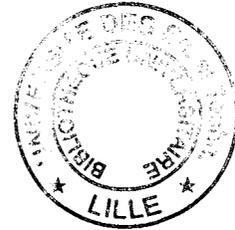


50376
1994
37

1

50376
1994
37

Préambule



C'est à partir d'une proposition d'une firme métallurgique que s'est initié le projet qui sera développé dans ce mémoire, un contrat CIFRE reliant les parties contractantes. Qu'il me soit permis de remercier Mrs Wegria, Leclerc et Niszczota ainsi que Mr Debroux pour leur bienveillance et l'aide matérielle qu'ils m'ont apportée.

Cette étude a été menée au sein du Laboratoire de Mécanique de Lille (LML), sous l'égide de Mr Dymont, professeur à l'université de Lille I; je lui exprime ici mon témoignage de reconnaissance pour l'attention qu'il m'a prodiguée.

Je sais gré à Mr Y. Brunet, maître de conférences, pour son soutien constant qui a permis d'aplanir les quelques difficultés qui ont pu surgir lors du déroulement expérimental de ce travail.

La mise à disposition de matériel d'essais par l'Institut de Mécanique des Fluides de Lille (IMFL) me permet de rendre grâce aux diverses personnes dont les compétences m'ont été profitables, à savoir Mrs Desse, Monnier, Stanislas, Geiler, Laden et Pegneaux.

J'apprécie également le prêt gracieux d'un code de calcul accordé par Mr Vandromme, professeur à l'INSA de Rouen; je lui suis débiteur ainsi qu'à Mr Y. Lebret pour ses conseils avisés.

Mr Ledoux, professeur à l'Université de Rouen, et Mr Oesterlé, professeur à l'Université de Nancy I, me font l'honneur d'examiner ce travail; qu'ils reçoivent la marque de ma gratitude.

Je remercie Mr Guigon, professeur à l'Université de Compiègne, pour sa présence dans le jury, ainsi que Mr Stanislas, professeur à l'Université de Lille I, pour avoir assuré la présidence de ce jury.

SOMMAIRE

| | |
|---|---------------|
| Nomenclature | page 5 |
| Introduction | 8 |
| | |
| CHAPITRE I. Aperçus bibliographiques | 10 |
| I.1 <u>Principes de pulvérisation</u> | 11 |
| I.2 <u>Mécanismes de base menant à la fragmentation</u> | 11 |
| I.3 <u>Paramètres régissant la fragmentation</u> | 16 |
| I.4 <u>Considérations sur le pulvérisateur étudié</u> | 18 |
| | |
| CHAPITRE II. Etude de l'écoulement porteur | 21 |
| II.1 <u>Introduction</u> | 21 |
| II.2 <u>Observations par méthodes optiques</u> | 21 |
| II.2.1 Description des méthodes | 21 |
| II.2.2 Appareillage expérimental | 24 |
| II.2.3 Résultats | 25 |
| II.3 <u>Etude métrologique</u> | 34 |
| II.3.1 Mesures de pression pariétale | 34 |
| II.3.2 Mesure du champ des vitesses | 38 |
| II.4 <u>Prédiction analytique de la pression de culot</u> | 41 |
| 1) Premier régime | 41 |
| 2) Deuxième régime | 47 |

| | | |
|---|--|-----------|
| II.5 | <u>Etude numérique de l'écoulement porteur</u> | 48 |
| II.5.1 | Equations de base | 48 |
| II.5.2 | Algorithme de résolution | 50 |
| II.5.3 | Maillage | 52 |
| II.5.4 | Précisions de fonctionnement | 53 |
| II.5.5 | Résultats | 53 |
| CHAPITRE III. Approche théorique de la fragmentation pneumatique d'un liquide | | 57 |
| III.1 | <u>Introduction</u> | 57 |
| III.2 | <u>Etude thermique des gouttelettes métalliques en tuyère</u> | 57 |
| III.3 | <u>Prédiction de la pression de culot en présence du liquide</u> | 61 |
| III.4 | <u>Similitude des écoulements</u> | 66 |
| III.4.1 | Ordres de grandeur et analyse dimensionnelle | 67 |
| III.4.2 | Maquette en similitude locale | 70 |
| CHAPITRE IV. Etude expérimentale de la fragmentation pneumatique d'un film liquide | | 74 |
| IV.1 | <u>Introduction</u> | 74 |
| IV.2 | <u>Observation de la fragmentation</u> | 74 |
| IV.2.1 | Montage expérimental | 74 |
| IV.2.2 | Observations | 77 |
| IV.3 | <u>Dispositifs expérimentaux</u> | 85 |
| IV.3.1 | Granulométrie par analyse d'images | 85 |
| IV.3.2 | Mesurage de l'épaisseur du film liquide | 88 |
| IV.3.3 | Etalonnage par méthode holographique | 89 |
| IV.3.4 | Vélocimétrie des gouttelettes | 90 |
| IV.3.5 | Précisions opératoires | 90 |

| | |
|---|------------|
| IV.4 <u>Résultats expérimentaux</u> | 91 |
| IV.4.1 Conditions d'entraînement du film liquide par le jet d'air | 91 |
| IV.4.2 Influence de l'épaisseur de la fente d'air | 91 |
| IV.4.3 Influence de la vitesse de l'air | 92 |
| IV.4.4 Influence du débit liquide surfacique | 93 |
| IV.4.5 Influence de l'épaisseur de film | 93 |
| IV.4.6 Expériences menées avec une épaisseur de film fixée | 95 |
| IV.4.7 Validation des résultats granulométriques par holographie | 98 |
| IV.4.8 Vitesse des particules liquides | 100 |
| IV.5 <u>Expression analytique des résultats</u> | 102 |
| IV.5.1 Cas du canal ouvert | 102 |
| IV.5.2 Cas de l'épaisseur de film fixée | 105 |
| IV.5.3 Etude comparative des résultats provenant d'une fragmentation à épaisseur de film libre ou contrôlée | 107 |
| Synthèse générale | 111 |

Nomenclature

Caractères usuels

| | |
|--------------|---|
| c | célérité du son |
| C_p | capacité calorifique du métal |
| c_p, c_v | chaleurs spécifiques à pression et volume constants |
| d | diamètre de la gouttelette |
| D | diamètre de la tuyère |
| D_b | diamètre du culot |
| d_m | diamètre moyen d'un échantillon de gouttelettes |
| d_{mm} | diamètre médian massique d'un échantillon de gouttelettes (def. p.18) |
| d_{sm} | diamètre moyen de Sauter d'un échantillon de gouttelettes (def. p.18) |
| D | diamètre d'un jet liquide |
| E, e | énergie interne, énergie interne par unité de masse |
| g | accélération de la pesanteur |
| h | enthalpie par unité de masse |
| H | épaisseur |
| ΔH_f | chaleur latente spécifique de solidification |
| k | conductivité thermique du gaz |
| L_c | largeur de canal du film liquide |
| L_d | longueur du divergent de la tuyère |
| m | masse de la gouttelette |
| M | débit massique d'alimentation |
| n | indice de réfraction du milieu |
| P | pression du gaz |
| P_{L_m} | pression moyenne du gaz exercée sur la paroi du divergent |
| q | quantité de chaleur |
| Q_l | débit liquide linéique |
| Q_t | quantité de chaleur totale |
| R | rayon du divergent de la tuyère |
| s | surface de la goutte |
| S | section de la tuyère |
| S_1 | section de passage du gaz au col de la tuyère |
| S_b | section du culot au col de la tuyère |
| s_D | surface projetée de la gouttelette |

| | |
|-------------------|---|
| S_L | surface de la paroi du divergent de la tuyère |
| t', t'' | temps partiels de refroidissement vers la solidification |
| t_s | temps de refroidissement menant à la solidification de la gouttelette |
| t_{sej} | temps de séjour de la gouttelette dans la tuyère |
| T | température |
| T_d | température de la gouttelette à t |
| $T_{sol.}$ | température de solidification de la gouttelette |
| T_l | température du liquide à $t = 0$ |
| u | composante axiale de la vitesse |
| U, V | vitesse du gaz en approximation unidimensionnelle |
| v | composante radiale de la vitesse |
| $V(t)$ | vitesse de la gouttelette à t |
| V_x, V_y | composantes suivant X et Y de la vitesse des particules liquides |
| V_{g_m} | vitesse moyenne du gaz |
| V_r | vitesse relative entre le gaz et le liquide |
| $Z(t)$ | position de la gouttelette dans la tuyère |
| O, r, θ, Z | référentiel de coordonnées cylindriques lié à la tuyère (fig.2-22) |
| O', X, Y, Z | référentiel de coordonnées cartésiennes lié à la maquette (fig.3-4) |

Caractères grecs

| | |
|----------------------|--|
| Σ | surface du tube d'injection liquide |
| γ | rapport des chaleurs spécifiques |
| λ, λ_0 | longueur d'onde de la perturbation superficielle |
| μ | viscosité dynamique |
| ν | viscosité cinématique |
| Ω | volume de la gouttelette |
| Π_i | groupe adimensionné |
| ψ | perte de charge linéique |
| ρ | masse volumique |
| σ | tension superficielle |
| σ | tenseur des contraintes |
| σ | surface occupée par le liquide |
| σ_d | mesure de la dispersion des tailles des gouttelettes (def. p.18) |
| τ | contrainte tangentielle à la paroi |

Indices

| | |
|---|--|
| 0 | conditions génératrices |
| 1 | relatif au col de la tuyère |
| 2 | relatif à la sortie de tuyère |
| a | conditions ambiantes , à l'extérieur du dispositif |
| g | gaz |
| l | liquide |

Nombres sans dimensions

$$C_f = \frac{\tau}{0.5 \rho U^2} \quad \text{coefficient de frottement}$$

$$M = \frac{V_g}{c} \quad \text{nombre de Mach}$$

$$N_1 = \frac{d_{mn} \sigma \rho_l}{\mu_l^2}, \quad N_1^* = \frac{d \sigma \rho_l}{\mu_l^2}, \quad N_2 = \frac{\rho_l \sigma^2}{\mu_l^2 \rho_g V_g^2}, \quad N_3 = \frac{\rho_l Q_l}{\mu_l}, \quad N_3' = \frac{H_l \sigma \rho_l}{\mu_l^2},$$

$$N_4 = \frac{\mu_l V_l}{\sigma} \quad \text{nombres sans dimension}$$

$$Nu = \frac{h d}{k} \quad \text{nombre de Nusselt}$$

$$Oh = \frac{\mu_l}{\sqrt{\rho_l \sigma d}} \quad \text{nombre d'Ohnesorge}$$

$$Pr = \frac{\mu_g c_p}{k} \quad \text{nombre de Prandtl}$$

$$Re = \frac{\rho_l V_l H_l}{\mu_l} \quad \text{nombre de Reynolds du film liquide}$$

$$Re_r = \frac{\rho_g V_r d}{\mu_l} \quad \text{nombre de Reynolds relatif (gaz/gouttelette)}$$

$$We = \frac{\rho_g V_r^2 d}{\sigma} \quad \text{nombre de Weber}$$

$$We_c \quad \text{nombre de Weber critique}$$

Introduction.

L'histoire des sciences nous apprend que si l'homme , afin d'asseoir les techniques dont il se sert , attendait systématiquement de la gent scientifique un exposé rigoureux des lois qui les régissent , bien des procédés en usage seraient encore dans les limbes de la pensée humaine . Il est manifeste que les différentes méthodes de pulvérisation d'une phase liquide appartiennent à cette catégorie , ce qui a pu faire écrire qu'elles ressortaient davantage du domaine de l'art que de celui de la science (1)* .

Il n'en est pas moins vrai qu'une meilleure compréhension des processus amenant à la fragmentation d'un liquide et par là à une possible influence sur le spectre des gouttelettes obtenu reste subordonné à une analyse des phénomènes aussi rigoureuse que possible .

C'est ce qui a décidé un groupe métallurgique , producteur entre autres choses de poudre métallique , à infléchir sa démarche jusqu'alors adoptée . Une longue période d'optimisation du fonctionnement d'un pulvérisateur de métal liquide a mené à un résultat jugé satisfaisant , cependant difficilement interprétable physiquement . La méthode utilisée consistait à vérifier la dépendance de la production avec un paramètre géométrique quelconque de l'injecteur ou une variable d'alimentation . De plus , il était entendu que certains paramètres en affectaient d'autres , rendant illusoire de ce fait une comparaison objective des résultats obtenus . Une collaboration avec le Laboratoire de Mécanique de Lille (LML) fut donc entreprise afin de substituer à cette procédure heuristique un examen précis des effets en présence .

L'objet de cette étude est donc double , à savoir tenter de cerner les mécanismes menant à la dislocation d'une quantité de liquide en respectant les conditions d'écoulement propres au pulvérisateur en question , et tâcher d'influer sur la répartition des gouttelettes grâce à la connaissance des grandeurs régissant la fragmentation .

Après un survol bibliographique qui établira le recensement des différents systèmes de pulvérisation existants ainsi que les tentatives d'unification qui achoppent sur le manque d'accord entre ces systèmes (chap. I) , on s'intéressera en premier lieu à l'écoulement gazeux au sein d'une tuyère dans laquelle se situe l'injecteur de métal liquide (chap. II) , ceci de manière expérimentale d'une part , à l'aide de visualisations ombroscopiques , de mesures de pression et de vitesse en divers endroits de la tuyère , et d'autre part par la résolution numérique des équations de Navier-Stokes grâce à une méthode aux différences finies . A la suite de cela , nous mènerons une analyse des conditions dans lesquelles s'effectuera l'étude expérimentale de la fragmentation , et définirons une maquette respectant la configuration géométrique de rencontre entre fluides telle qu'observée sur le site de production , en opérant avec des paramètres extraits d'une analyse dimensionnelle (chap III) .

* Les chiffres entre parenthèses reportent aux références en fin de chaque partie .

C'est au chap. IV que l'expérimentation de la fragmentation d'une phase liquide par un jet d'air sera entreprise . Une technique photographique à prises de vues rapprochées en temps permettra de suivre qualitativement la formation des gouttelettes ; des mesures granulométriques et d'épaisseur de film seront réalisées par analyse d'images vidéo et étalonnées par une méthode holographique qui nous enseignera de plus du paramètre vélocimétrique des gouttelettes . Viendra enfin l'analyse critique du pulvérisateur en fonctionnement couplée à de possibles évolutions à la lumière des informations regroupées .

(1) Beddow J.K. , *The production of metal powders by atomization* , Monographs in Powder Science and Technology , 1978 , Heyden , London , p.1 .

CHAPITRE I. Aperçus bibliographiques

La maximalisation de l'aire totale d'une quantité quelconque de liquide par fine division, principalement par voie mécanique, a reçu différentes dénominations dans le langage courant : on parle ainsi de vaporisation, d'atomisation, de pulvérisation, de nébulisation, de spray ... Bien que le terme anglo-saxon couramment repris soit *atomization*, nous lui préférerons celui de pulvérisation, vocable moins connoté que celui d'atomisation, et d'un emploi plus général que les autres termes. La pulvérisation sera donc entendue comme le procédé mettant en présence des forces concourant à l'obtention d'une distribution de gouttelettes de tailles relativement petites. Les termes de fragmentation ou de dislocation (anglais *splitting*, *break-up*) désigneront quant à eux les phases de transition entre l'état initial d'une certaine quantité de liquide et le produit résultant de la désagrégation.

