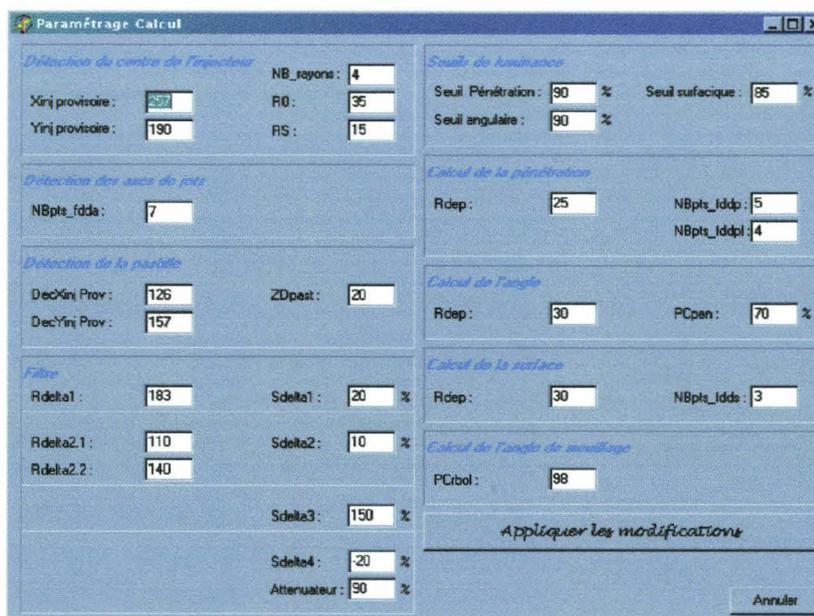


Figure A1-22 : Paramétrage du calcul

A1.3.3 L'exploitation des résultats

Après avoir réalisé l'outil d'extraction des caractéristiques de jets à partir de clichés photographiques, il était nécessaire de développer d'autres outils capables d'exploiter au mieux l'ensemble des caractéristiques stockées dans notre base. La première démarche a été de concevoir une interface capable de trier les différentes données suivant des critères définis par l'expérimentateur.

Cette interface représentée sur la figure A1-23 permet de sélectionner une ou plusieurs caractéristiques à visualiser en fonction du temps et d'y attribuer une série de données choisie parmi les conditions d'essais proposées et parmi la gamme de pression d'injection correspondante.

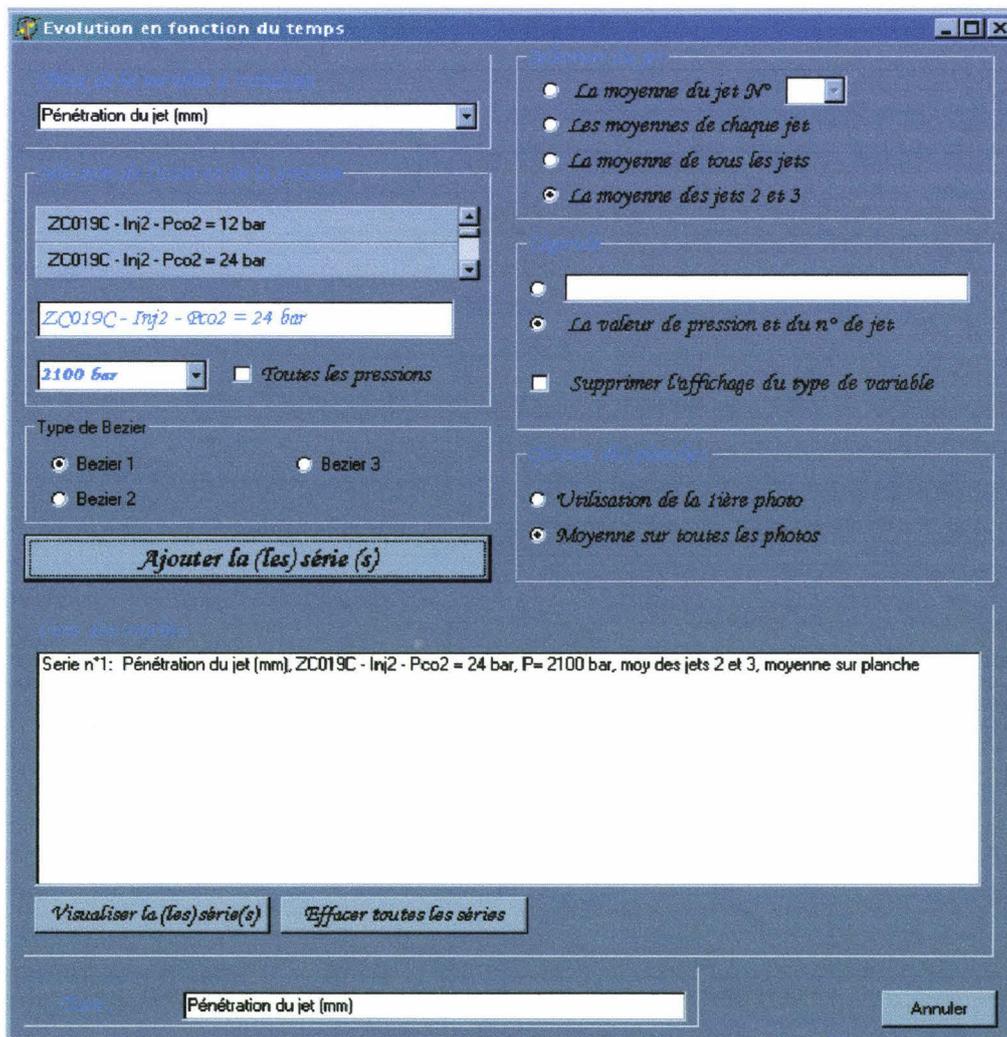


Figure A1-23 : Interface de sélection des séries à visualiser

Il est possible de sélectionner l'ensemble de la gamme de pression d'injection pour chaque condition d'essais. Dans ce cas, une série sera automatiquement créée pour chaque valeur de pression. Pour chaque série, il est possible de moyenniser les résultats sur l'ensemble des jets et sur l'ensemble des clichés de chaque planche.

Une fois les séries sélectionnées, il est possible de les visualiser sous forme de courbes dans une fenêtre dédiée :

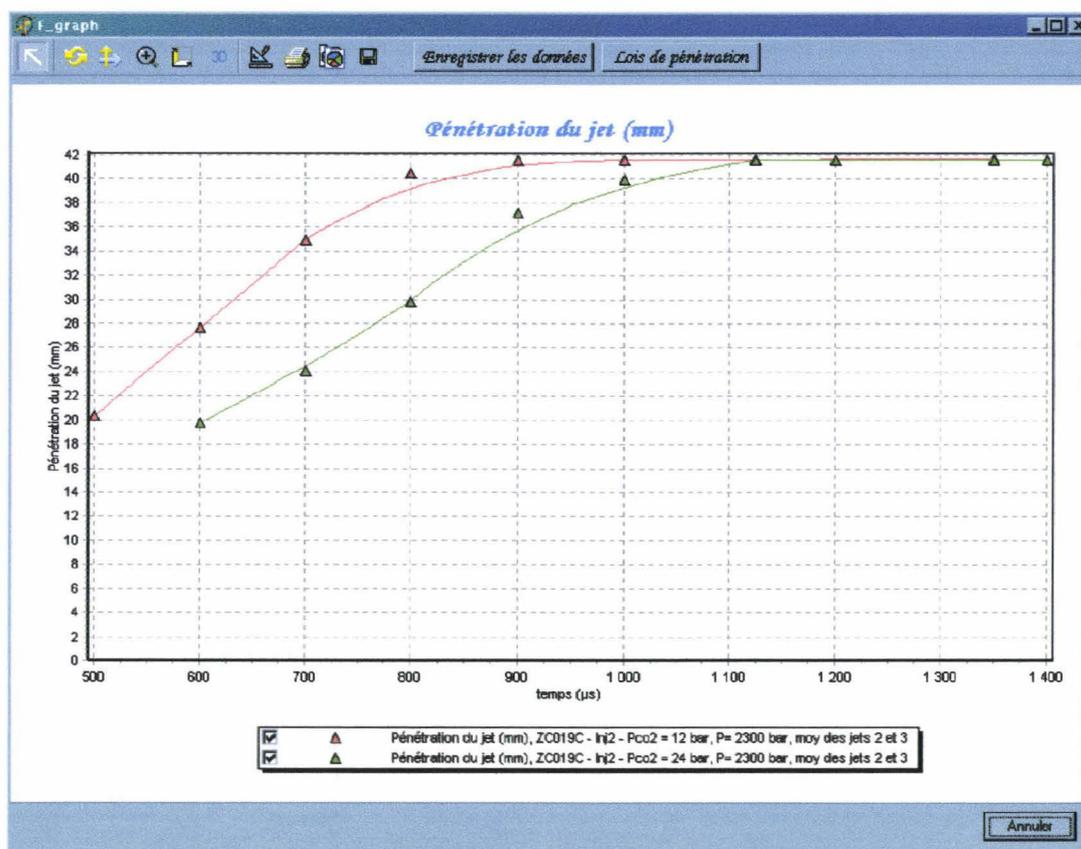


Figure A1-24 : Visualisation graphique des différentes séries

Plusieurs menus sous forme d'icônes permettent d'ajuster le graphe à sa convenance et de sauvegarder son image afin par exemple de l'insérer dans un document. Il est aussi possible de sauvegarder les séries de valeurs sous la forme d'un fichier texte formaté afin de les ré-exploiter sur un tableur .

Enfin, il a été ajouté un module de calcul afin de rechercher la loi de pénétration optimale pour les séries de valeurs de pénétration sélectionnées. Cette loi (4.8) est décrite dans le chapitre 4 et est fonction de 3 paramètres (k, n et t_0). Ces paramètres sont recherchés pour chaque série et de façon à minimiser l'écart type entre les résultats expérimentaux et la loi d'évolution.

Les paramètres k et n devront ensuite être fixés pour l'ensemble des séries de façon à obtenir une loi indépendante des conditions d'essais. Seul le paramètre t_0 sera conservé libre car ses fluctuations sont liées à l'incertitude temporelle de la chaîne de synchronisation de la caméra.