La nature nous offre divers exemples de l'apparition de ce processus, que ce soit par la formation d'embruns due à l'écrêtage des vagues provoqué par un vent relativement violent, ou encore par le brouillard caractéristique qui environne de hautes chutes d'eau. De nombreuses applications font appel à la pulvérisation : la vaporisation des fuels (combustion), les thérapeutiques utilisant un inhalateur (médecine), les cosmétiques, l'épandage de récoltes (agriculture), la métallurgie des poudres, la projection des peintures (constructions mécaniques), les poudres alimentaires ...

Dès le début du XIX^e siècle (1-3), l'intérêt porté sur une formalisation des mécanismes en action semble avéré, bien que l'on considère les travaux de Rayleigh (4) comme fondateurs de ce domaine de recherches. Depuis lors, quantité d'études ont vu le jour, et force est de constater l'extrême dispersion des résultats, en raison de la diversité des systèmes de pulvérisations, des fluides en présence et des conditions opératoires. La fragmentation étant un phénomène intrinsèquement non linéaire, les méthodes analytiques ne permettent pas encore de prédire correctement les caractéristiques des gouttelettes en résultant, obligeant donc les auteurs à recourir à des relations empiriques ou semi-empiriques de type probabiliste, qui bien souvent ne se recouvrent pas.

On se propose dans la suite d'exposer les principaux modes d'obtention de gouttelettes par fragmentation d'un liquide ainsi que quelques observations relevées sur ces différents types de pulvérisateurs, les grandeurs physiques tenues pour dominantes dans cette formation suivies par quelques-unes des nombreuses corrélations recueillies.

I.1 Principes de pulvérisation

Il est possible de distinguer parmi les pulvérisateurs existants quatre grandes catégories (cf. fig. 1-1) :

- Les pulvérisateurs pressurisés , dans lesquels la fragmentation de la phase liquide est encourue par l'énergie cinétique du liquide lui-même , celui-ci étant mis sous pression dans un réservoir à partir duquel il est projeté dans l'atmosphère à travers un orifice de section circulaire ou rectangulaire ; le gaz occupant l'espace dans lequel le liquide débouche est initialement au repos , et peut être maintenu dans un état de pression déterminé .
- Les pulvérisateurs pneumatiques , où opère un courant gazeux à grande vitesse venant heurter une phase liquide à vitesse réduite dans une configuration de jet , de nappe ou de film . L'angle d'impact peut varier entre 0° et 90° , les vitesses pouvant atteindre des valeurs supersoniques .
- Les pulvérisateurs mécaniquement assistés , de par l'emploi de la force centrifuge , de vibrations mécaniques ou acoustiques imprimées au liquide , la fréquence de rotation ou de vibration étant ici le paramètre moteur de la fragmentation .
- Les pulvérisateurs électrostatique ou électromagnétique , le résultat de la fragmentation dépendant alors de l'intensité du champ créé .

Nous nous intéresserons essentiellement dans cette étude aux pulvérisateurs du second groupe , étant généralement admis que ceux-ci procurent de bonnes performances pour un apport énergétique modéré . Il convient maintenant d'examiner le déroulement de la fragmentation telle qu'observée sur ce type d'appareils .

I.2 Mécanismes de base menant à la fragmentation

En y prenant garde , il est possible de se familiariser quotidiennement avec les processus relevant de la perte de cohésion d'une masse de liquide soumise à la pesanteur , en observant l'écoulement d'un jet d'eau . Pour une faible vitesse du jet , on perçoit nettement la dislocation progressive de la colonne cylindrique de liquide en gouttelettes , ce à une certaine distance en aval de la sortie du jet , distance qui s'allonge proportionnellement à cette vitesse . L'instabilité de cette colonne cylindrique résulte de la force de capillarité , favorisant ainsi le détachement de petites quantités de liquide . La taille caractéristique de ces dernières peut être rattachée au diamètre D

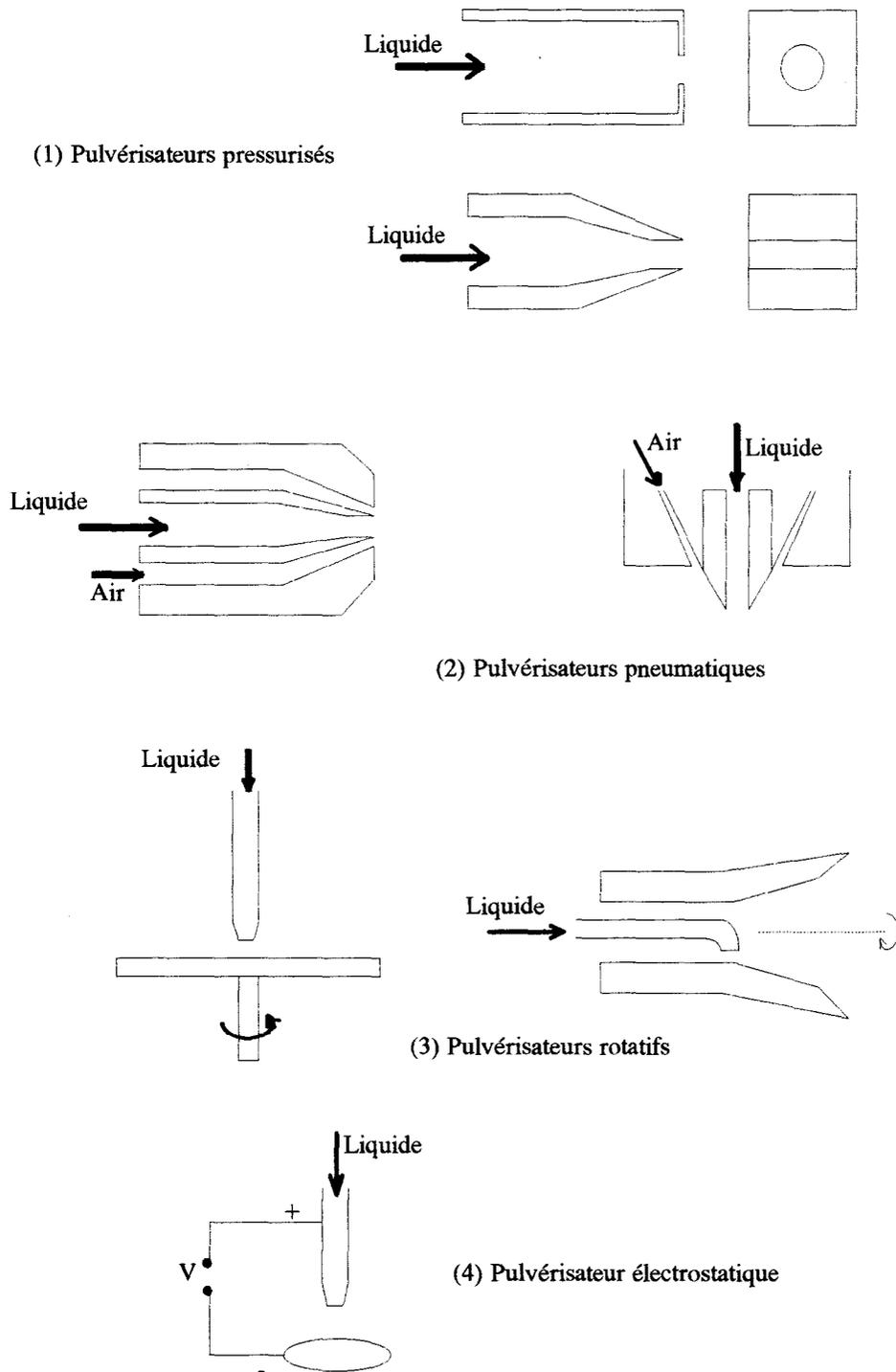


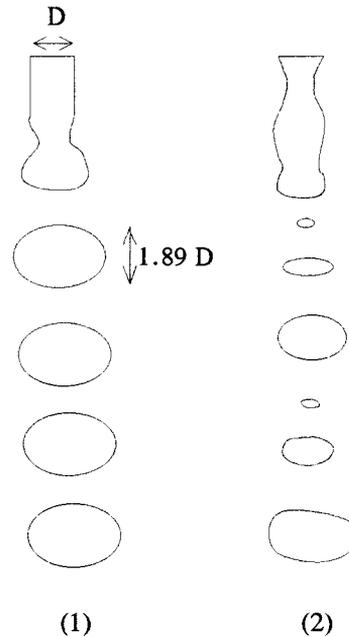
Fig.1-1 Schémas de principe des systèmes de pulvérisation

du cylindre ainsi qu'à la longueur d'onde λ de la perturbation superficielle . C'est ainsi que Rayleigh mena la première investigation théorique , à l'aide de la méthode des

petites perturbations , qui lui fournit la valeur λ_0 correspondant à la perturbation axisymétrique la plus probable , et de là au diamètre d de la gouttelette (fig. 1-2) * :

$$\lambda_0 = 4.51 D \quad \text{et} \quad d = 1.89 D .$$

Fig. 1-2 Fragmentation d'un jet suivant Rayleigh (1) et réelle (2) .



D'autres auteurs (Haenlein , Weber , Castelman , Schweitzer ...) ont repris cette étude afin de mieux appréhender la réalité ; on peut en retrouver les résultats dans des travaux récapitulatifs (5-7) . Il ressort de ceux-ci une classification des régimes de fragmentation en quatre domaines suivant la vitesse relative entre le liquide et le gaz :

- Le régime laminaire de Rayleigh , décrit précédemment , pour de faibles vitesses .
- Le premier régime aérodynamique (*first wind regime*) , où apparaissent des perturbations de surface dues au cisaillement imprimé au liquide par le milieu gazeux environnant , la distance de jet non contaminée par les perturbations se réduisant avec un accroissement de la vitesse .
- Le second régime aérodynamique , des instabilités superficielles asymétriques menant plus rapidement à la formation de petites gouttelettes .

* Toutes les notations employées sont définies pp.5-7.

- La pulvérisation proprement dite , où la fragmentation s'effectue plus vite en la formation de gouttelettes dont la taille n'a plus de rapport direct avec le diamètre du jet liquide mais plutôt avec les longueurs d'onde des instabilités .

Ces régimes , valables dans une configuration de jets ronds , semblent se conserver avec quelques aménagements lors de la fragmentation d'une nappe liquide , lorsque l'orifice de sortie du liquide est rectangulaire . Hors de l'espace confiné du pulvérisateur , la nappe développe un système d'ondes interfaciales qui mènent au détachement de quantités liquides (fig. 1-3) , cela lorsque la vitesse relative entre fluides est suffisante pour avoir dépassé le régime laminaire où la nappe s'effondre vers son axe en raison de la tension superficielle et perd de ce fait sa structure bidimensionnelle (8).

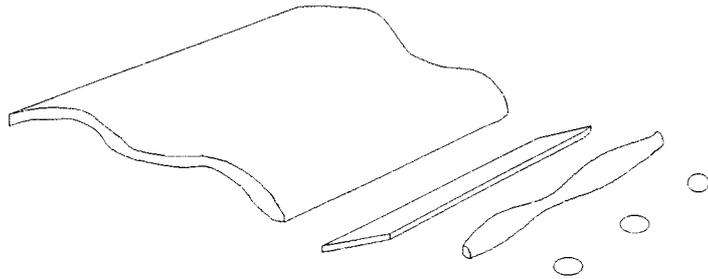


Fig. 1-3 Schéma simplifié de la fragmentation d'une nappe instable.

Passé le régime de sinuosités marquées de la nappe , celle-ci est de plus en plus asservie aux instabilités aérodynamiques , créant des perforations aux endroits où son épaisseur est la plus mince , des masses de liquide protéiformes s'échappant alors du corps central . Plus haut encore en vitesse , la pulvérisation se développe pleinement , entraînant la distribution des gouttelettes vers de plus petites tailles .

La plupart des auteurs s'accordent sur une description qualitative de la fragmentation (9) . Elle s'articulerait selon eux en trois phases successives , de la formation d'ondes interfaciales à celle des gouttelettes via le détachement de fragments liquide de formes filamenteuses ou de feuillets instables . Suivant l'intensité de l'impact entre les deux phases et la configuration géométrique de cette rencontre , la division du liquide peut s'opérer et s'achever de façon plus ou moins vive .

Les gouttelettes , une fois formées , peuvent elles aussi subir une fragmentation suivant le type d'écoulement dans lequel elles sont placées . Afin de le vérifier , Il est commode de recourir au nombre de Weber qui met en rapport la contrainte exercée par le gaz à la cohésion superficielle de la gouttelette :

$$We = \frac{\rho_g V_r^2 d}{\sigma} ,$$

auquel il convient toutefois d'ajouter un paramètre dans le cas des liquides fortement visqueux (10), appelé nombre d'Ohnesorge (Oh). Un nombre de Weber critique We_c peut être défini comme le seuil en deçà duquel la goutte devient stable et ne sera plus fractionnée ; de nombreuses études proposent $We_c \approx 10$ (10,11). Au delà de We_c , on observe des modes de fractionnement dissemblables qui se résument (12), We croissant, à :

- Une déformation en "sac" ou "parachute", la goutte présentant un film concave à l'écoulement, le liquide se répartissant en majorité dans l'anneau enserrant ce film. La fragmentation résulte donc de l'effondrement du film en une myriade de fines gouttelettes et de celui de l'anneau en gouttes.
- Une déformation pluriforme, où différents modes se recouvrent et coexistent.
- Une fragmentation par cisaillement, la surface de la goutte présentée à l'écoulement étant ici convexe ; des fragments liquide sont expulsés par les bords diamétralement opposés de la goutte, qui se stabilise une fois sa taille réduite.

Une élévation de la viscosité du liquide a pour effet d'augmenter également le nombre de Weber critique, la quantité de mouvement à imprimer au gaz devant s'accroître pour un même résultat. Il est à noter que des corrélations nettes existent entre la répartition en tailles des gouttelettes provenant de la fragmentation de gouttes à partir de certains types de déformation et la répartition en tailles résultant de pulvérisateurs pressurisés (12).

Les quelques tentatives d'approche analytique de la pulvérisation (13-15) reposent généralement sur une représentation schématique de son déroulement : des instabilités interfaciales induites par l'écoulement donnent naissance à des masses de liquide filamenteuses qui se transforment elles-mêmes en gouttes ; il s'agira donc de relier le diamètre de la goutte expulsée à la longueur d'onde de l'instabilité. Conformément à cette description, une perturbation, incarnée par une fonction exponentielle du temps et périodique en espace, est introduite dans les équations de conservation de la mécanique ; en admettant que les quantités rattachées à cette perturbation sont petites vis-à-vis de celles définissant la position d'équilibre, il est possible de linéariser ces équations et d'aboutir à une solution. Il faut relever qu'en plus de l'hypothèse des petites perturbations, ces tentatives ne tiennent communément pas compte de la compressibilité du gaz, ce qui limite la validité de la solution aux écoulements à faibles vitesses. Quant à la résolution numérique des équations complètes, bien qu'il soit possible de simuler la propagation d'instabilités interfaciales non-linéaires (16), le calcul s'interrompt lorsque l'interface gaz/liquide se fragmente (17).