Ce module est accessible depuis la fenêtre d'édition des graphes (voir A1-24) et offre l'interface utilisateur suivante :

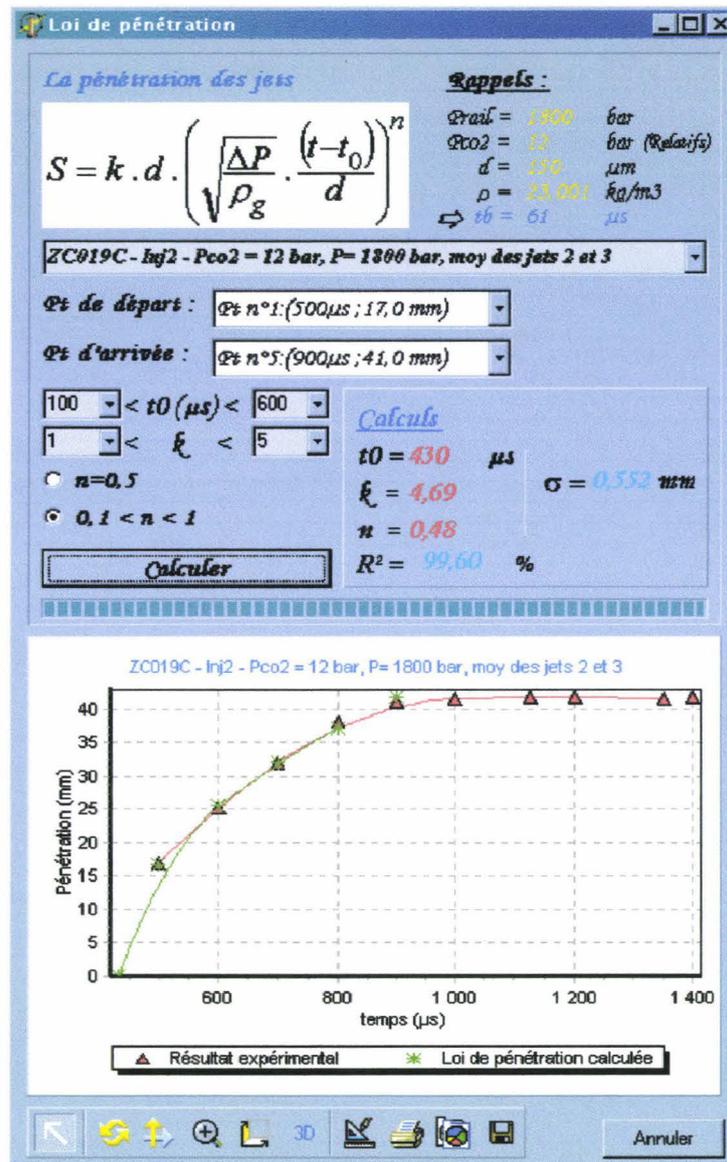


Figure A1-25 : Recherche de la loi optimale de pénétration

On remarquera que le calcul est effectué entre 2 points paramétrables par l'utilisateur. Ces deux points sont choisis pour ne prendre en compte que la portion de courbe correspondant au jet libre. En effet, la loi d'évolution ne modélise pas le comportement du jet après impact.

A1.3.4 Conclusions

Ce logiciel a été présenté dans sa première version. Bien qu'il réponde à nos besoin dans cette étude, plusieurs améliorations sont en cours de développement et permettront:

- D'enregistrer les paramètres de calcul dans la base de donnée
- De laisser la possibilité d'effectuer à nouveau l'extraction des caractéristiques de jets sur l'ensemble des clichés stockés dans la base de données suite à une modification d'un paramètre.
- D'extraire les caractéristiques d'un unique jet cadré sur la taille de l'image afin de profiter de la meilleur résolution possible.
- De prendre en compte le swirl pour le calcul des caractéristiques.
- De rapprocher les surfaces projetées à plage de luminance aux concentrations locales de gasole dans le jet.
- Et enfin d'optimiser l'interface utilisateur pour une exploitation encore plus rapide des résultats.

Annexe 2

Planches photographiques

Cette annexe a pour objectif de visualiser une partie des clichés photographiques qui ont permis d'obtenir les résultats exposés dans le chapitre 4. Quatre conditions d'essais extrêmes ont été retenues :

$$\rho_g=23,3 \text{ kg/m}^3, P_{inj}=800 \text{ bar}$$

$$\rho_g=23,3 \text{ kg/m}^3, P_{inj}=2500 \text{ bar}$$

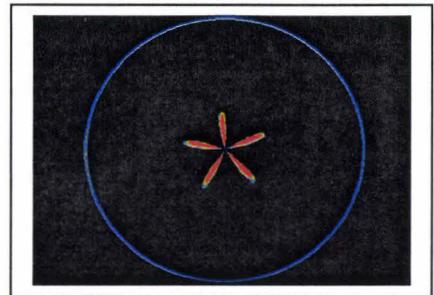
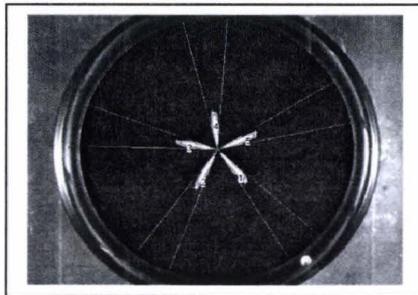
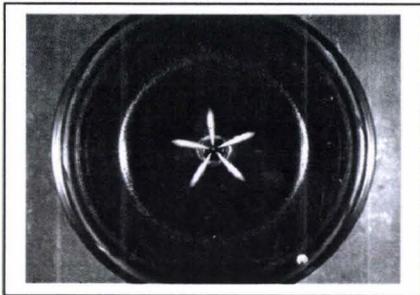
$$\rho_g=44,7 \text{ kg/m}^3, P_{inj}=800 \text{ bar}$$

$$\rho_g=44,7 \text{ kg/m}^3, P_{inj}=2500 \text{ bar}$$

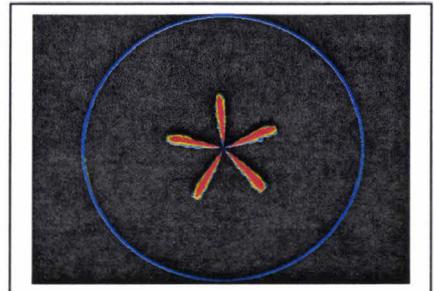
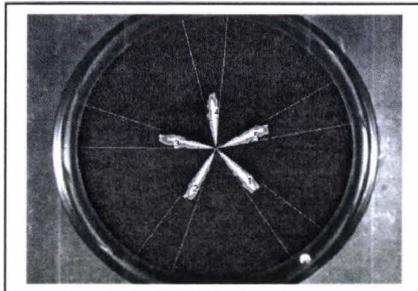
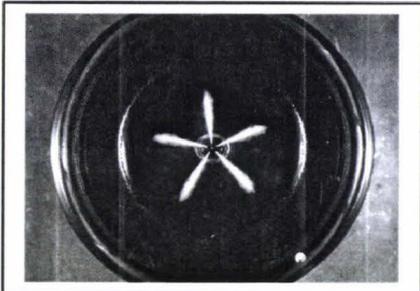
Pour chaque condition, nous avons établi une planche photographique reprenant l'ensemble des clichés représentant l'injection. Nous avons ensuite associé, à chaque cliché original (photo de gauche), l'image des jets une fois traitée par le logiciel (photo du milieu) et enfin l'image des jets traitée et colorisée comme décrit en annexe 1 (photo de droite) afin de mieux discerner l'échelle des luminances.

Deux autres planches ont été rajoutées, à titre d'exemple, afin de visualiser à plus grande échelle la structure des jets.

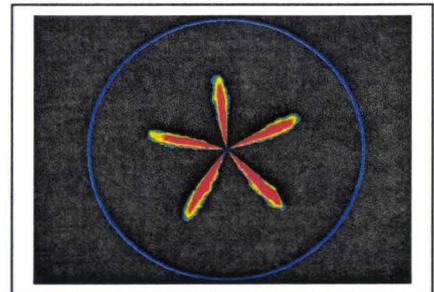
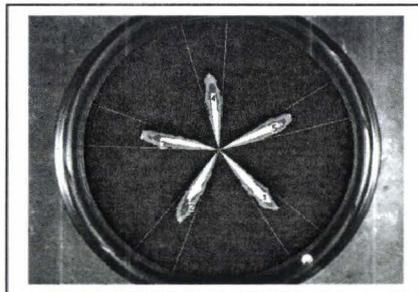
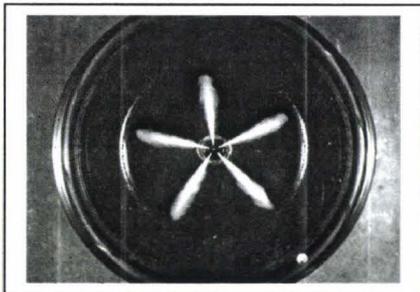
$$P_{inj} = 800 \text{ bar}, \rho_g = 23,3 \text{ kg/m}^3$$



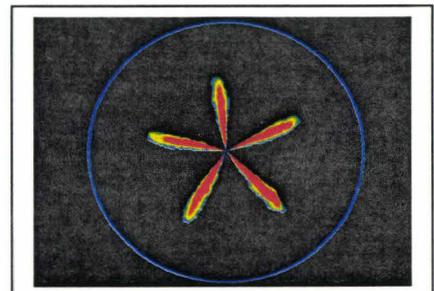
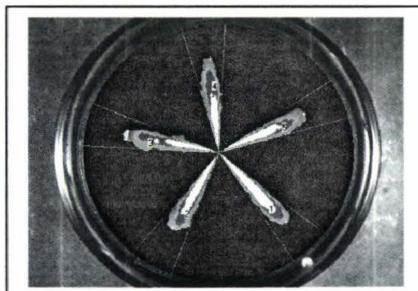
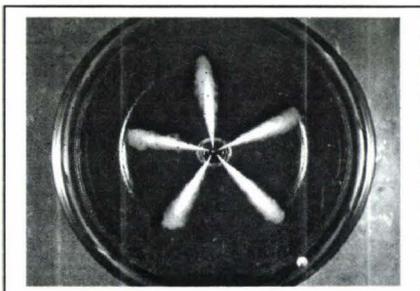
$(t-t_0) = 50 \mu\text{s}$



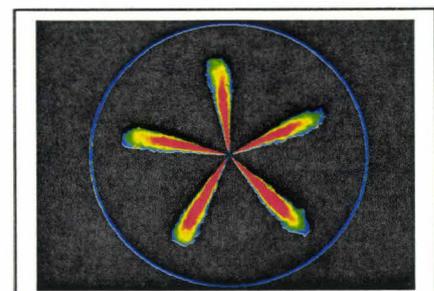
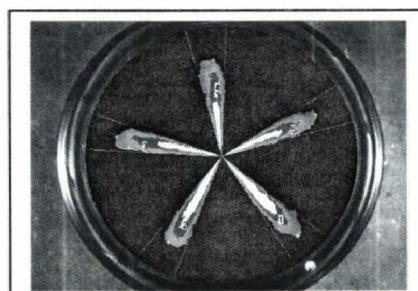
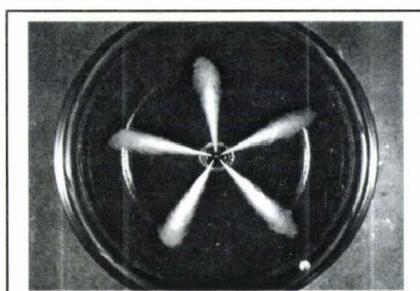
$(t-t_0) = 150 \mu\text{s}$