Le défaut de résultats fondés sur une approche théorique de la fragmentation contraint les expérimentateurs à rechercher des lois d'évolution empiriques propres à prédire la population de gouttelettes ; c'est ce qui est évoqué dans la suite .

I.3 Paramètres régissant la fragmentation

Comme principaux paramètres intervenant dans le processus de dislocation du liquide on entend les variables physiques hormis celles de type géométrique , à l'instar des dimensions du dispositif , qui n'interviennent que par les contraintes imposées aux premières . Celles-ci s'articulent en deux ensembles distincts : les conditions opératoires et les propriétés inhérentes aux deux phases fluides .

La vitesse relative entre fluides V_r , ou la vitesse du gaz V_g lorsque celle du liquide peut être négligée , est le paramètre opératoire sur lequel un large accord semble exister au travers des différents travaux . On s'attache néanmoins à lui adjoindre la masse volumique ρ_g du courant gazeux de telle manière que seule intervienne la quantité $\rho_g V_g^2$, représentative de la contrainte exercée par le gaz , résultat valable à grand nombre de Reynolds . Une forte dépendance existe entre la taille moyenne des gouttelettes obtenues et la quantité de mouvement du gaz , et pour nombre d'auteurs on a :

$$d_m \propto (\rho_g V_g^2)^{-0.5}$$

Les températures du liquide T_l et du gaz T_g ne sont ici que secondaires puisque leur influence ne se manifeste qu'au travers des propriétés physiques des fluides (ainsi que par la contrainte exercée par le gaz pour T_g et par le temps imparti à la solidification pour T_l , dans le cas de métal liquide) . Enfin , les débits d'alimentation en fluides M_l et M_g se retrouvent parfois dans les corrélations par leur rapport M_l / M_g , l'évolution de d_m en fonction de ce dernier étant notée comme asymptotique (18-19) .

Les caractéristiques physiques du liquide (la viscosité du gaz étant ici insignifiante) se déclinent entre sa viscosité μ_l , sa masse volumique ρ_l ainsi que sa tension superficielle σ dans l'environnement gazeux particulier . Cette tension interfaciale tend à s'opposer à la pulvérisation puisqu'elle minimise l'aire d'un volume donné de liquide ; on s'attend donc à la retrouver dans les corrélations , bien que son influence soit loin d'être identique d'un système à un autre (9) . Il n'y a pas plus de concordance en ce qui concerne μ_l , certains auteurs ne lui accordant aucun rôle (14) tandis que d'autres lui décernent la primauté (20) . Il est toutefois admis que la viscosité exerce une influence stabilisatrice (21) en s'opposant aux changements de géométrie , retardant d'autant la fragmentation . La densité du liquide agirait quant à elle en rapport avec celle du gaz : plus le différentiel est élevé , moins les particules liquides suivront l'écoulement , la vitesse relative restant importante , d'où une pulvérisation plus accomplie . Ce raisonnement ne tient cependant pas compte de la

phase initiale d'impact entre les fluides , qui peut s'effectuer de manière moins propice à la fragmentation lorsque la quantité de mouvement du liquide se trouve accrue .

Ces différents paramètres peuvent être regroupés dans des relations d'évolution permettant de les associer à une mesure moyenne des gouttelettes produites . Ces lois extraites de l'expérience ne manquent pas , quasiment chaque système de pulvérisation présentant la sienne propre (9) . Pour mémoire , on peut citer :

- La relation de Lubanska (20) établie avec l'air , bien connue des métallurgistes puisque extraite d'expérimentations portant sur des liquides métalliques ,

$$\frac{d_m}{D} = K \sqrt{\frac{\nu_l}{\nu_g We_l} \left(1 + \frac{M_l}{M_g}\right)} , \quad \text{avec} \quad We_l = \frac{\rho_l V_g^2 D}{\sigma} ,$$

D étant ici le diamètre du jet liquide sur lequel s'appliquent des courants gazeux répartis annulairement , et K une constante dépendant de la géométrie du pulvérisateur . Elle ne repose pas sur une analyse dimensionnelle et n'a été rendue dimensionnellement correcte qu'au prix de l'introduction de la viscosité cinématique de l'air ν_g qui , de l'avis même de l'auteur , n'intervient en rien dans le processus .

- Une équation empirique proposée par Simmons (9) , d'emploi relativement général , concernant la pulvérisation de fuels ,

$$d_m = C \left(\frac{\rho_l^{0.25} \mu_l^{0.06} \sigma^{0.375}}{\rho_g^{0.375}} \right) \left(\frac{M_l}{M_l V_l + M_g V_g} \right)^{0.55} ,$$

C étant choisi suivant le pulvérisateur . Comme il est possible de le vérifier , ce résultat n'est pas dimensionnellement valable .

Il serait vain de multiplier les exemples , tant les disparités entre corrélations sont importantes . Force est de constater que lors de l'étude d'un pulvérisateur de configuration géométrique autre que celles ayant déjà été examinées , il est nécessaire d'en rechercher la relation spécifique .

Avant de s'intéresser au pulvérisateur représentant l'objet de ce mémoire , il nous faut définir les outils statistiques auxquels nous aurons recours afin d'être en mesure de représenter une population de gouttelettes et par là d'en analyser l'évolution . Il n'existe pas de fonction de distribution de tailles universelle , la pulvérisation n'étant pas un processus stochastique mais biaisée par nature ; des essais sont donc entrepris pour faire se correspondre résultats expérimentaux et diverses lois de répartition d'inspiration probabiliste ou totalement empirique (9,22) . Une loi de probabilité couramment invoquée par divers travaux est la loi d'évolution log-normale qui permet d'appréhender les particularités de la distribution . Les histogrammes de répartition linéaire massique des tailles offrent généralement une évolution Gaussienne tronquée vers les valeurs élevées par l'apparition d'un second pic , du fait de la pondération exercée par les gouttelettes les plus grandes . Pour un producteur de poudre métallique , une valeur représentative d'une population de gouttelettes est sans

conteste le diamètre médian massique d_{mm} (de part et d'autre duquel se répartit équivalement la production totale en masse), bon reflet de la qualité d'un lot produit ; nous nous tiendrons à cette grandeur moyenne pour notre part . Enfin , une des mesures de la dispersion des tailles à notre disposition est le rapport du diamètre médian massique au diamètre moyen de Sauter (représentant le diamètre d'une gouttelette dont le rapport volume/surface est semblable à celui de la population entière), toujours supérieur à 1 :

$$\sigma_d = \frac{d_{mm}}{d_{sm}}, \quad \text{avec} \quad d_{sm} = \frac{\sum_i n_i d_i^3}{\sum_i n_i d_i^2} \quad (n = \text{nbre de gout.}).$$

I.4 Considérations sur le pulvérisateur étudié

Le pulvérisateur qui occupera dorénavant notre attention est représenté schématiquement sur la figure 4 . Il est constitué d'un tube d'injection liquide disposé dans l'axe d'une tuyère de type convergent-divergent . Ce tube est introduit jusqu'au col de la tuyère ; celle-ci est reliée à un compresseur qui assure un écoulement porteur à grande vitesse en son sein , les conditions soniques étant atteintes au col . Grâce à des observations portant sur d'autres systèmes analogues (23,24) , il s'avère que le brusque changement de section dû à la présence de l'injecteur induit des conditions d'écoulement telles que le liquide s'étale en un film sur la base du culot en se dirigeant vers sa périphérie à la rencontre du fluide porteur (l'arrivée du liquide dans la tuyère est représentée par les flèches en pointillés sur le détail de la fig. 4) . L'impact entre les deux phases se produit donc près de l'arête de l'injecteur , la fragmentation étant alors amorcée et les gouttelettes convoyées vers la sortie du divergent .

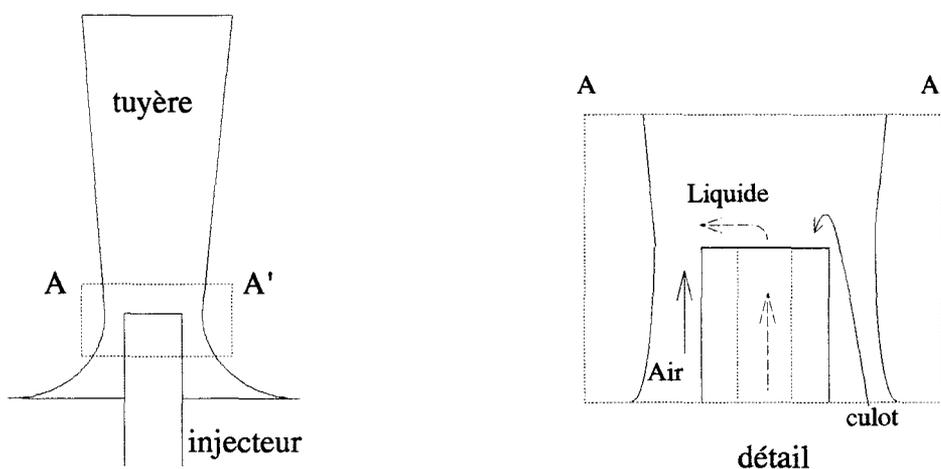


Fig. 1-4 Vue en coupe du pulvérisateur

C'est à l'écoulement du fluide porteur dans cette configuration particulière que s'intéresse le chapitre suivant , étude préalable à celle de la fragmentation .

Références.

- (1) Bidone G , *Expériences sur la forme et sur la direction des veines et des courants d'eau lancés par diverses ouvertures* , Imprimerie royale , Turin , 1829 , pp. 1-136 .
- (2) Savart F. , *Ann. de Chimie* , 53 , 1833 , p. 337 .
- (3) Plateau J. , *Statique expérimentale et théorique des liquides soumis aux seules forces moléculaires* , Paris , 1873 .
- (4) Rayleigh J.W.S. , *On the instability of jets* , Proc. of London Math. Soc. , vol 10 , 1878 , pp. 4-13 .
- (5) Putnam A.A. and al. , *Injection and combustion of liquid fuels* , Battelle Memorial Institute , WADC technical report 56-344 , march 1957 .
- (6) Reitz R.D. , Bracco F.V. , *Mechanisms of breakup of round liquid jets* , Encyclopedia of fluid mechanics , ed. N.P. Cheremisinoff , Vol 3 , 1987 , pp. 233-249 .
- (7) Chigier N.A. , *The physics of atomization* , ICLASS-91 , Gaithersburg , MD , USA , July 1991 , pp. 1-15 .
- (8) Mansour A. and Chigier N. , *Disintegration of liquid sheets* , Physics of fluids A , n°2 (5) , may 1990 , pp.706-719 .
- (9) Lefebvre A.H. , *Atomization and sprays* , Hemisphere P.C. , 1989 .
- (10) Hinze J.O. , *Fundamentals of the hydrodynamic mechanism of splitting in dispersion processes* , A.I.Ch.E. Journal , vol. 1 , n°3 , 1955 , pp. 289-295 .
- (11) Krzeczowski S.A. , *Measurement of liquid droplet disintegration mechanisms* , Int. Jour. Mult. Flow , n°6 , 1980 , pp. 227-239 .
- (12) Hsiang L.-P. and Faeth G.M. , *Near-limit drop deformation and secondary breakup* , Int. Jour. Mult. Flow , n°5 , 1992 , pp. 635-652 .
- (13) Dombrowski N. and Johns W.R. , *The aerodynamic instability and disintegration of viscous liquid sheets* , Chem. Eng. Sc. , vol. 18 , 1963 , pp. 203-214 .
- (14) Bradley D. , *On the atomization of liquids by high-velocity gases* , Jour. Phys. D : Appl. Phys. , vol. 6 , 1973 , pp. 1724-1736 (part I) and pp. 2267-2272 (part II) .
- (15) Reitz R.D. and Bracco F.V. , *Mechanism of atomization of a liquid jet* , Phys. Fluids , vol. 25 , n°10 , 1982 , pp.1730-1742 .
- (16) Childs R.E. and Mansour N.N. , *Simulation of fundamental atomization mechanisms in fuel sprays* , AIAA 26th ASM , 1988 , January 11-14 .
- (17) Spalding D.B. , *Computational fluid dynamics and its application to liquid-atomisation and spray systems* , ICLASS-1985 , London .
- (18) Gretzinger J. and Marshall W.R. , *Characteristics of pneumatic atomization* , A.I.Ch.E. Jour. , vol 7 , n°2 , 1961 , pp. 312-318 .
- (19) Kim K.Y. and Marshall W.R. , *Drop-size distributions from pneumatic atomizers* , A.I.Ch.E. Jour. , vol 17 , n°3 , 1971 , pp. 575-584 .

- (20) Lubanska H. , *Correlation of spray ring data for gas atomization of liquid metals* , Jour. Met. , 1970 , vol 22 , n°2 , pp. 45-49 .
- (21) Lefebvre A.H. , *Properties of sprays* , Part. Part. Syst. Charact. , vol 6 , 1989 , pp. 176-186 .
- (22) Bayvel L.P. , *An analysis of drop size distribution data to obtain the 'best' fit to standard distributions and distribution parameters* , Atom. Spray Techn. , vol. 1 , 1985 , pp. 3-20 .
- (23) Ünal A. , *Effect of processing variables on particule size in gas atomization of rapidly solidified aluminium powders* , Mat. Sci. Tech. , dec. 1987 , vol. 3 , pp. 1029-1039 .
- (24) Anderson I.E. and Figliola R.S. , *Observations of gas atomization process dynamics* , Modern Develop. in Powder Met. , vol. 20 , Orlando 5-10 June 1988 , pp.205-223 .

CHAPITRE II Etude de l'écoulement porteur

II.1 Introduction

En vue d'améliorer notre compréhension du milieu dans lequel est injecté le liquide devant être pulvérisé, il a été jugé souhaitable de cerner les caractéristiques essentielles de l'écoulement du gaz pulvérisateur, tel qu'il se manifeste dans la géométrie et les conditions opératoires retenues, c'est-à-dire à l'aval d'un élargissement brusque d'une veine supersonique. Des observations par différentes méthodes optiques ont été réalisées, afin de mettre en évidence les propriétés qualitatives de cet écoulement particulier à grande vitesse, ne serait-ce que par la localisation des zones présentant d'importants gradients de masse volumique. Cette première approche est suivie par une étude métrologique concernant la vitesse et la pression. En premier lieu, des mesures de pression statique viennent étayer les observations en procurant sa répartition le long de la tuyère, ainsi que sa valeur à la base de l'injecteur de liquide. Une méthode vélocimétrique nous permet de disposer de profils de vitesse à l'aval de l'injecteur, en plusieurs sections de la tuyère. Ces mesures contribuent à la prédiction par voie analytique de la pression régnant sur la tête de l'injecteur de liquide, appelée pression de culot ou de base. Cette dernière est d'importance puisqu'elle assure le rôle de pompe du liquide du fait de l'apparition d'un différentiel de pression en fonction des conditions ambiantes. Enfin, un code numérique de résolution des équations de la mécanique des fluides ayant été mis en oeuvre, quelques résultats obtenus peuvent apporter un aperçu de l'écoulement en entier.

II.2 Observations par méthodes optiques

II.2.1 Description des méthodes

De façon à révéler qualitativement les propriétés de l'écoulement porteur en tuyère, diverses méthodes optiques ont été expérimentées, qu'il s'agisse de

l'ombroscopie , de la strioscopie ou de l'interférométrie différentielle . Néanmoins , toutes trois ne se sont pas avérées également exploitables au cours des essais , aussi peut-on considérer la technique ombroscopique comme notre principal mode d'investigation de l'écoulement porteur .

Les méthodes optiques précitées , utilisables pour l'analyse des écoulements plans , reposent chacune sur la relation existant entre l'indice de réfraction n d'un milieu transparent et la masse volumique ρ de ce milieu , connue sous le nom de relation de Gladstone-Dale :

$$n - 1 = K \rho ,$$

où K est une constante ne dépendant que du milieu . Une variation locale de masse volumique , phénomène courant dans le cas des écoulements compressibles , se traduira donc par un changement correspondant pour l'indice de réfraction , directement notifié par voie optique (1-2) sans induire de perturbation pour l'écoulement .

La méthode des ombres ou ombroscopie est employée dans les domaines d'écoulements où le gradient de la masse volumique évolue . On crée un faisceau de lumière parallèle amené à traverser la veine d'essais avant de rencontrer la plaque photographique qui enregistre l'information contenue dans la lame de gaz , traduite en niveaux d'intensité lumineuse (fig.2-1) .

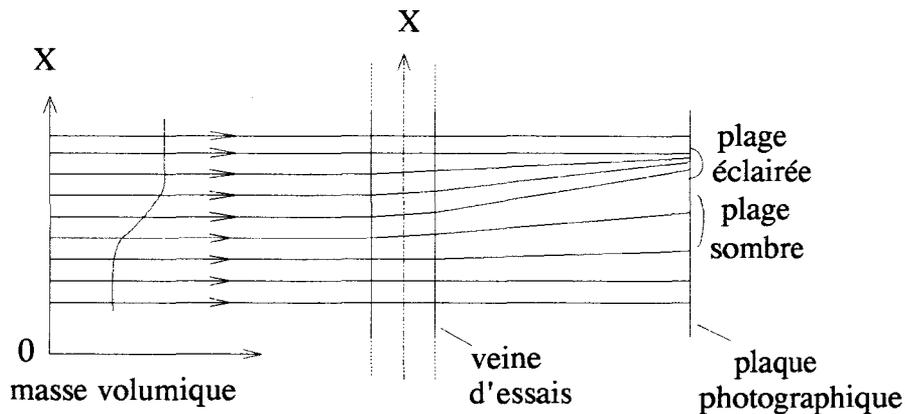


Fig. 2-1 Schéma de principe de l'ombroscopie

La déviation des rayons lumineux suivant l'axe x peut résulter de la présence d'une onde de choc matérialisée par un brusque changement de masse volumique sur une faible distance ; cette onde se caractérisera donc sur la photographie en une ligne sombre bordée par une lisière lumineuse , leur fort contraste permettant une mise en évidence nette de la zone de choc . Un tel montage permet donc de localiser les domaines où varie le gradient de masse volumique ; de même il indique le sens de cette variation .

La méthode des stries ou strioscopie est utilisable quant à elle pour déceler un gradient de masse volumique ; plus sensible que la précédente , elle consiste en l'interception à l'aide d'un couteau strioscopique d'une partie des rayons lumineux déviés dans la chambre d'expériences . Il apparaît ainsi sur un écran des différences d'intensité lumineuse qui renseignent sur la répartition du gradient de masse volumique

dans la veine . Dans le montage particulier utilisé (fig.2-2) , le premier couteau délimite uniquement l'image s de la source lumineuse ; une double traversée de la chambre d'expériences par les rayons lumineux assure une meilleure sensibilité .

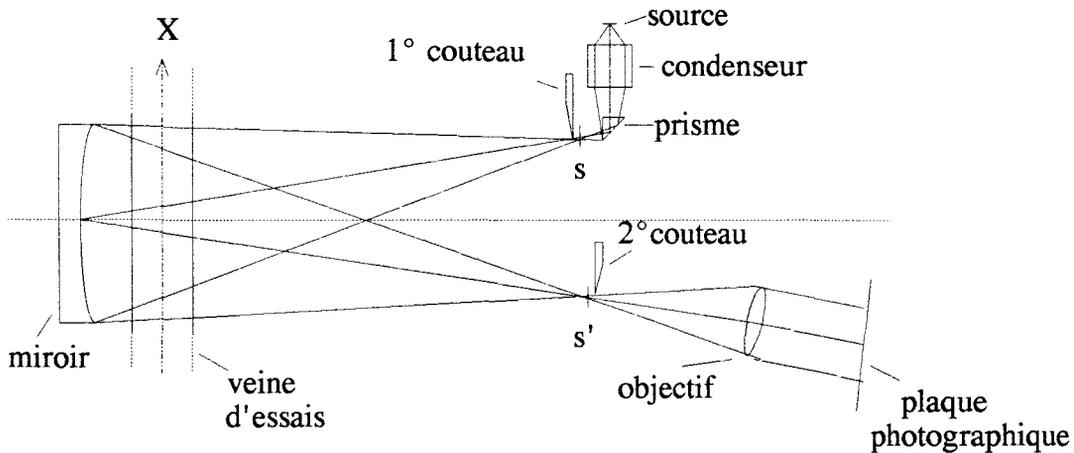


Fig. 2-2 Montage strioscopique utilisé

Enfin , l'interférométrie différentielle est une technique capable de fournir la valeur de la masse volumique (bien que de façon indirecte contrairement à l'interférométrie à faisceaux séparés , moins aisée de mise en oeuvre) , ce qui en fait une méthode quantitative à l'inverse des deux précédentes . Un dispositif biréfringent (un biprisme de Wollaston dans notre cas) formé de deux cristaux uniaxes accolés est ici le composant central du montage (fig.2-3) ; il permet la division d'un faisceau de lumière initial en deux rayons , formant un angle ϵ entre eux , qui pénètrent dans la veine d'essais . La différence des chemins optiques parcourus par les deux faisceaux est mise en évidence par interférence en lumière polarisée (à 45° des axes optiques croisés du biprisme) . Après un étalonnage des différences de marches correspondant aux différentes teintes révélées sur écran obtenues sans écoulement , la comparaison de ces valeurs avec celles de l'écoulement établi permet après intégration d'en déduire la répartition de la masse volumique du gaz dans la veine d'expériences (3) .

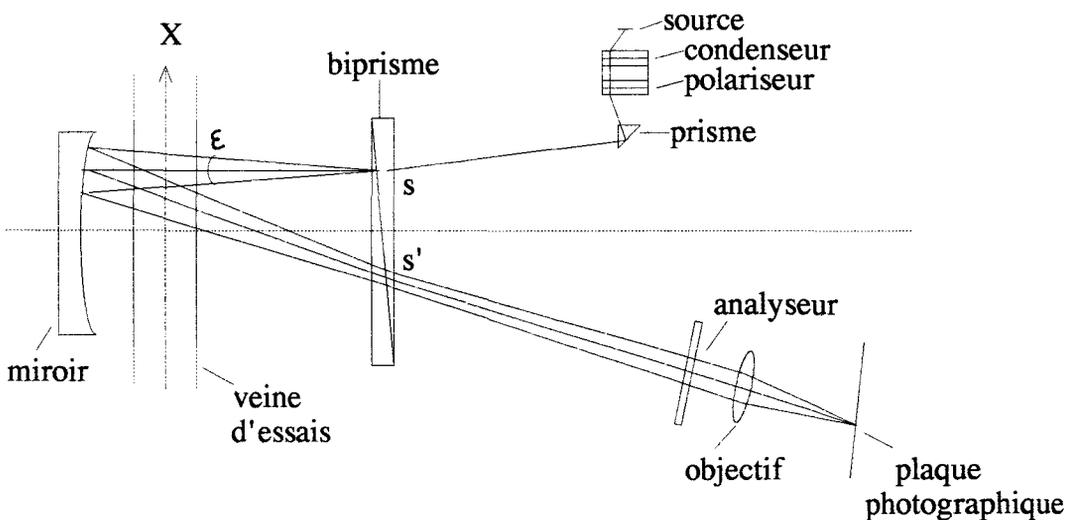


Fig. 2-3 Dispositif interférométrique différentiel retenu

Pour ce qui nous concerne , et bien qu'ayant entrepris successivement les trois méthodes , les résultats sont essentiellement commentés pour leur qualités ombroscopiques . En effet , les clichés obtenus par strioscopie sont apparus *a posteriori* de moins bonne qualité . D'autre part , le montage interférométrique n'a pas permis d'accéder à une quantification car nos conditions d'écoulement mettent en jeu de trop intenses gradients de masse volumique . Néanmoins , des clichés photographiques recueillis grâce à ce procédé sont produits mais commentés essentiellement en fonction des variations du gradient de masse volumique révélées .

II.2.2 Appareillage expérimental

La veine d'expériences utilisée est schématisée sur la figure 2-4 ; elle reproduit de façon bidimensionnelle la configuration axisymétrique de la tuyère étudiée , en respectant l'évolution de la section (les valeurs numériques se trouvent dans l'étude métrologique) . Deux lames de verre transparentes à faces parallèles et de haute qualité optique enserrrent le profil de la tuyère ainsi qu'un plot axial affleurant en son col et simulant l'injecteur liquide .

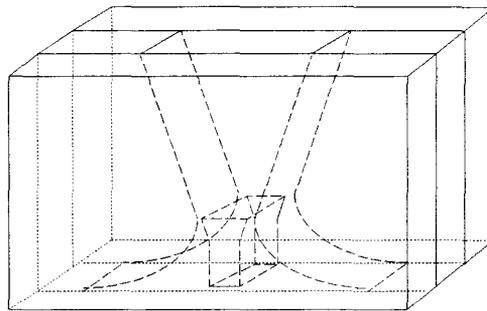


Fig. 2-4 Coupe schématique de la veine d'essais

L'ensemble est fixé sur le dessus d'un boîtier d'alimentation en air comprimé relié au compresseur . La pression génératrice P_0 peut atteindre jusqu'à cinq fois la valeur de la pression ambiante P_a , qui règne dès la sortie de la tuyère . L'agencement général du dispositif ombroscopique figure ci-dessous (fig.2-5) .

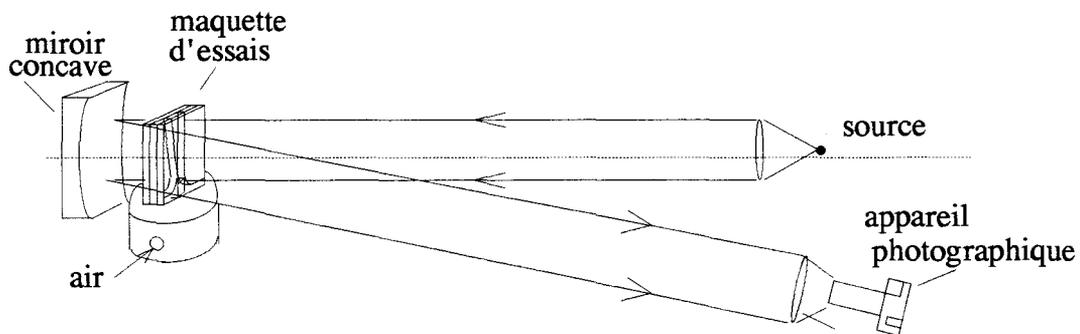


Fig. 2-5 Schéma du dispositif ombroscopique

Une source ponctuelle générant une impulsion lumineuse d'une durée de 300 nanosec. et d'une énergie de 2 Joules émet, via une lentille, un faisceau de lumière parallèle qui traverse la maquette et se réfléchit sur un miroir concave de diamètre 300 mm et d'un rayon de courbure de 2.5 m. ; un appareil photographique (de type reflex Nikon F4 muni d'un objectif 80-200 mm et d'un doubleur de focale) est placé en réception. Les essais sont réalisés à température ambiante, la pression génératrice de l'air à l'intérieur de la boîte d'alimentation peut varier de 2 à 5 P_a .

II.2.3 Résultats

Les résultats sont exposés dans les pages suivantes (fig. 2-6 à 2-20). La fig. 2-6 propose un cliché directement obtenu de la méthode des ombres pour une pression génératrice de 5 P_a . Viennent ensuite des vues de l'écoulement obtenues par strioscopie (fig. 2-7 à 2-10) et par interférométrie (représentées en noir et blanc, fig. 2-11 à 2-20) à différentes pressions génératrices. Au dessous de 3 P_a (fig. 2-7 à 11), les deux parties du jet de gaz débouchant dans le divergent de la tuyère de part et d'autre du plot central exhibent une structure cellulaire de détente et de recompression accolée aux parois. Cette structure va s'amenuisant vers l'aval pour disparaître à mi-longueur de la tuyère où le jet s'homogénéise. Dans la première moitié du divergent règne donc un écoulement à forte vitesse près des parois séparé d'une zone axiale entraînée par ce dernier ; le fort cisaillement entre ces couches de fluide est matérialisé par une ligne de contact résultant de la présence d'un gradient radial de masse volumique. Pour une pression de réservoir quelque peu supérieure (fig. 2-8 à 13), le phénomène observé s'intensifie et présente une augmentation de taille des structures cellulaires de détente/recompression. On note l'apparition d'une zone de détente dès l'abord du divergent. Une transition s'opère à 3.5 P_a (fig. 2-15) avec un net décollement des parois. Les autres clichés (fig. 2-6, 9, 10, 17, 19) relèvent de pressions supérieures et viennent amplifier les faits observés : les deux arrangements cellulaires collatéraux s'écartent davantage des parois de manière à interagir, avec comme conséquence immédiate l'apparition d'une zone de fluide située sur le dessus du culot, désormais séparée de la partie aval du divergent. Le régime sonore de la tuyère est caractérisé par une élévation constante du niveau acoustique avec la pression, entrecoupée dans la phase de transition de pulsations très nettes, une dissymétrie dans l'emplacement du culot tendant à conserver cette qualité impulsionnelle une fois passée la transition.

Les résultats de mesures présentés au paragraphe suivant viennent éclairer cet aperçu qualitatif de l'écoulement porteur.