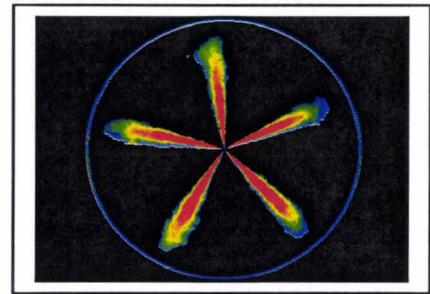
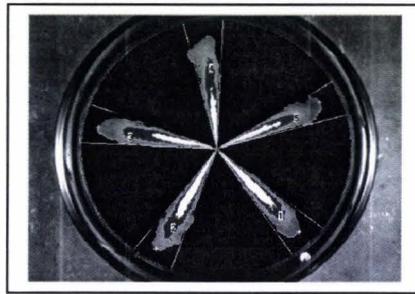
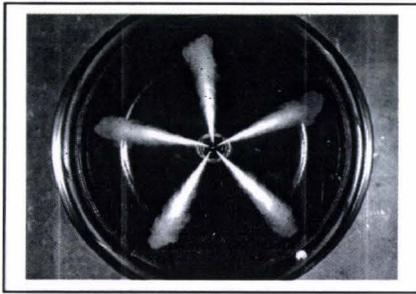
$(t-t_0) = 250 \mu\text{s}$



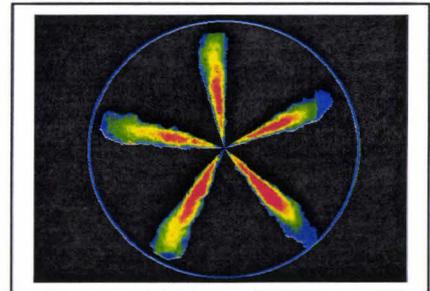
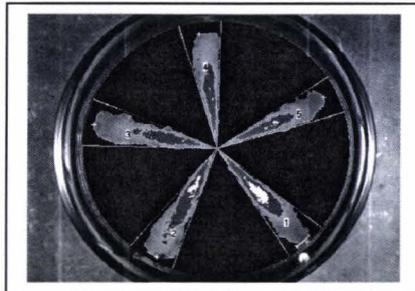
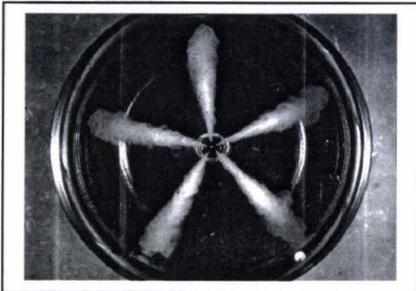
$(t-t_0) = 350 \mu\text{s}$



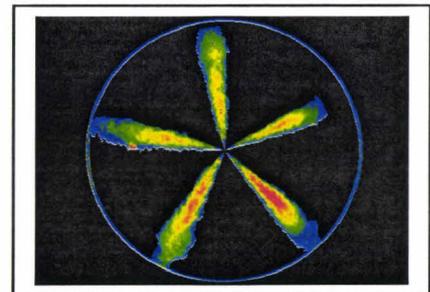
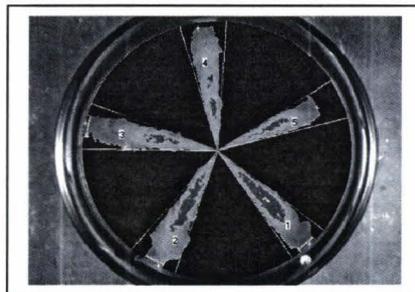
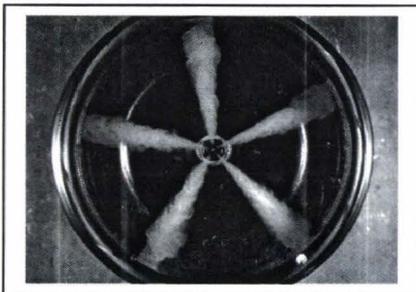
$(t-t_0) = 450 \mu\text{s}$



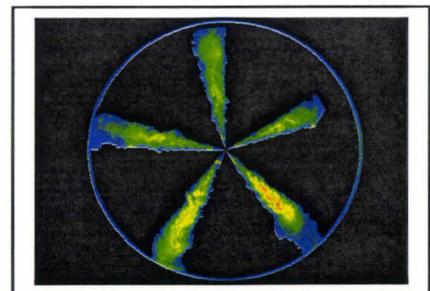
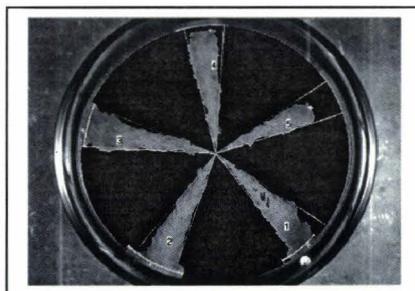
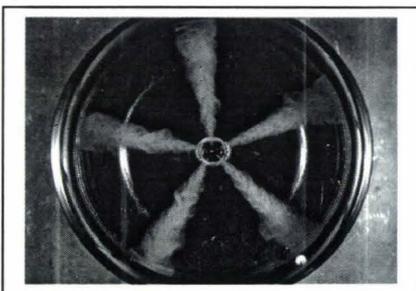
$(t-t_0)=550 \mu s$



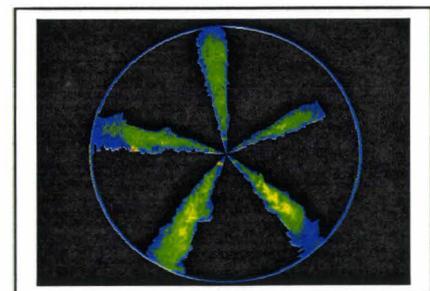
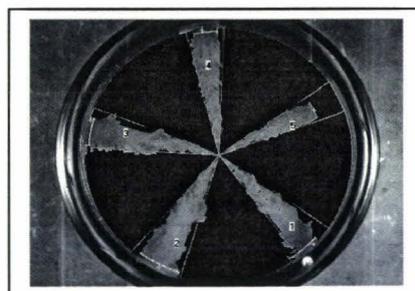
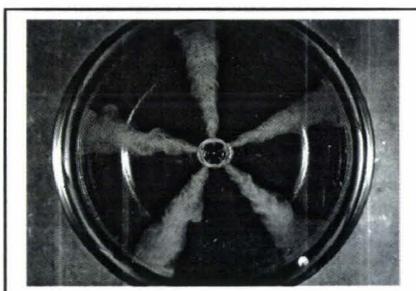
$(t-t_0)=675 \mu s$



$(t-t_0)=750 \mu s$

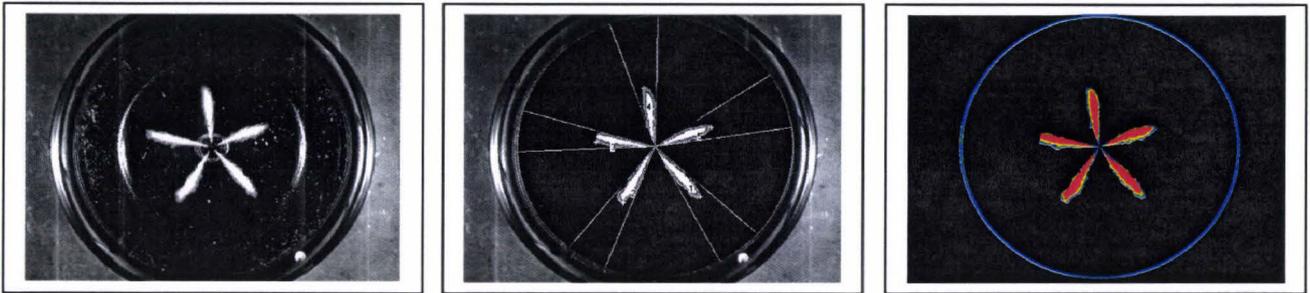


$(t-t_0)=900 \mu s$

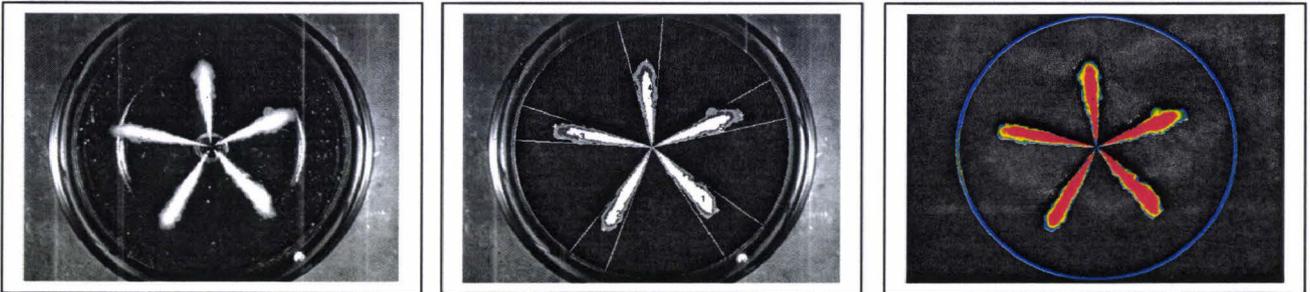


$(t-t_0)=950 \mu s$

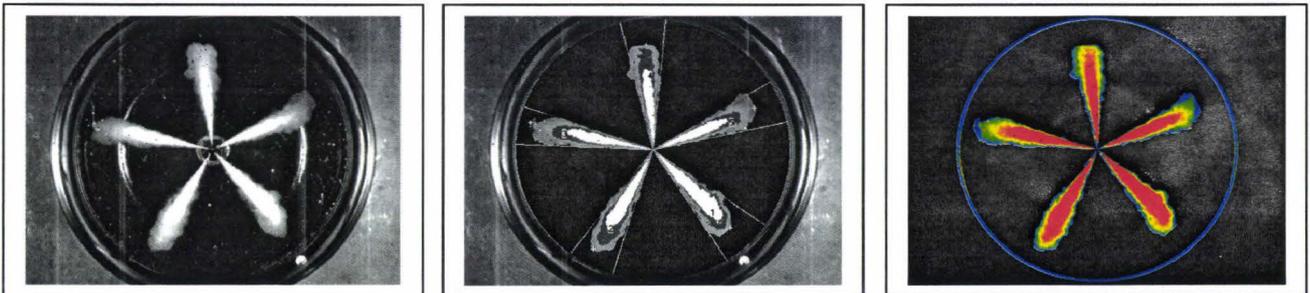
$$P_{inj} = 2500 \text{ bar}, \rho_g = 23,3 \text{ kg/m}^3$$



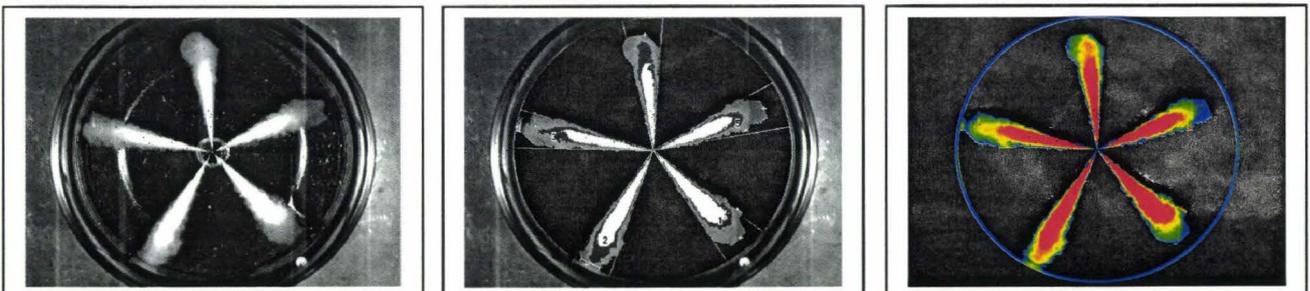
$(t-t_0) = 100 \mu\text{s}$



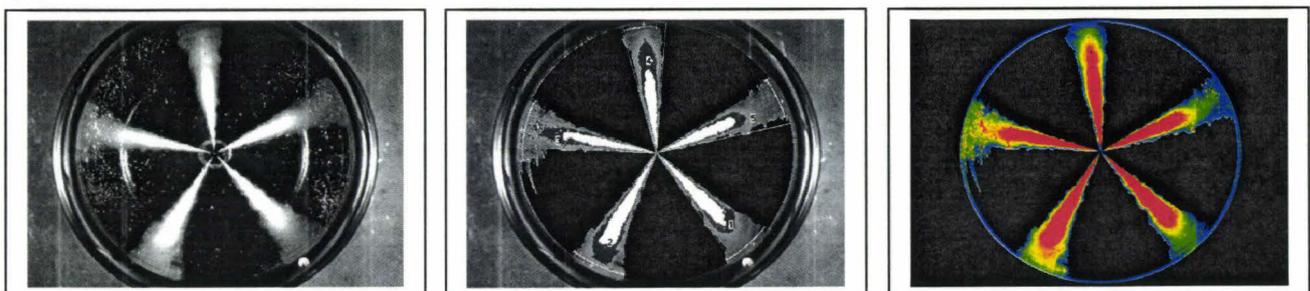
$(t-t_0) = 200 \mu\text{s}$



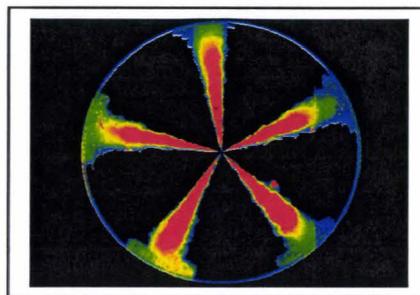
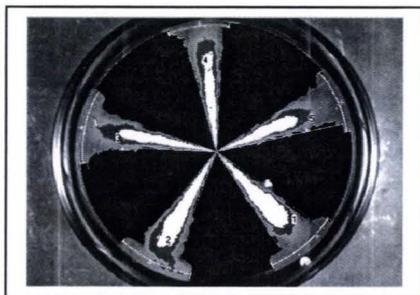
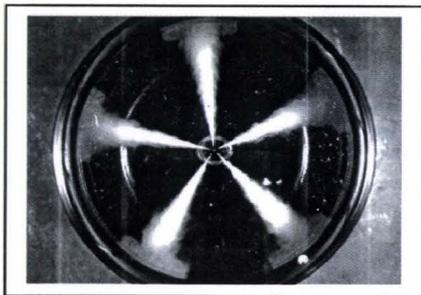
$(t-t_0) = 300 \mu\text{s}$



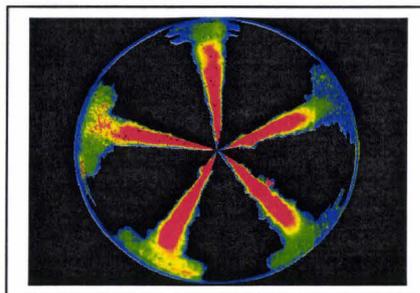
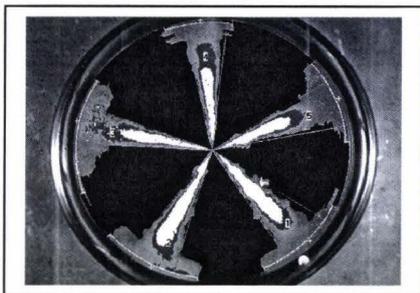
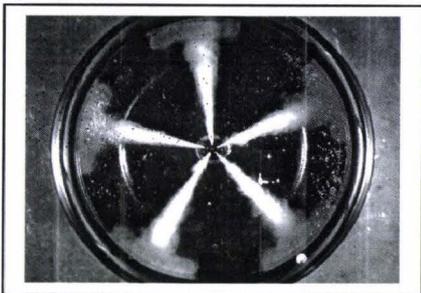
$(t-t_0) = 400 \mu\text{s}$



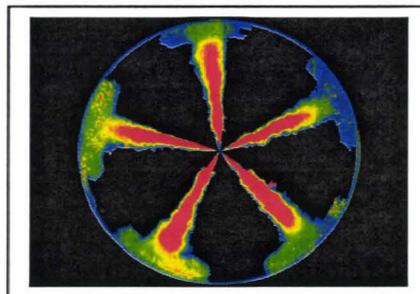
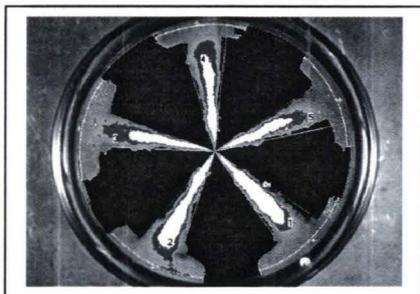
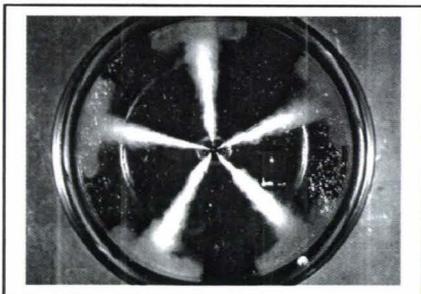
$(t-t_0) = 500 \mu\text{s}$



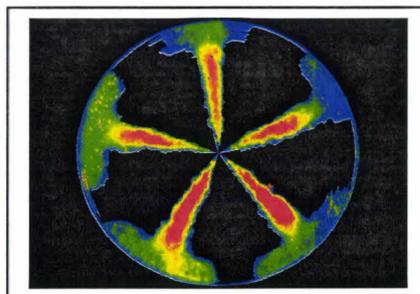
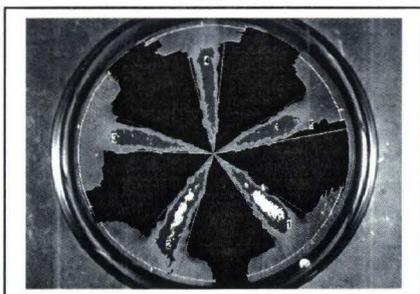
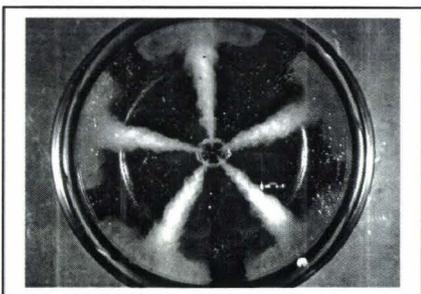
$(t-t_0)=600 \mu s$



$(t-t_0)=725 \mu s$

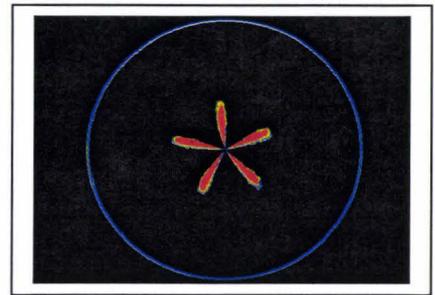
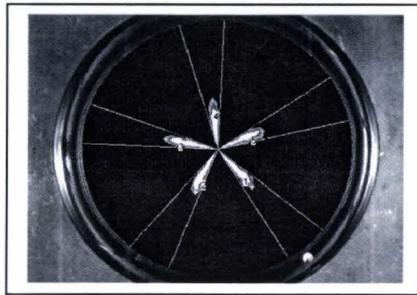
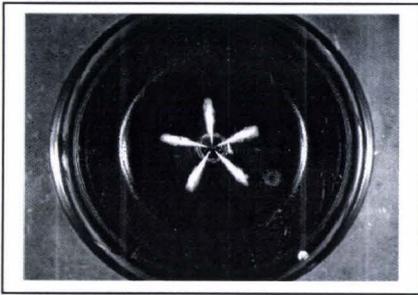


$(t-t_0)=800 \mu s$

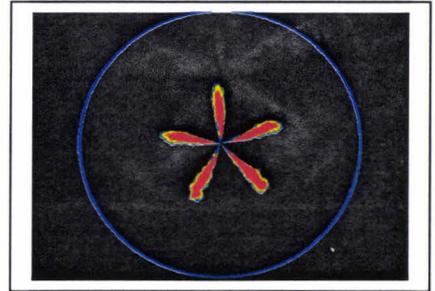
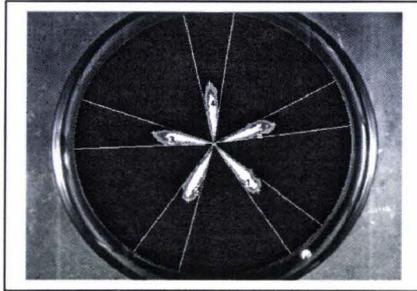
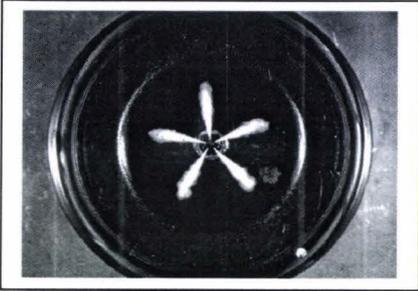