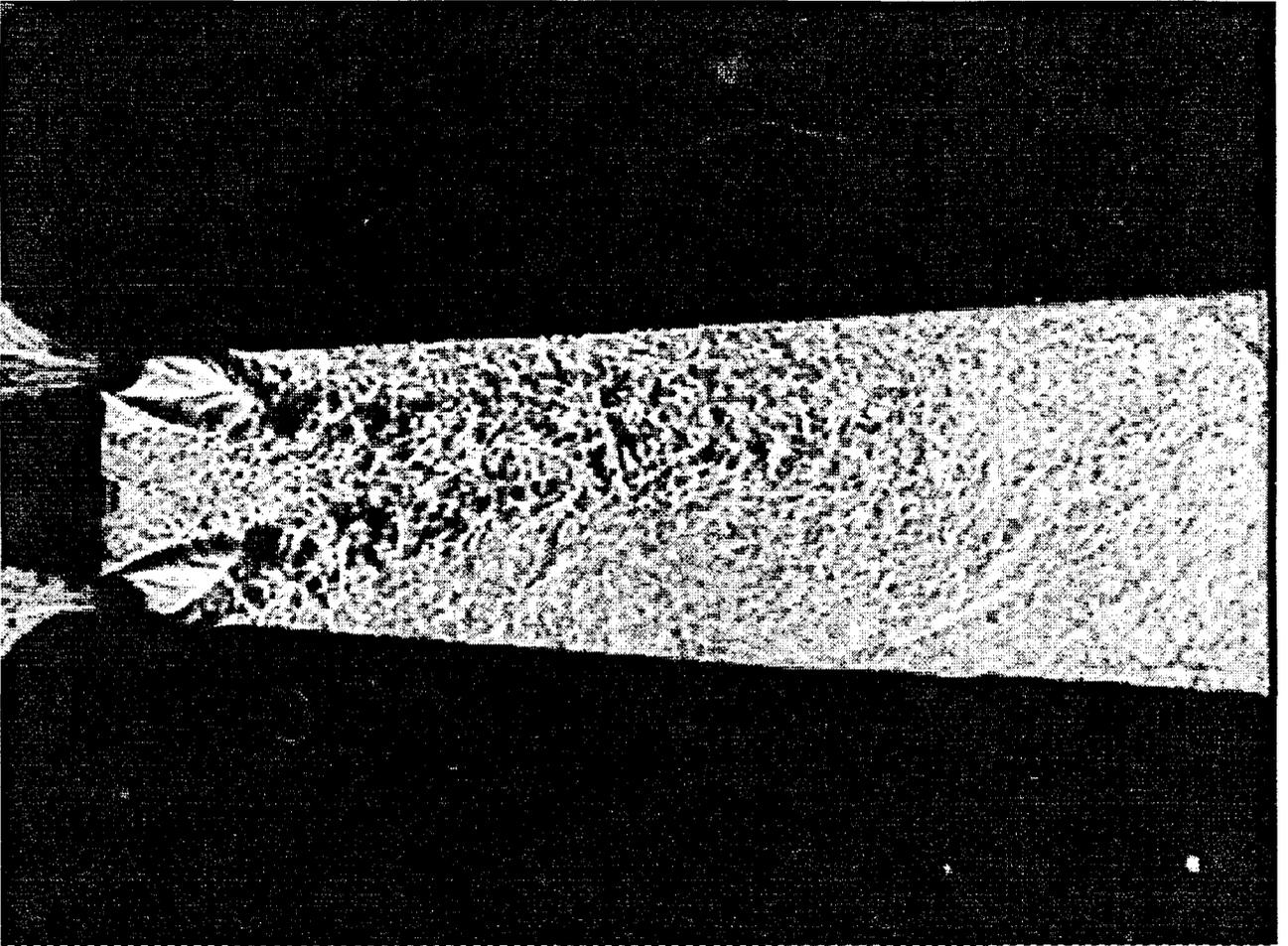


Fig.2-6 Cliché ombroscopique , $P_o = 5 \text{ Pa}$.

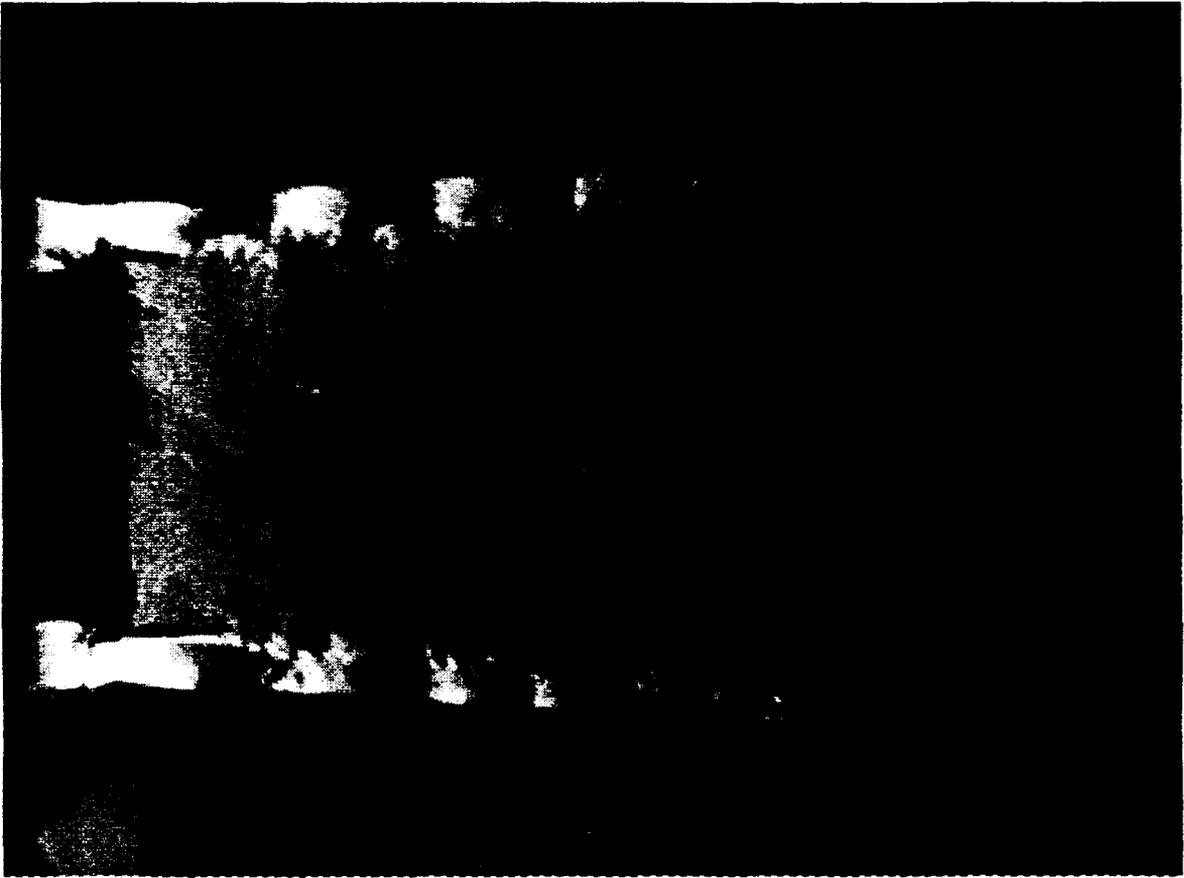


Fig.2-7 Cliché strioscopique , $P_o = 2 \text{ Pa}$.

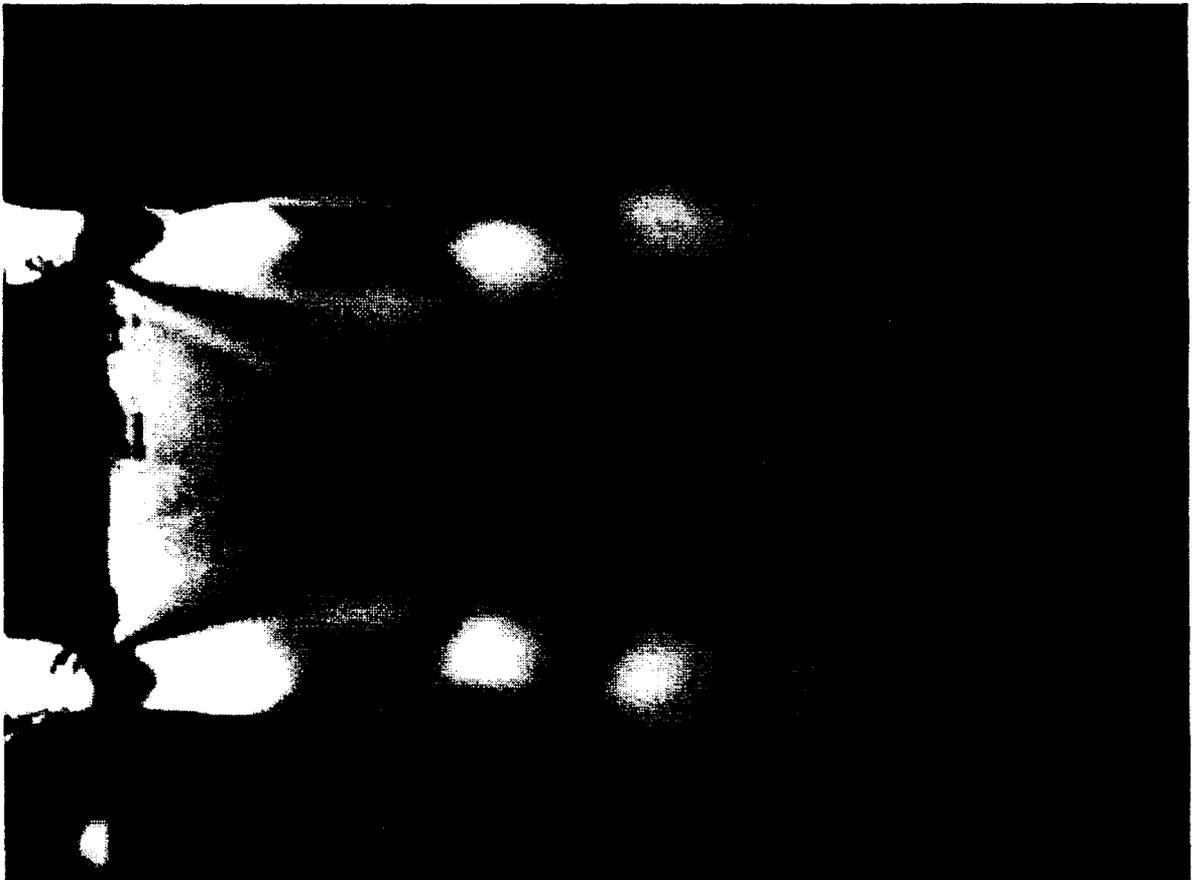


Fig.2-8 Cliché strioscopique , $P_o = 3.5 \text{ Pa}$.

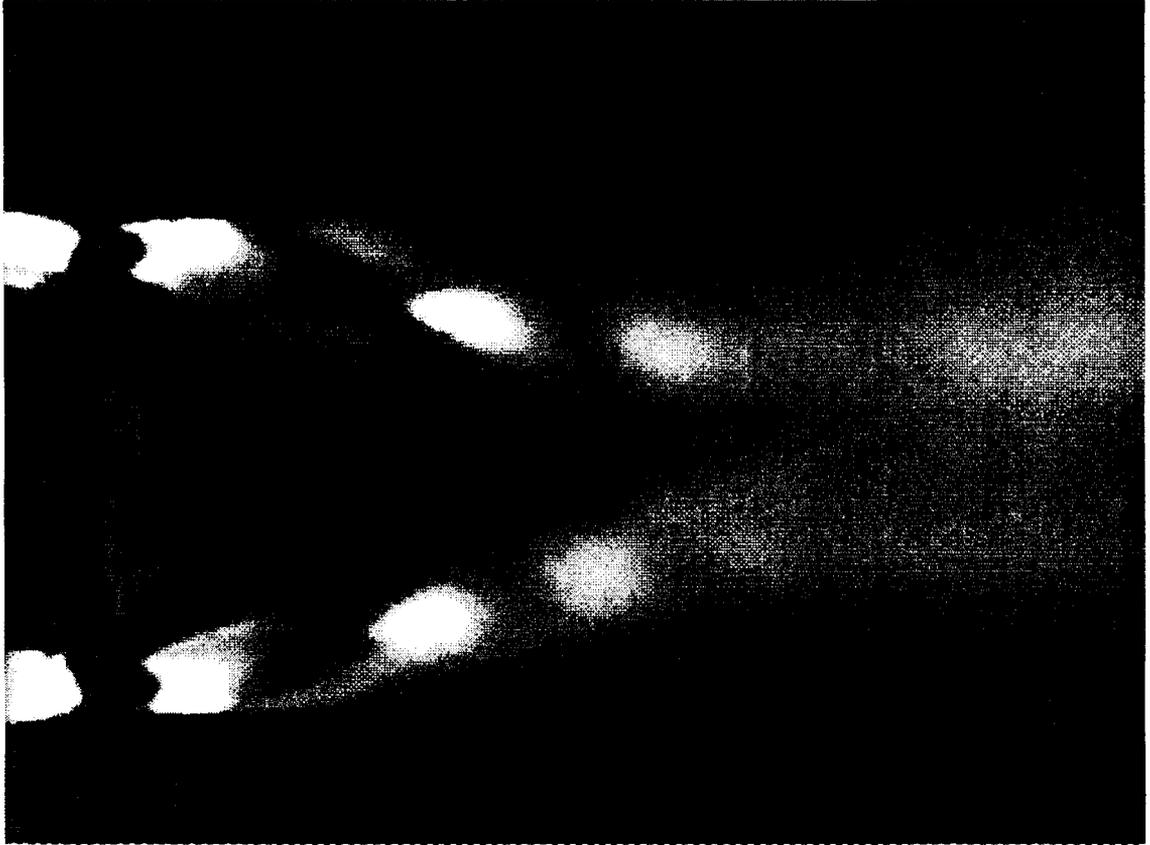


Fig.2-9 Cliché strioscopique , $P_o = 4 \text{ Pa}$.

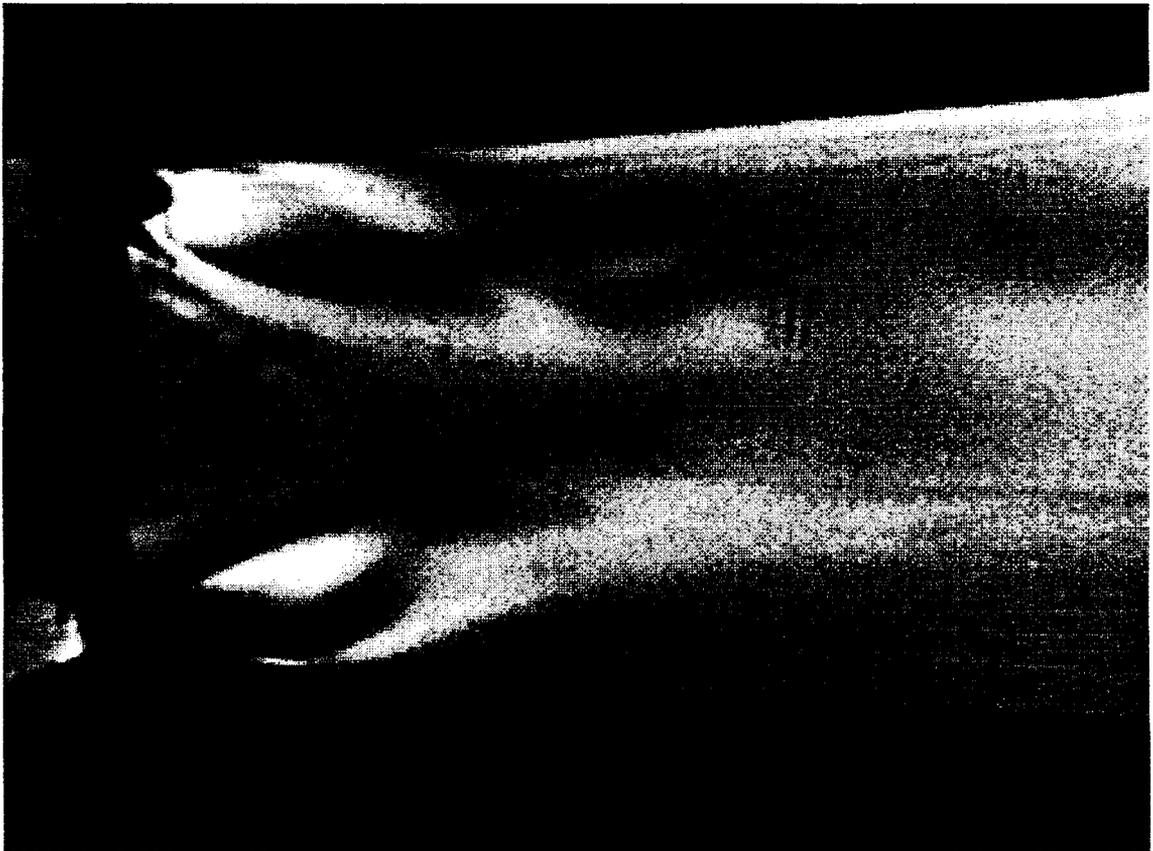


Fig.2-10 Cliché strioscopique , $P_o = 5 \text{ Pa}$.

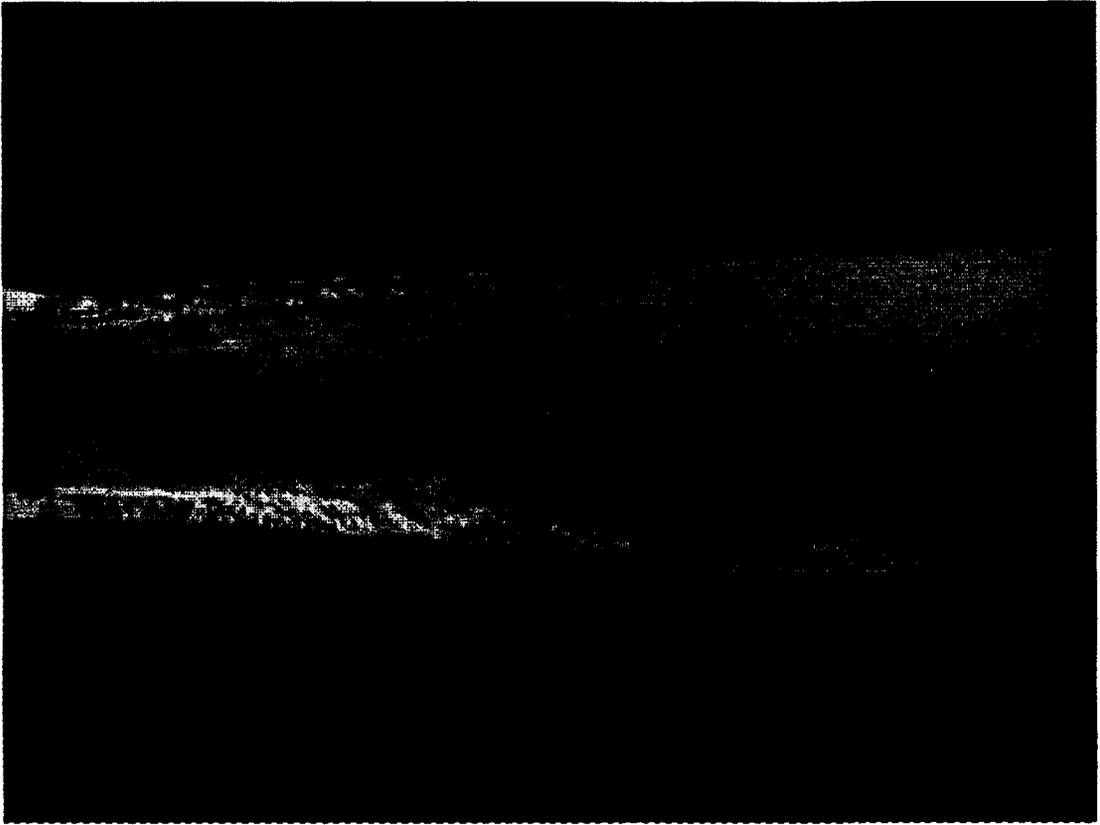


Fig.2-11 Cliché interférométrique , $P_0 = 2 \text{ Pa}$.

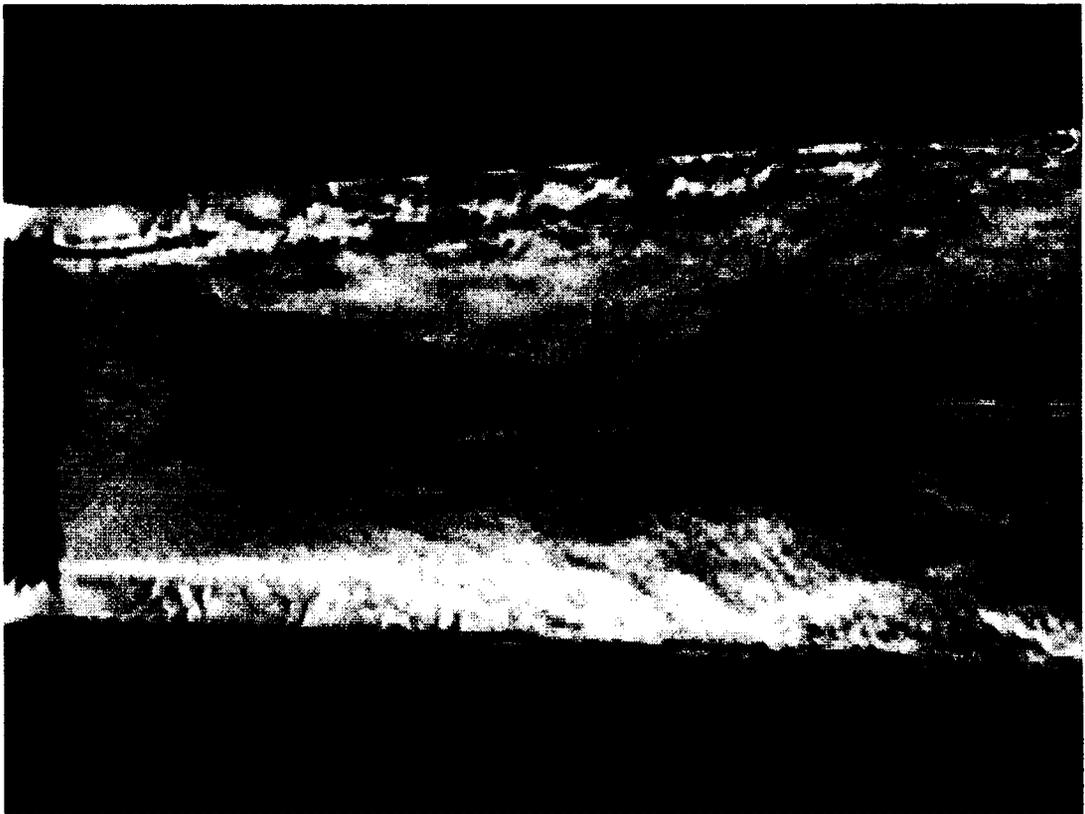


Fig.2-12 Détail du cliché précédent .

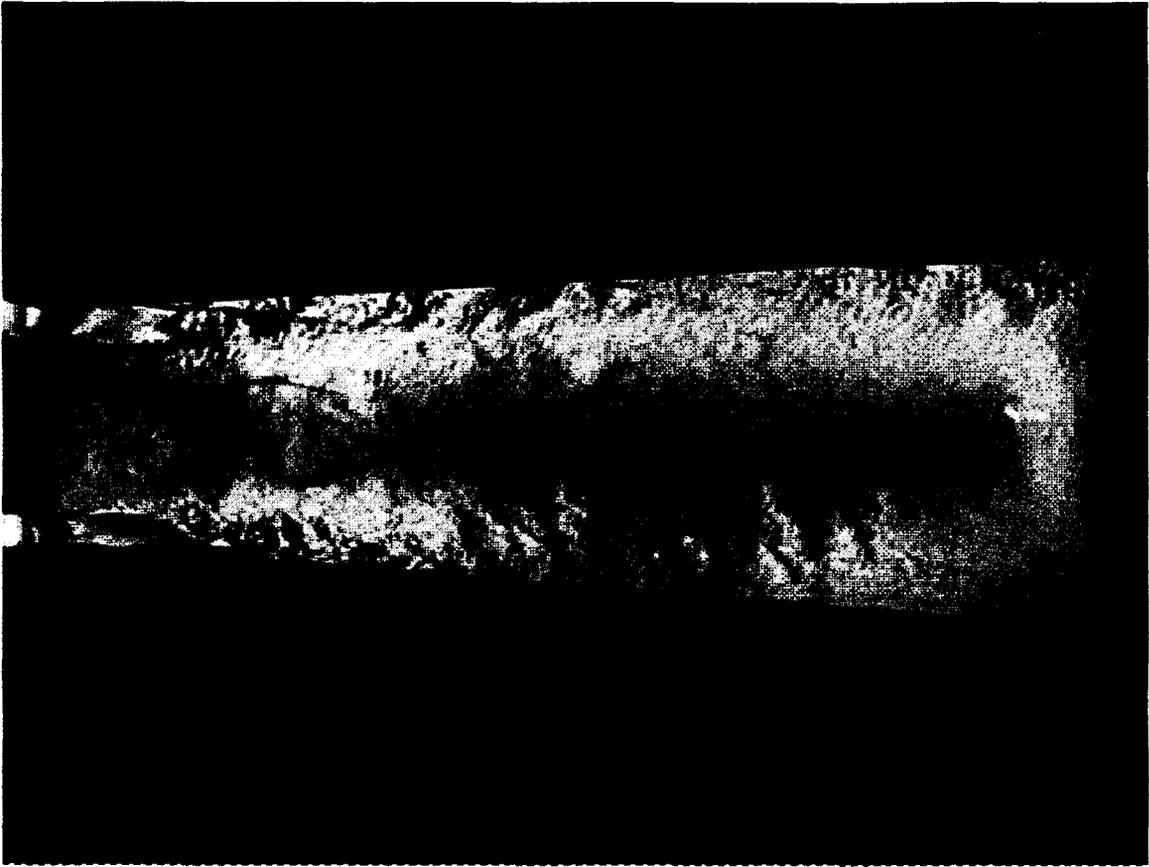


Fig.2-13 Cliché interférométrique , $P_o = 3 \text{ Pa}$.



Fig.2-14 Détail du cliché précédent .

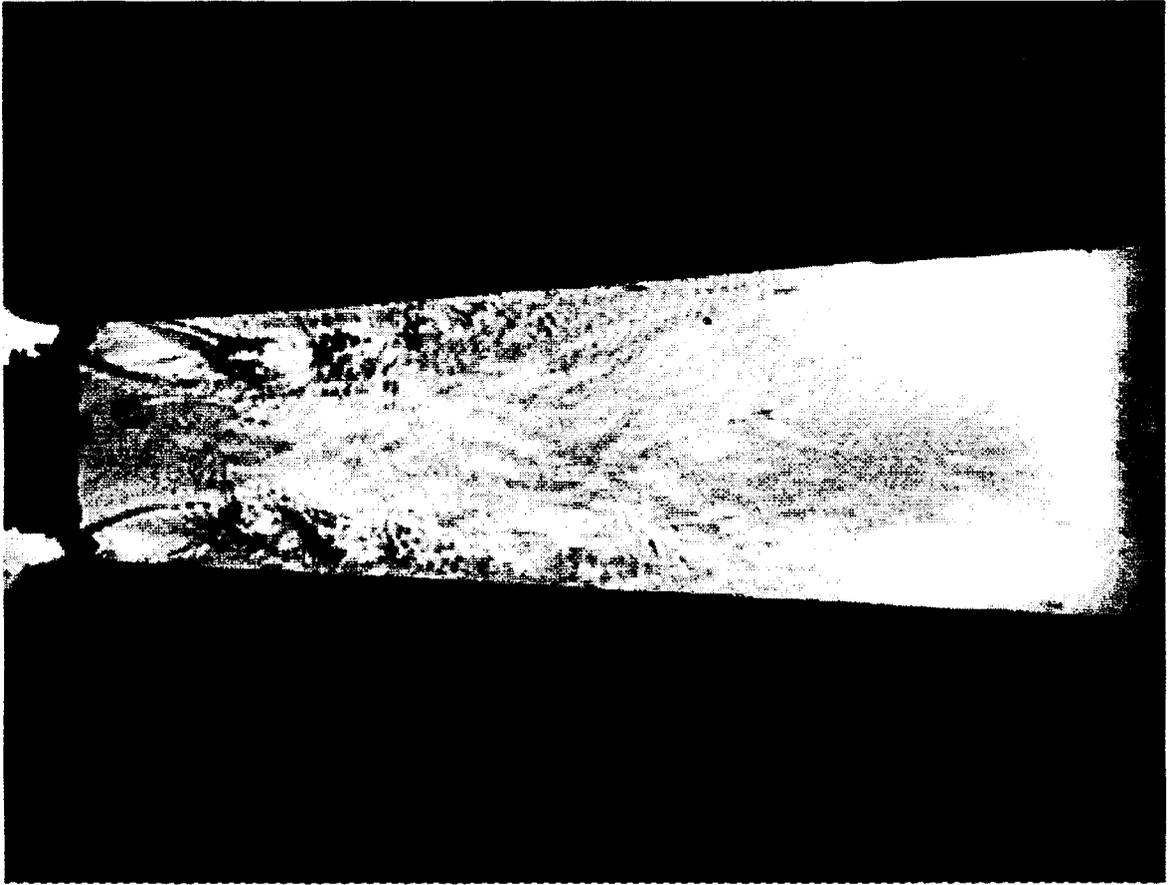


Fig.2-15 Cliché interférométrique , $P_o = 3.5 \text{ Pa}$.