$(t-t_0)=950 \mu s$

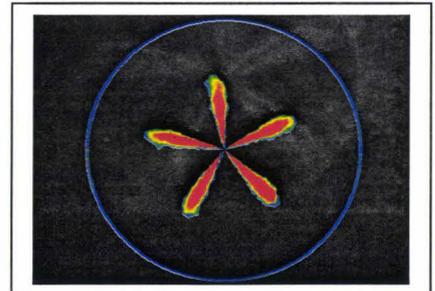
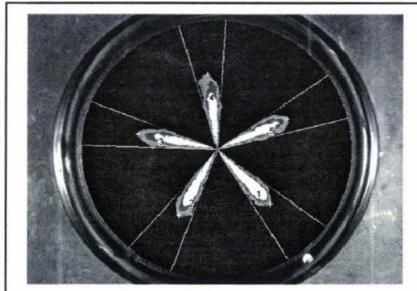
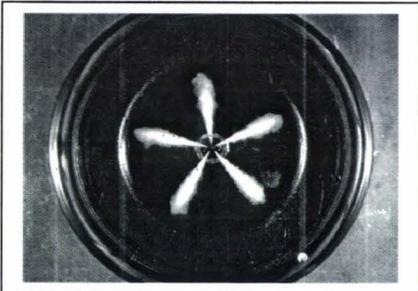
$$P_{inj} = 800 \text{ bar}, \rho_g = 44,7 \text{ kg/m}^3$$



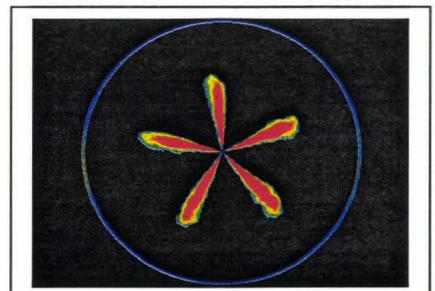
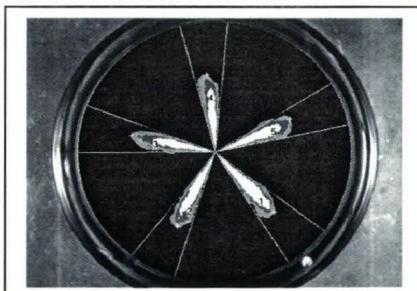
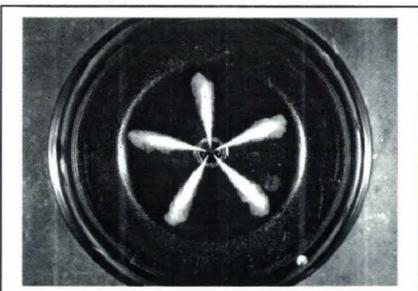
$(t-t_0) = 100 \mu\text{s}$



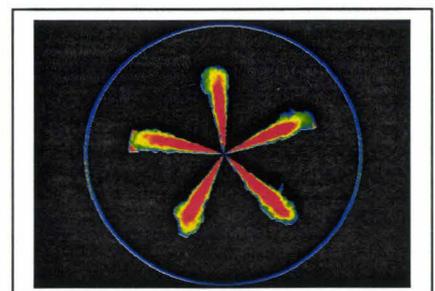
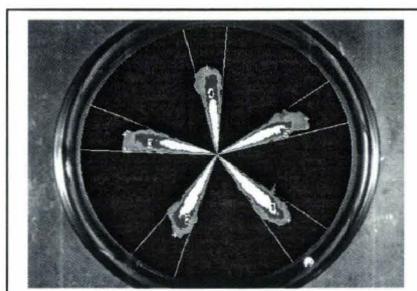
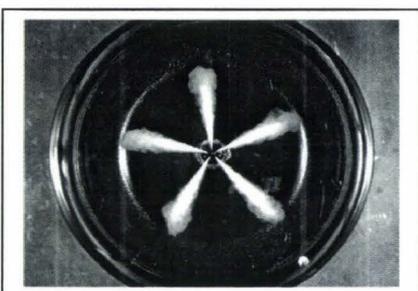
$(t-t_0) = 200 \mu\text{s}$



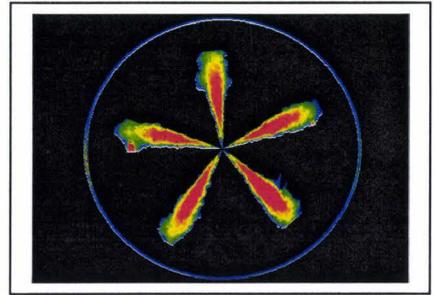
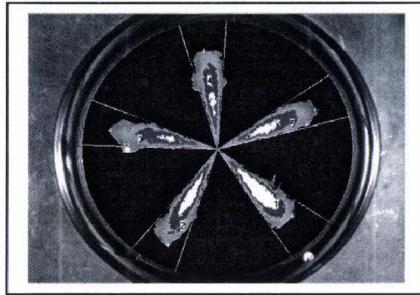
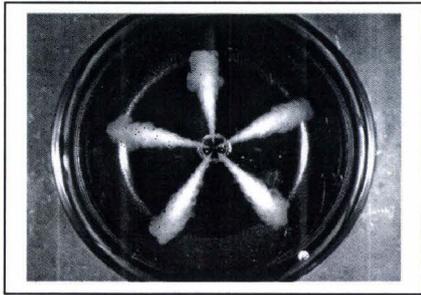
$(t-t_0) = 300 \mu\text{s}$



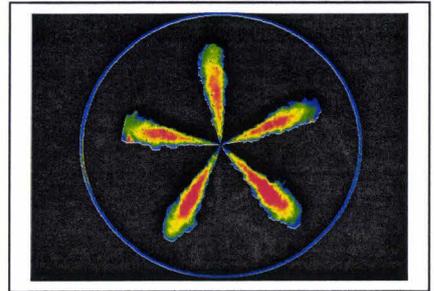
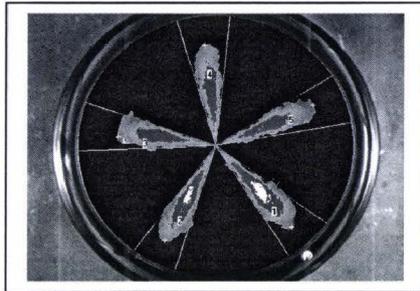
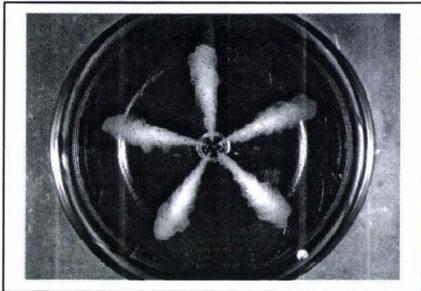
$(t-t_0) = 400 \mu\text{s}$



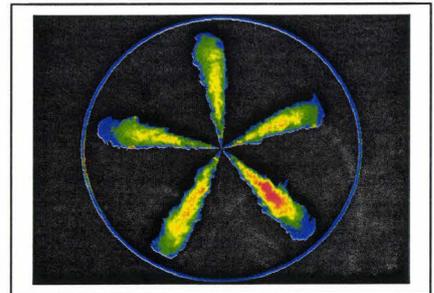
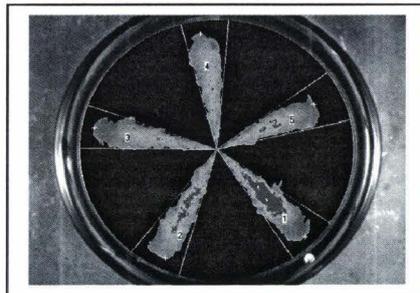
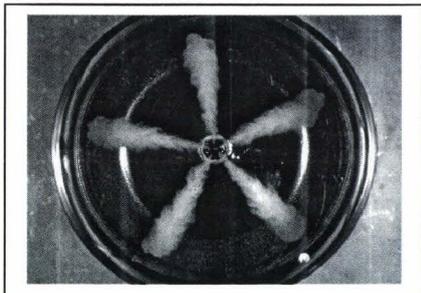
$(t-t_0) = 500 \mu\text{s}$



$(t-t_0)=625 \mu s$

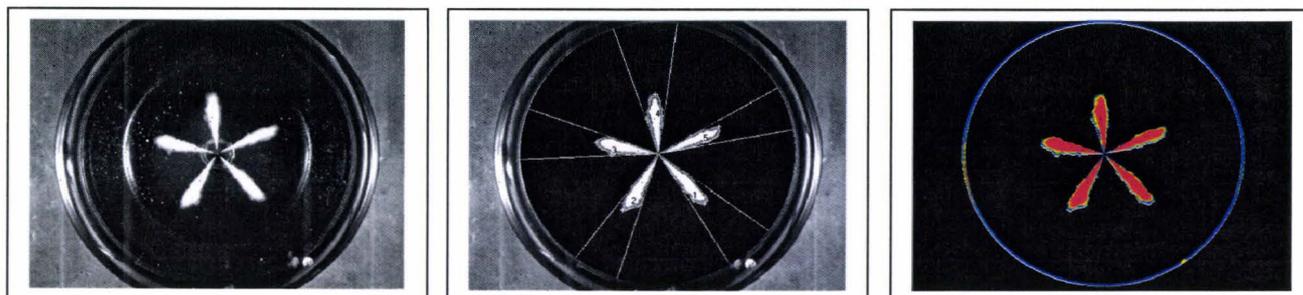


$(t-t_0)=700 \mu s$

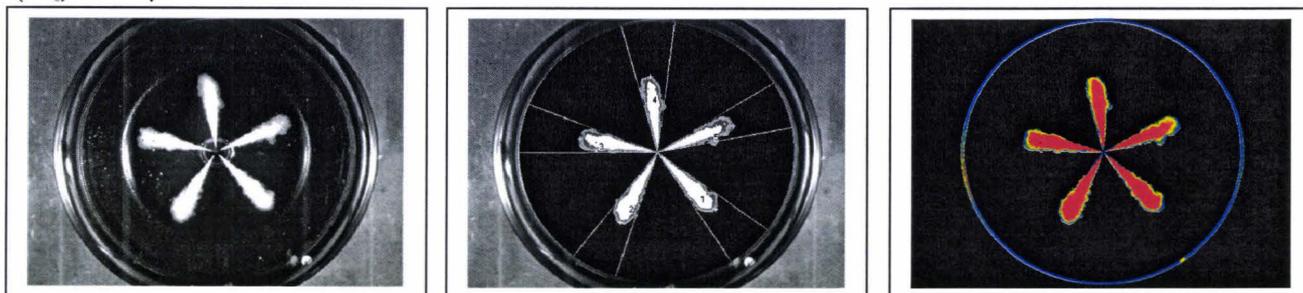


$(t-t_0)=850 \mu s$

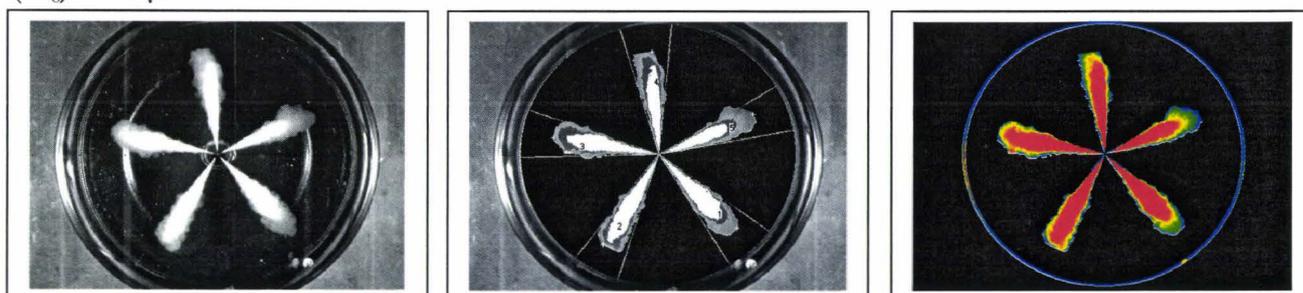
$$P_{inj} = 2500 \text{ bar}, \rho_g = 44,7 \text{ kg/m}^3$$



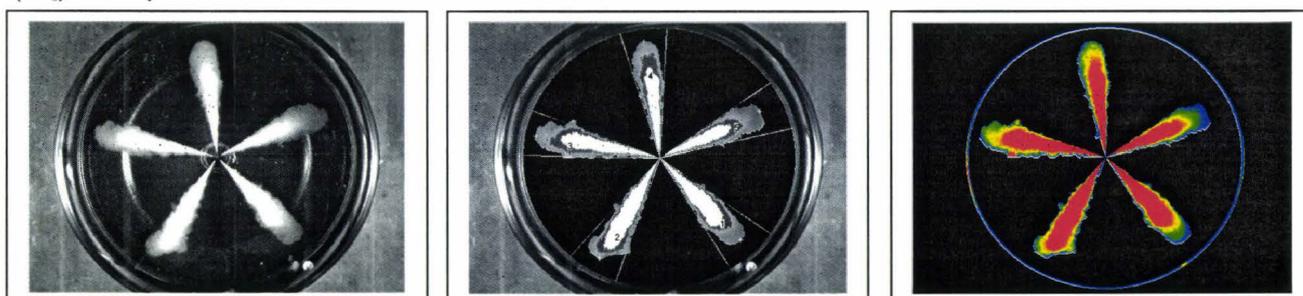
$(t-t_0)=150 \mu\text{s}$



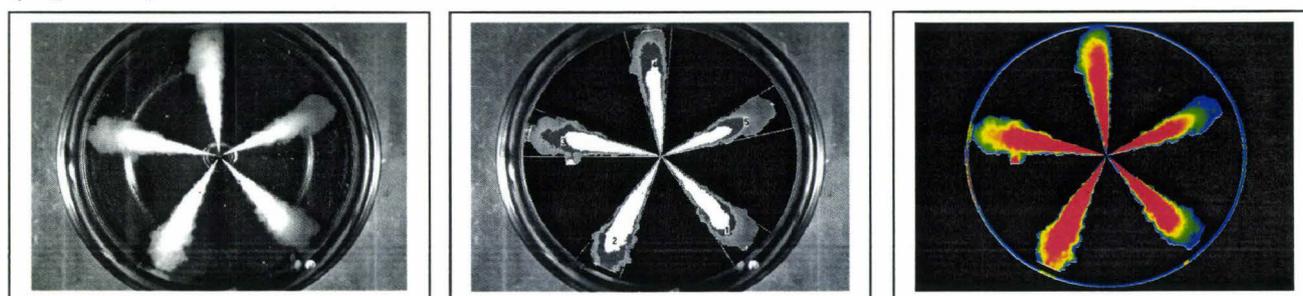
$(t-t_0)=250 \mu\text{s}$



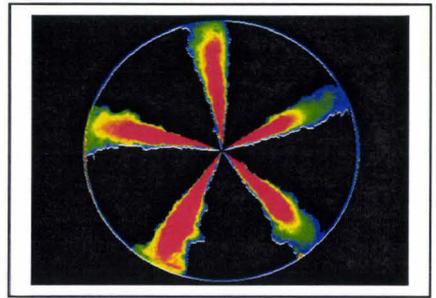
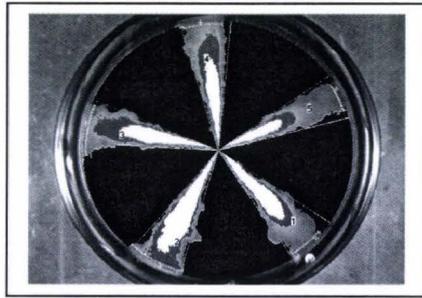
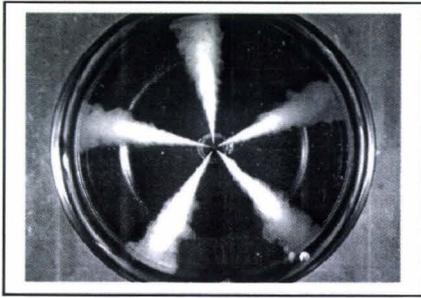
$(t-t_0)=350 \mu\text{s}$



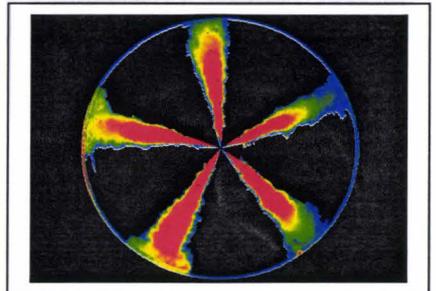
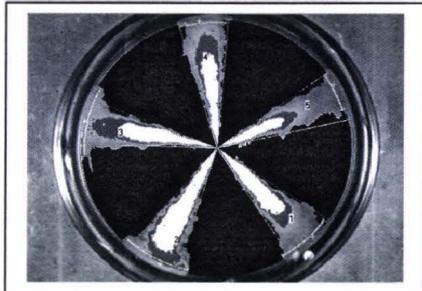
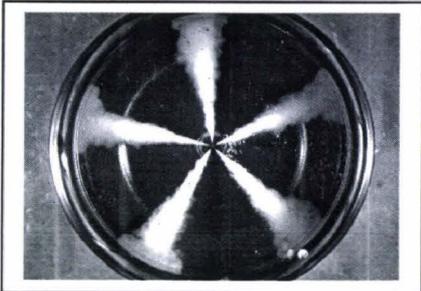
$(t-t_0)=450 \mu\text{s}$



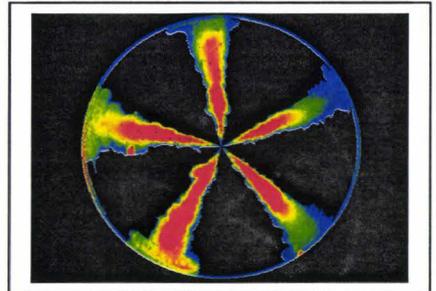
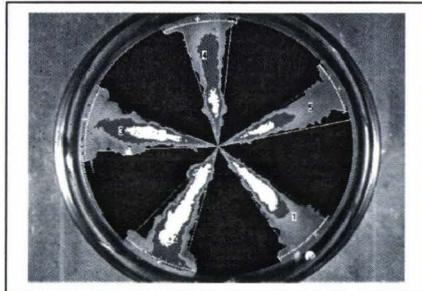
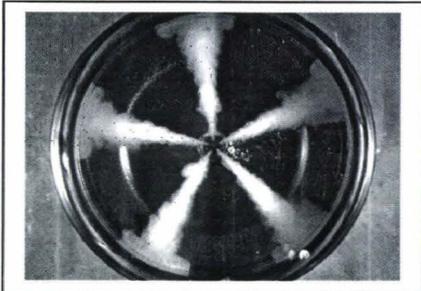
$(t-t_0)=550 \mu\text{s}$



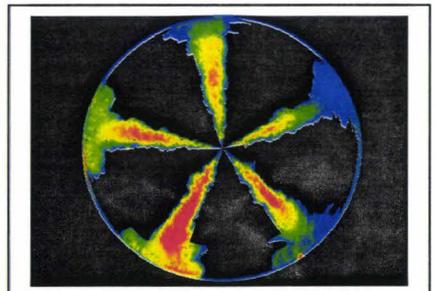
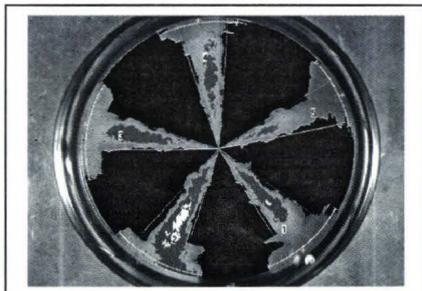
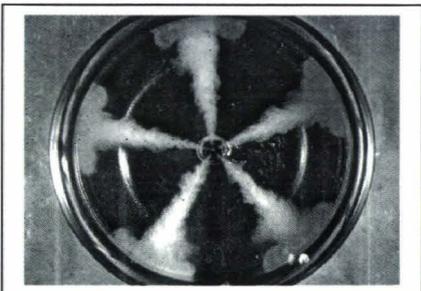
$(t-t_0)=650 \mu\text{s}$



$(t-t_0)=775 \mu\text{s}$



$(t-t_0)=850 \mu\text{s}$



$(t-t_0)=1000 \mu\text{s}$

Caractéristiques et structure des jets

($\rho_g=23,3 \text{ kg/m}^3$, $P_{inj}=800 \text{ bar}$, Retard= $550\mu\text{s}$)