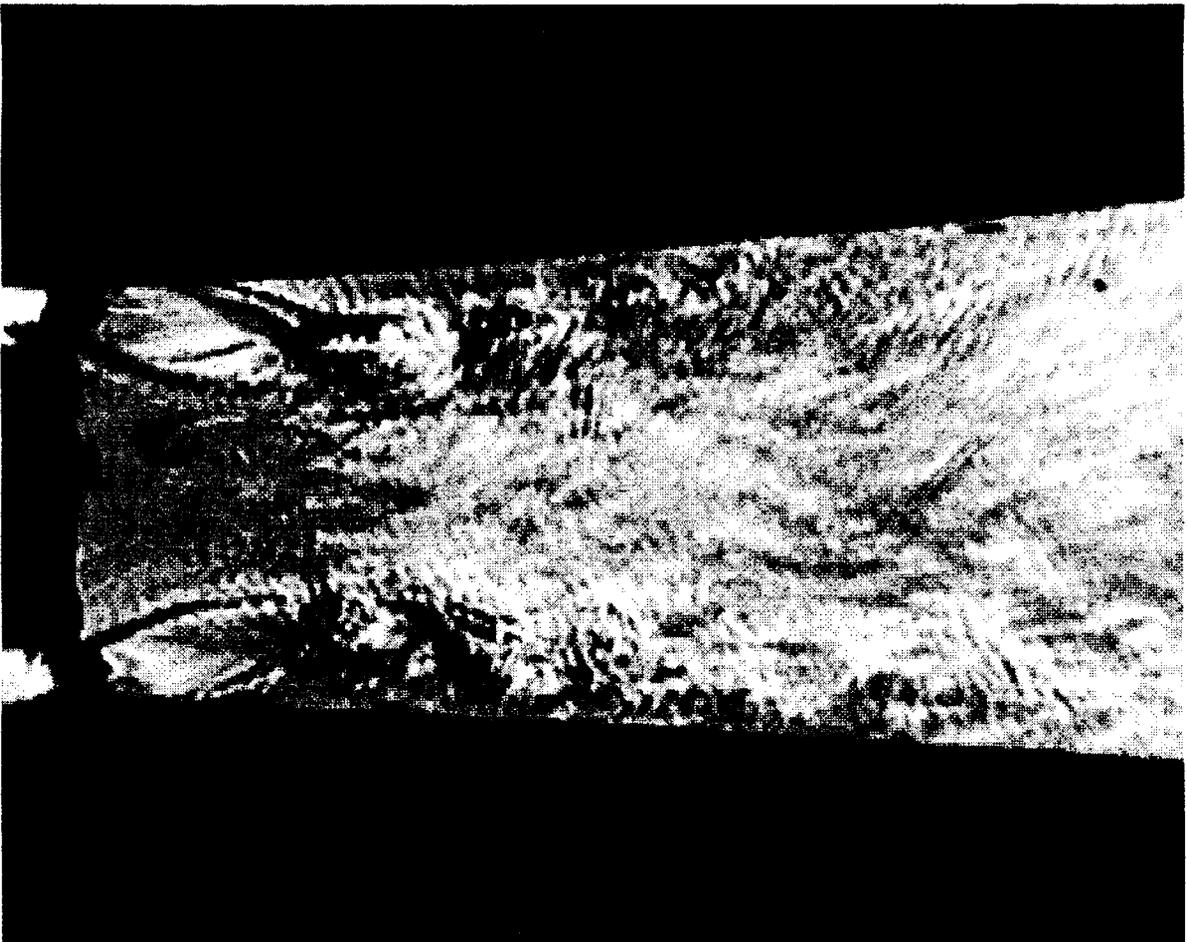


Fig.2-16 Détail du cliché précédent .

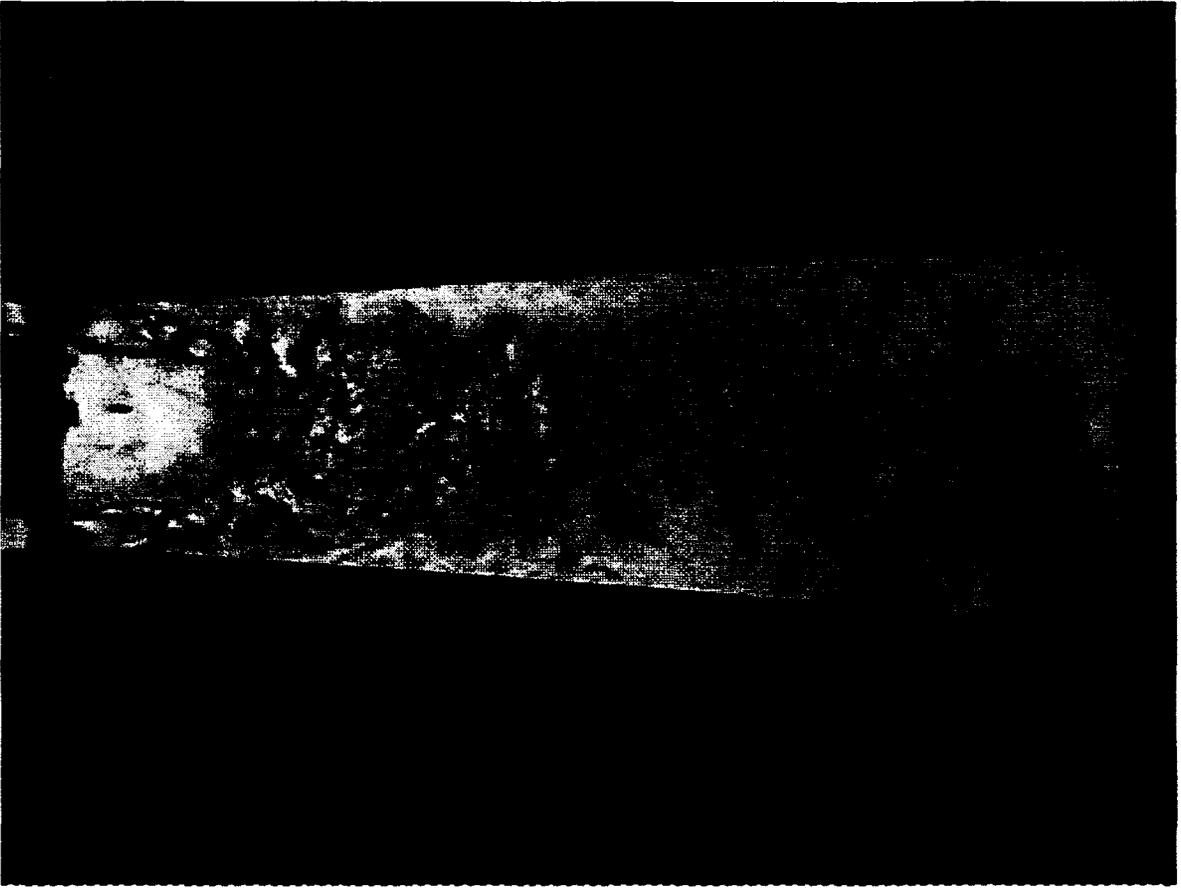


Fig.2-17 Cliché interférométrique , $P_o = 4 \text{ Pa}$.

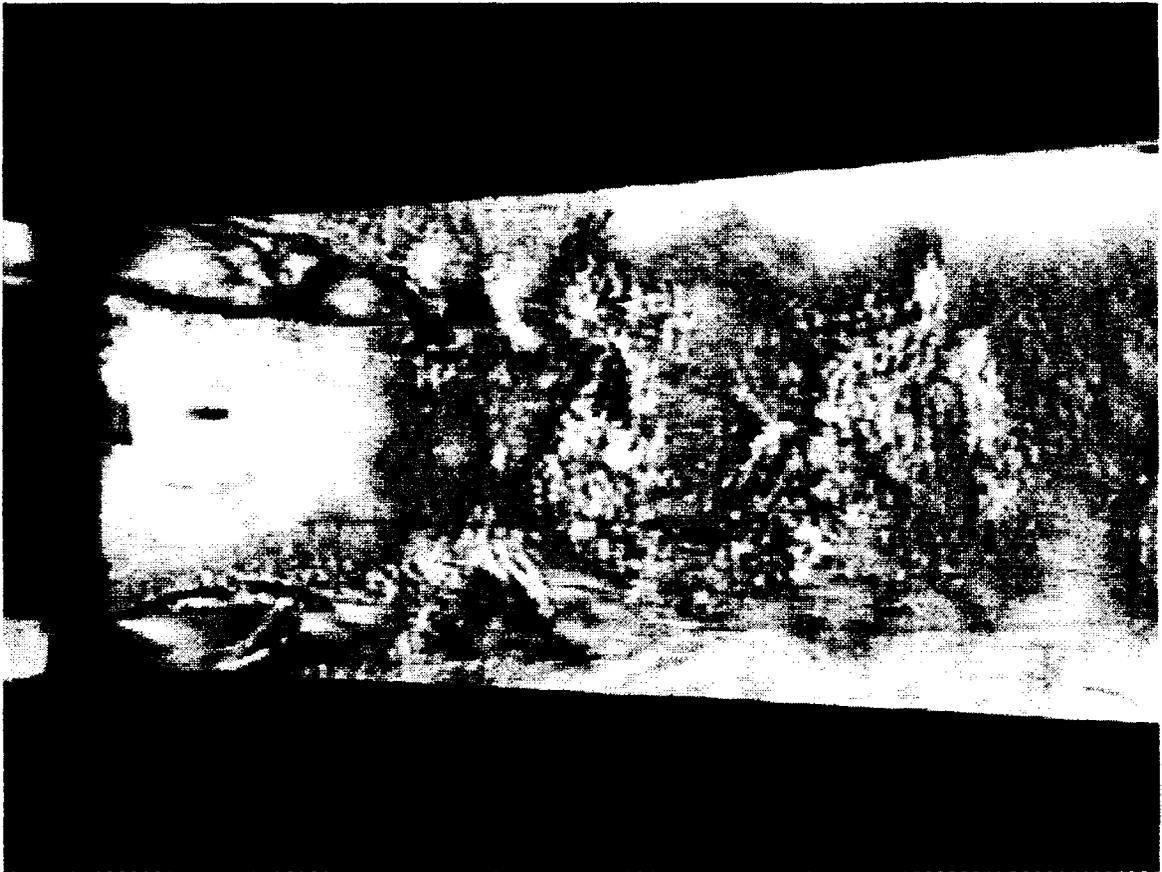


Fig.2-18 Détail du cliché précédent .

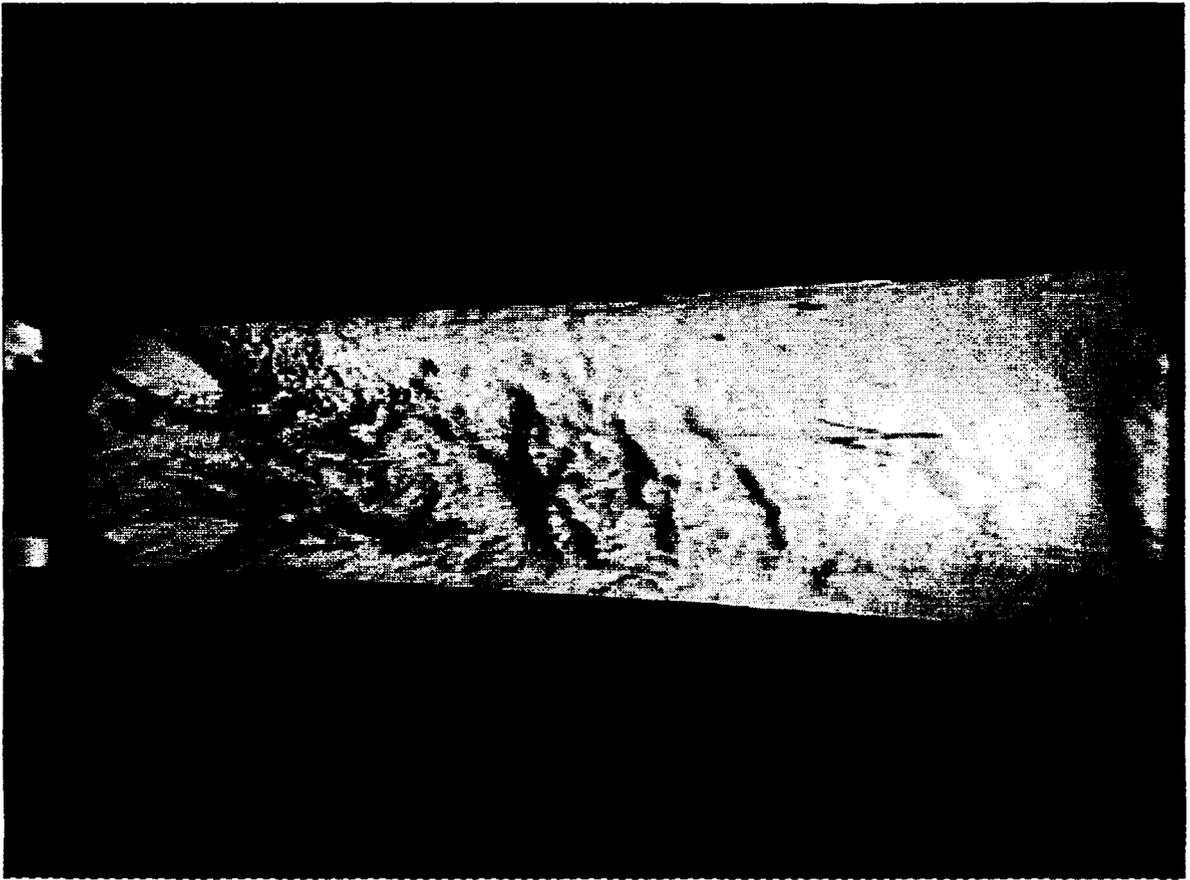


Fig.2-19 Cliché interférométrique , $P_0 = 5 \text{ Pa}$.