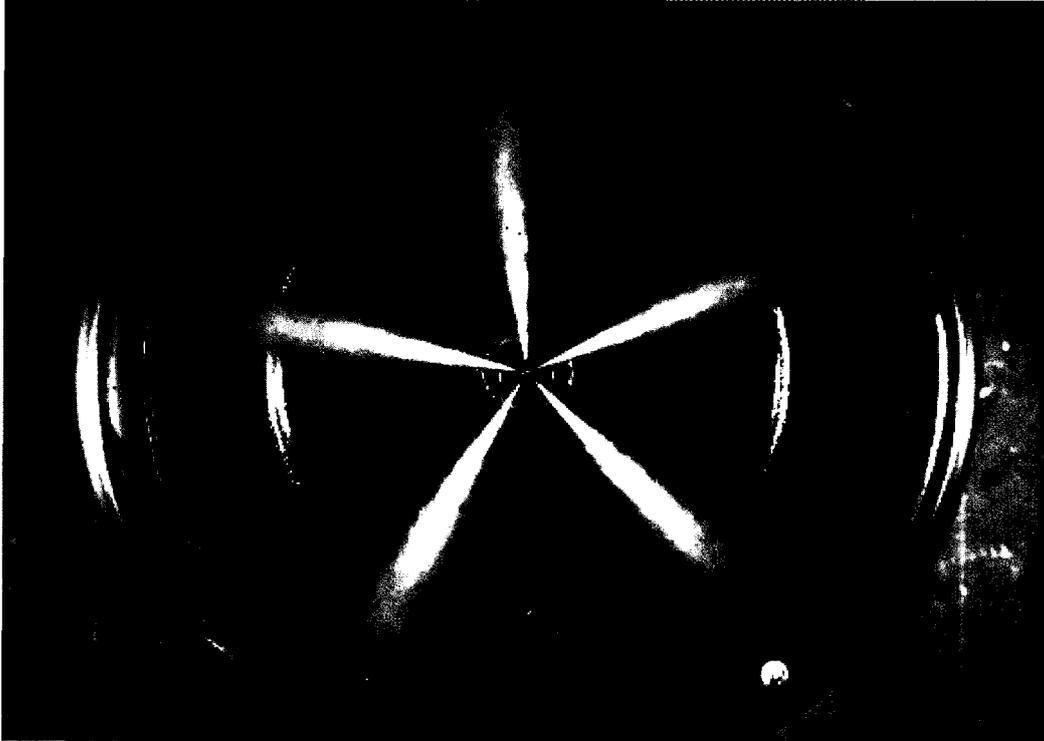


Figure A2.1: Image brute

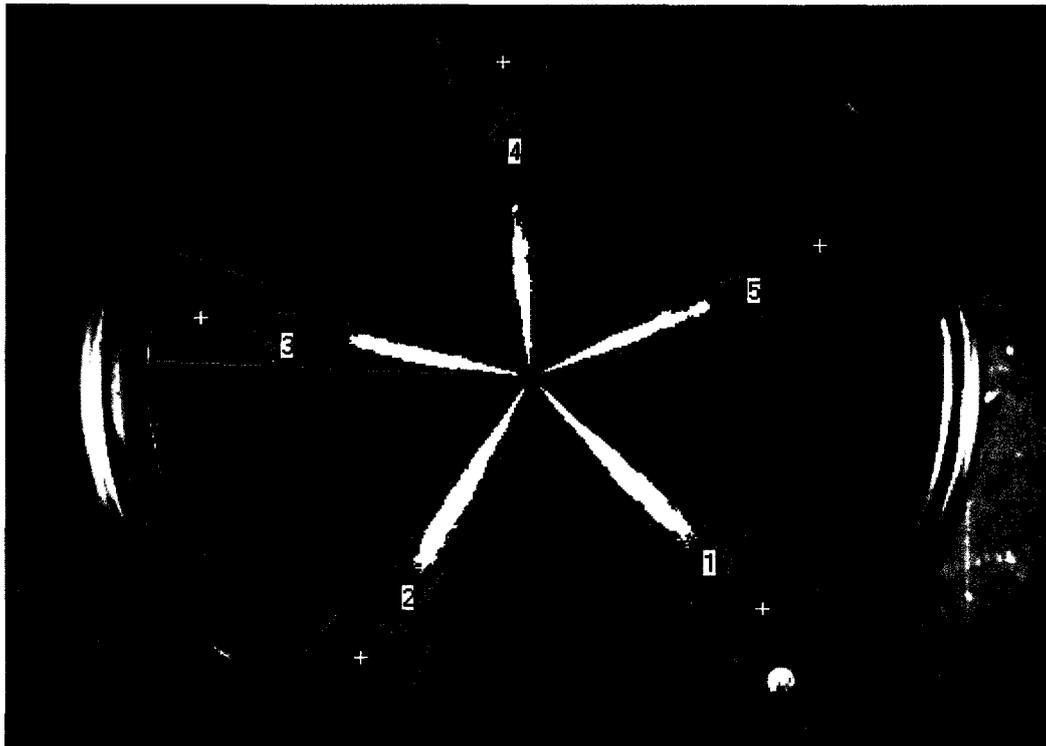


Figure A2.2: image traitée

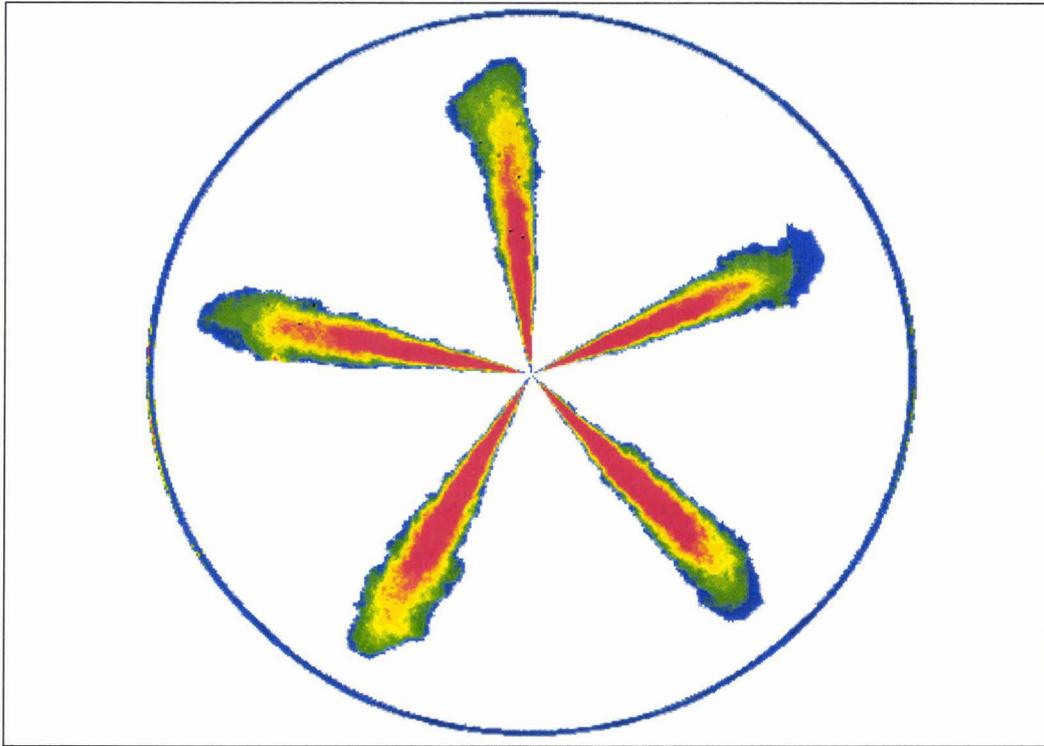


Figure A2.3: image traitée et colorisée

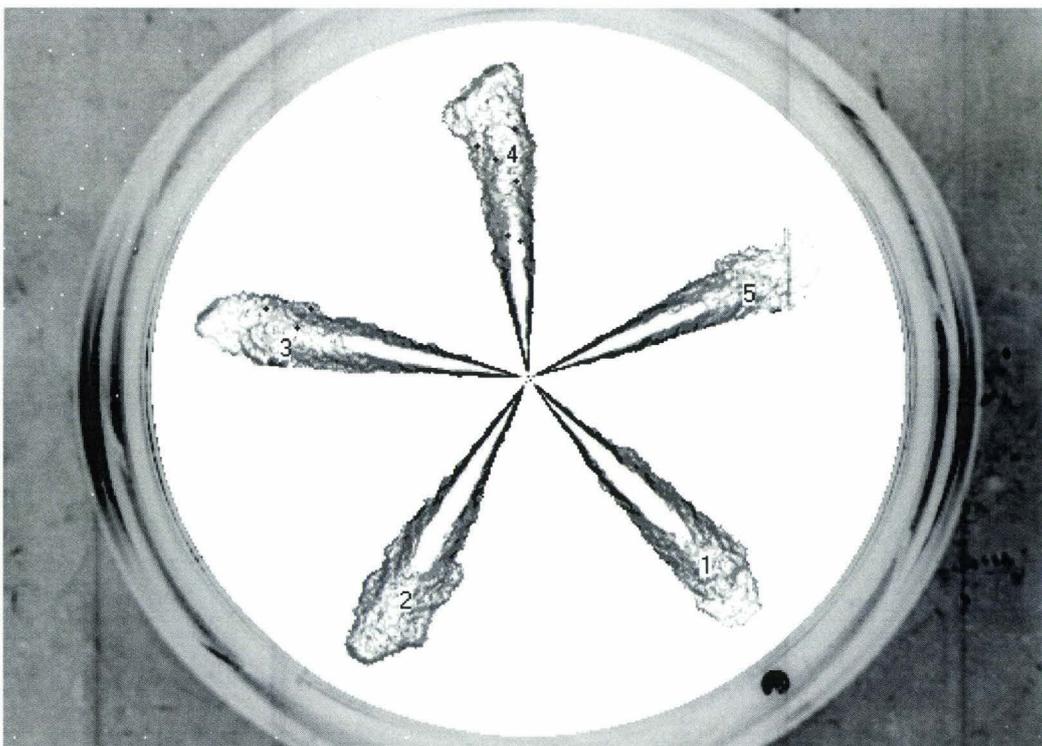


Figure A2.4: structure des jets après traitement

Caractéristiques et structure des jets

($\rho_g=44,7 \text{ kg/m}^3$, $P_{inj}=2500 \text{ bar}$, Retard= $450\mu\text{s}$)

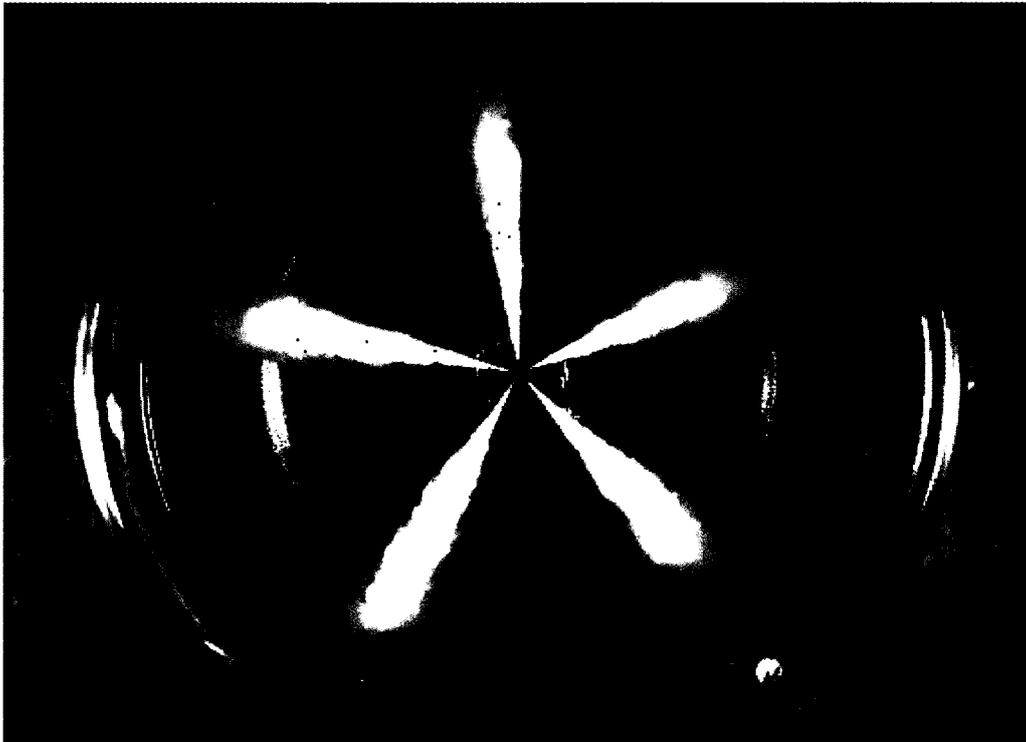


Figure A2.5: Image brute

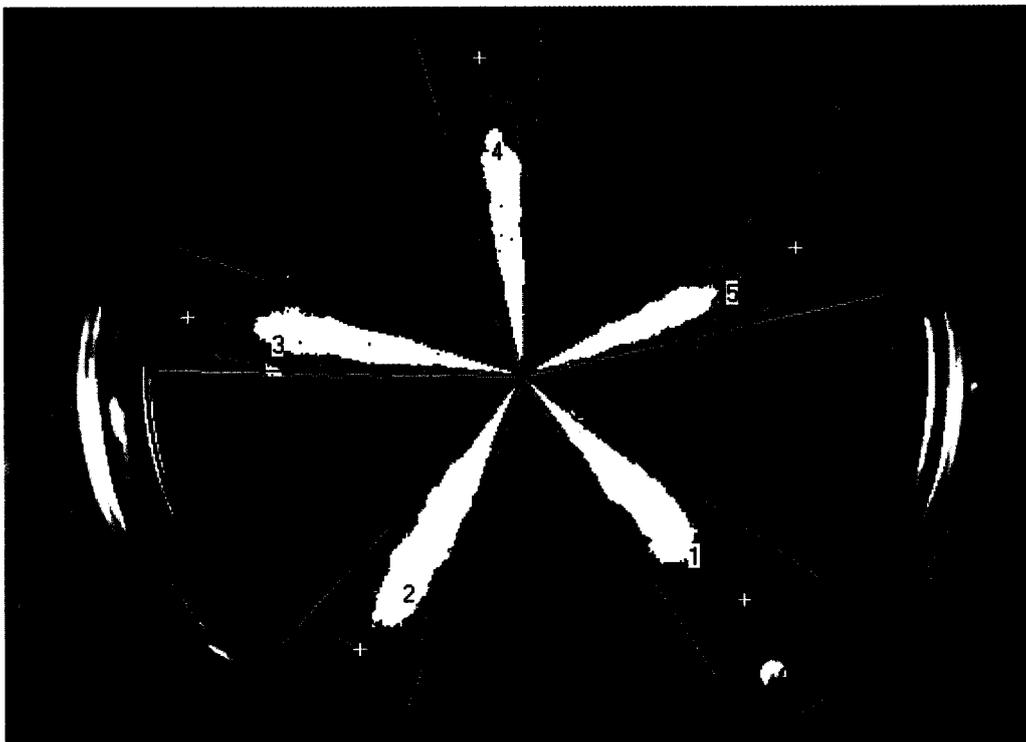


Figure A2.6: image traitée

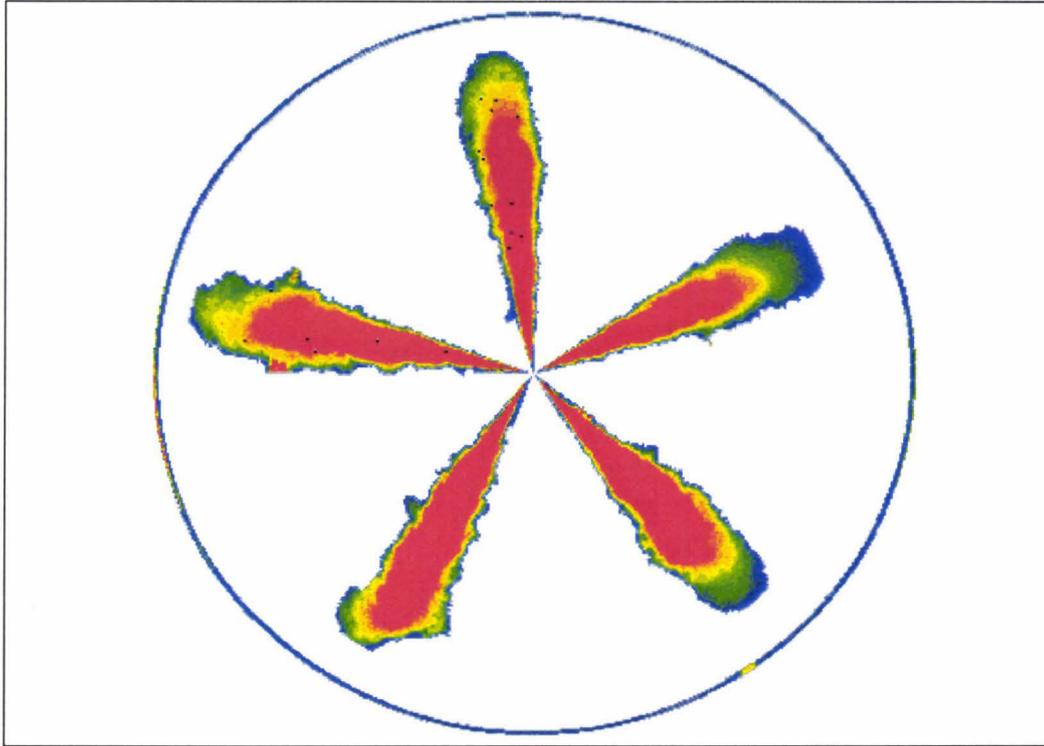


Figure A2.7: image traitée et colorisée

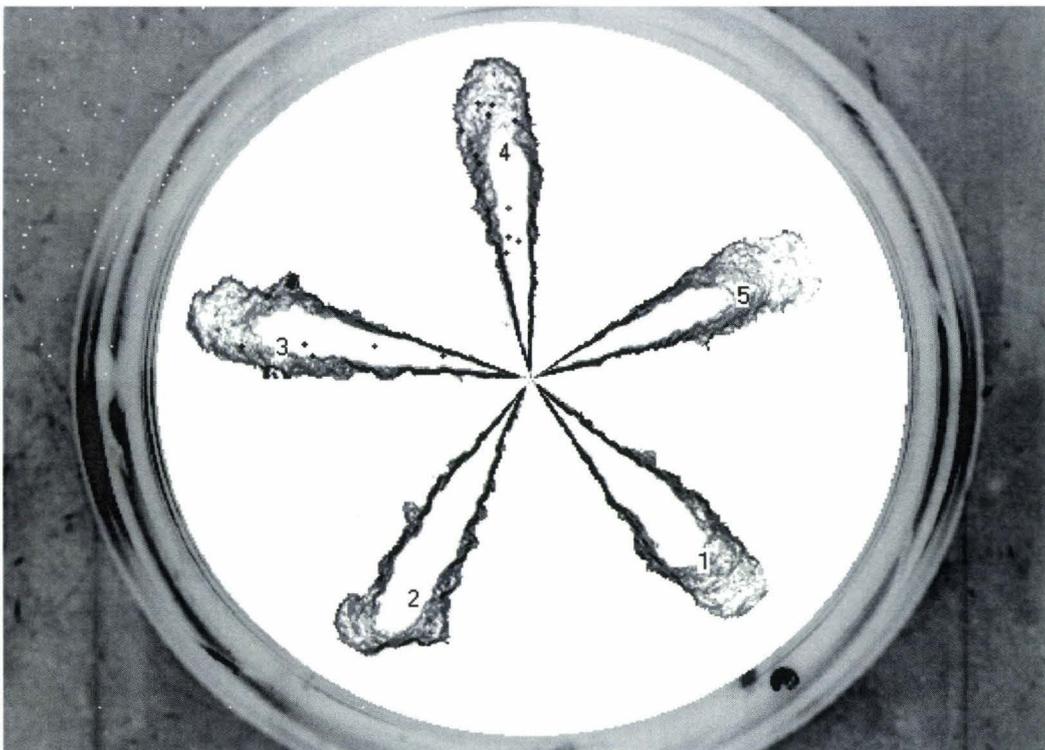


Figure A2.8: structure des jets après traitement

Les normes européennes de plus en plus drastiques, visant à réduire la pollution des automobiles, contraignent les différents constructeurs à améliorer le fonctionnement des moteurs thermiques. Deux points importants semblent concerner le moteur Diesel : la réduction des particules ainsi que la réduction des oxydes d'azote (NOx). La formation de ces deux polluants est liée à la qualité de pulvérisation qui est, d'après l'étude bibliographique, en partie dépendante de la pression d'injection.

Le travail mené dans le cadre de cette thèse a permis d'obtenir, de manière expérimentale, les caractéristiques géométriques des jets libres pour des pressions supérieures à celles utilisées de nos jours (jusqu'à 2500 bar). Ces caractéristiques ont été obtenues grâce à la mise en place d'un moyen d'essai spécifique et au développement d'un logiciel d'analyse d'images de jets. Elles ont servi à quantifier l'influence de telles pressions d'injection sur la qualité de la pulvérisation.

Cette étude a permis d'étendre, à des pressions supérieures, le champ d'application de lois déjà proposées par certains auteurs et d'obtenir de nouvelles lois d'évolutions temporelles capables de renseigner des modèles de combustion phénoménologiques.

Cependant une étude énergétique de la génération de pression a montré qu'il fallait être très prudent quant à l'intérêt de l'augmentation de la pression d'injection. L'énergie nécessaire à la mise sous pression et au transvasement du gasole peut prendre, pour les charges partielles et pour des pressions d'injections élevées, des proportions non négligeables par rapport à l'énergie effective délivrée par le moteur.

Experimental Diesel spray characterization for high injection pressures (up to 2500 bar)

European standards are becoming increasingly drastic, aiming at reducing car pollution. They therefore impose on various manufacturers the improvement of heat engines. Two points seem to concern the Diesel engine: particles reduction and the azote oxide reduction (NOx). Those two pollutant building up is closely linked with pulverization quality which is, according to bibliographical studies, dependent on injection pressure.

Thesis work has permitted to obtain, experimentally, the geometric features of free sprays for injection pressures unreached so far (2500 bar). Those features have been obtained thanks to a specific test bench and via a picture processing software development. They have enabled us to evaluate the influence of such pressure on pulverization quality.

This study has permitted to enlarge, for higher pressures, the application field of laws already suggested by some authors. It has also enabled us to obtain new temporal evolution laws able to inform phenomenologic combustion models.

Nevertheless, an energizing study of pressure generation has shown that we should be very cautious as to the interest of the injection pressure increase. The necessary energy to generate and shift such high pressure can take, for partial loads, significant proportions in comparison with the energy released by the engine.

Spécialité : ENERGETIQUE

MOTS CLES : Atomisation ; Jets Diesel ; Injection Diesel ; Technique de visualisation de jets

Spray studies; Diesel spray; Spray tip penetration; Diesel injection; Spray visualisation

LABORATOIRE DE M
Université de Valencienn
Le Mont Houy
59313 VALENCIENNE

Bibliothèque Universitaire de Valenciennes



900 057