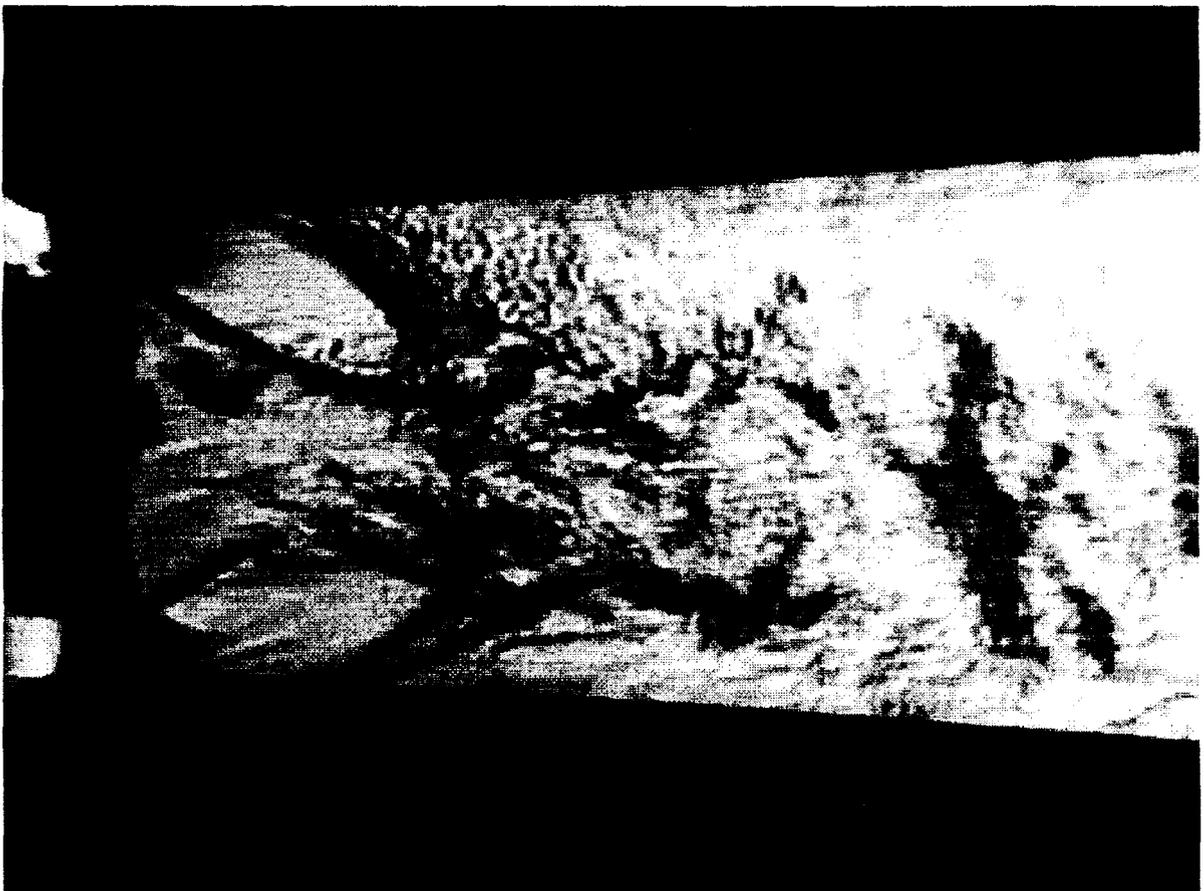


Fig.2-20 Détail du cliché précédent .

II.3 Etude métrologique

Nous nous efforçons ici de mieux cerner les particularités essentielles de l'écoulement en tuyère, cela grâce à des mesures de pression pariétale et à des profils de vitesse en diverses positions du divergent. Ces mesures nous renseignent d'une part sur l'évolution de la pression répartie sur le culot et le long de la tuyère et d'autre part sur la répartition radiale de la vitesse dans la seconde moitié du divergent, en fonction des conditions génératrices. Toutes ces mesures se déroulent sur une maquette transparente en altuglas reproduisant le pulvérisateur de façon homothétique (fig. 2-21), avec le diamètre du culot $D_b = 0.876 D_c$ (diamètre au col), le diamètre de sortie $D_s = 1.28 D_c$ et la longueur du divergent $L_d = 6 D_c$.

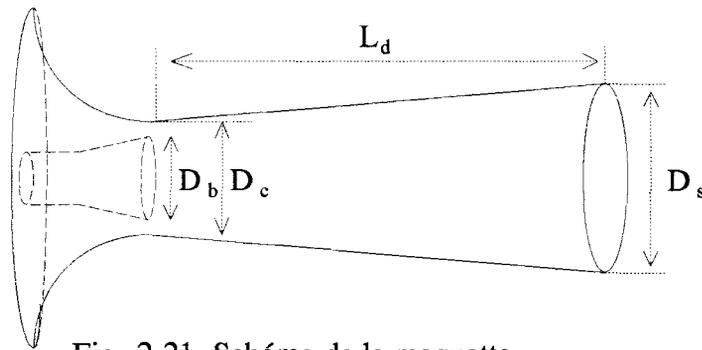


Fig. 2-21 Schéma de la maquette

II.3.1 Mesures de pression pariétale

Une vingtaine de prises de pression de diamètre 0.3 mm sont implantées sur la maquette en altuglas, se répartissant entre le culot (n° 1 à 4) et une demi méridienne de la tuyère (n° 5 à 18). Leur emplacement est détaillé sur la figure 2-22 et le tableau 2-1. La tuyère est assujettie à un boîtier d'alimentation en air comprimé où règnent les conditions génératrices, à savoir la température T_0 et une pression variant de 1.5 à 6.5 P_a . Les mesures sont assurées grâce à un manomètre différentiel portatif de précision 0.01 bar.

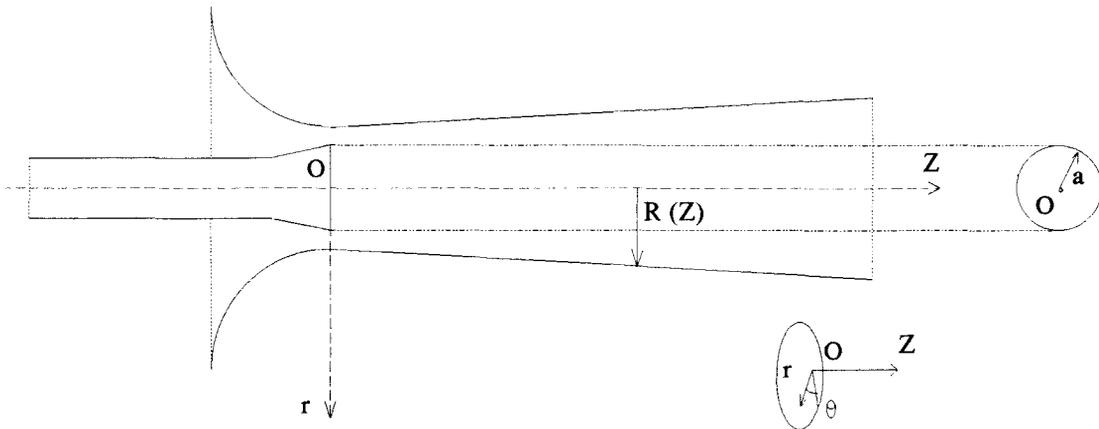


Fig. 2-22 Vue en coupe de la tuyère (avec détail du dessus de l'injecteur) liée au référentiel en coordonnées cylindriques (O r θ Z) ; R(Z) est le rayon du divergent pour chaque point axial Z ; on pose $a = D_b / 2$.

| N° | 1 | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 | 7 | 8 | 9 | 10 | 11 | 12 | 13 | 14 | 15 | 16 | 17 | 18 |
|------------------|------|-----|---|------|------|------|------|------|------|------|------|------|------|------|------|------|------|------|
| r | 2a/3 | a/3 | 0 | 2a/3 | R(Z) |
| θ | 0 | 0 | 0 | π/4 | 0 | 0 | 0 | 0 | π/3 | 2π/3 | 0 | 0 | 0 | 0 | π/3 | 2π/3 | 0 | 0 |
| Z/L _d | 0 | 0 | 0 | 0 | .007 | .033 | .08 | .17 | .17 | .17 | .27 | 0.4 | .057 | .73 | .73 | .73 | 0.9 | .98 |

Tab. 2-1 Position des prises de pression pariétale dans la tuyère

Les résultats sont regroupés dans les pages suivantes (fig. 2-23 à 2-26) . En nous intéressant en premier lieu à la pression de culot , il apparaît deux régimes différents qui se succèdent suivant la valeur de la pression génératrice (fig. 2-26) . Lorsque cette dernière évolue jusqu'à atteindre une valeur de $3.5 P_a$, la pression sur la base de l'injecteur diminue quasi linéairement pour atteindre un minimum où une transition s'opère comme nous l'évoquions déjà lors des observations ombroscopiques .

Au-delà de cette valeur , $\frac{P_b}{P_a}$ amorce une ascension linéaire dont la pente est toutefois plus faible que précédemment (en valeur absolue) . Auditivement , ceci se traduit par une nette alternance entre deux niveaux sonores s'intensifiant graduellement et entrecoupés de vives fluctuations . Cette évolution peut sembler paradoxale à moins de se rappeler les visualisations (et notamment la fig. 2-15) ; c'est en effet au-dessus d'une pression génératrice de $3.5 P_a$ que le domaine du fluide situé sur le culot ne communique plus avec la partie aval de l'écoulement , par le fait qu'il se trouve entièrement logé entre les surfaces de contact du jet pariétal .

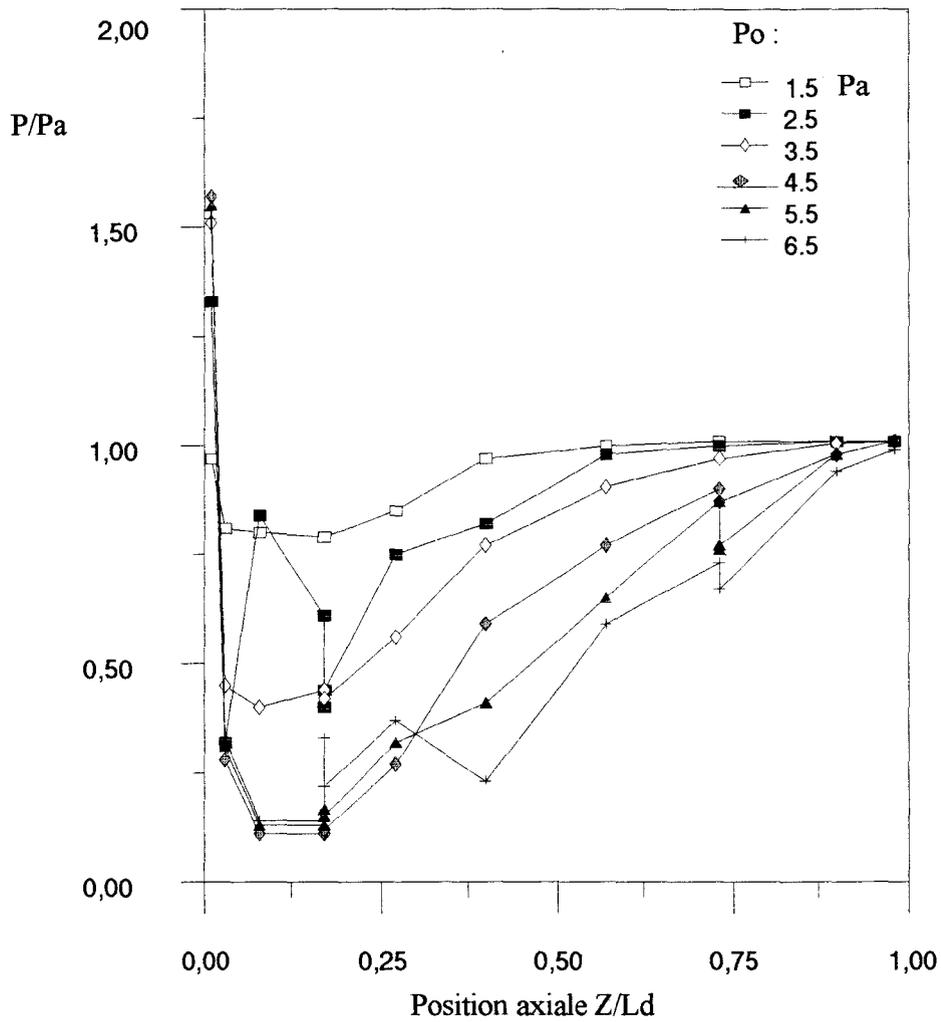


Fig. 2-23 Evolution de la pression pariétale le long de la tuyère, pour différentes pressions génératrices P_0 .

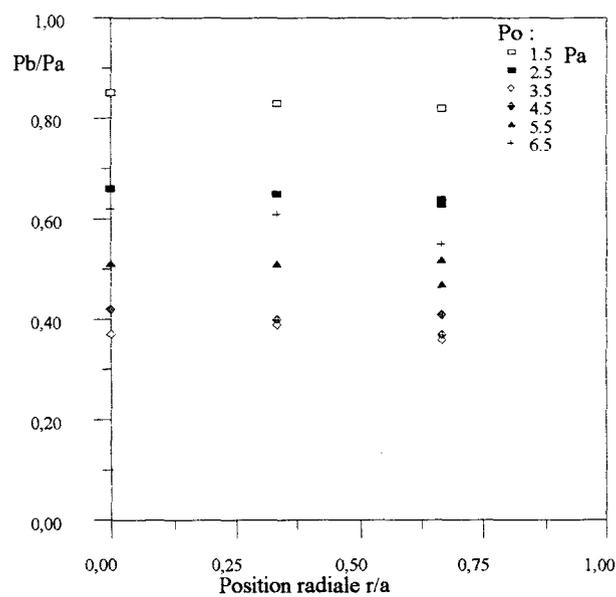


Fig. 2-24 Evolution de la pression de culot selon la position radiale, pour différentes pressions génératrices.

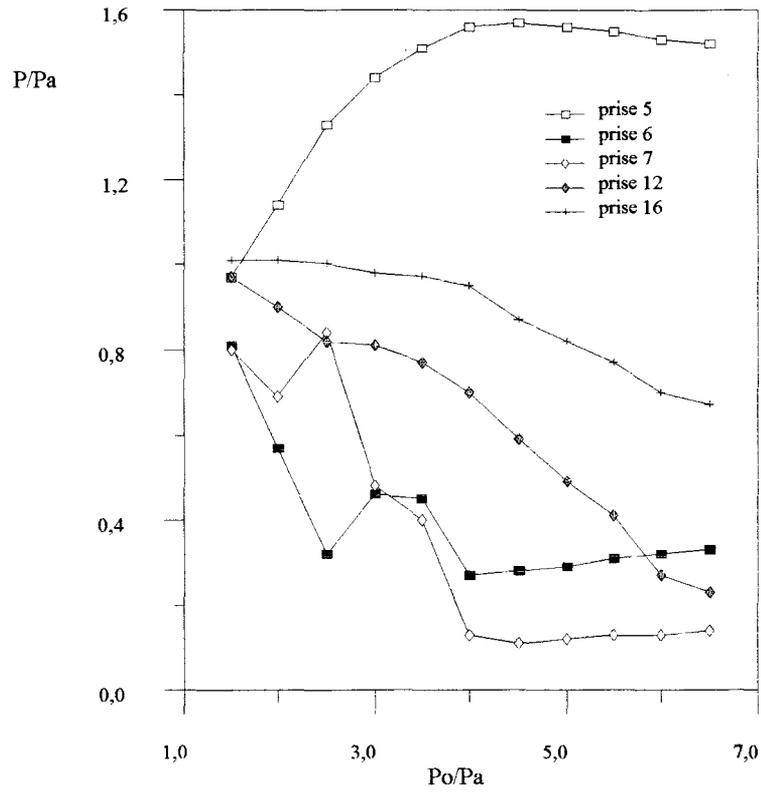


Fig.2-25 Evolution de la pression pariétale en fonction de la pression génératrice , pour différentes prises de pression le long de la tuyère .

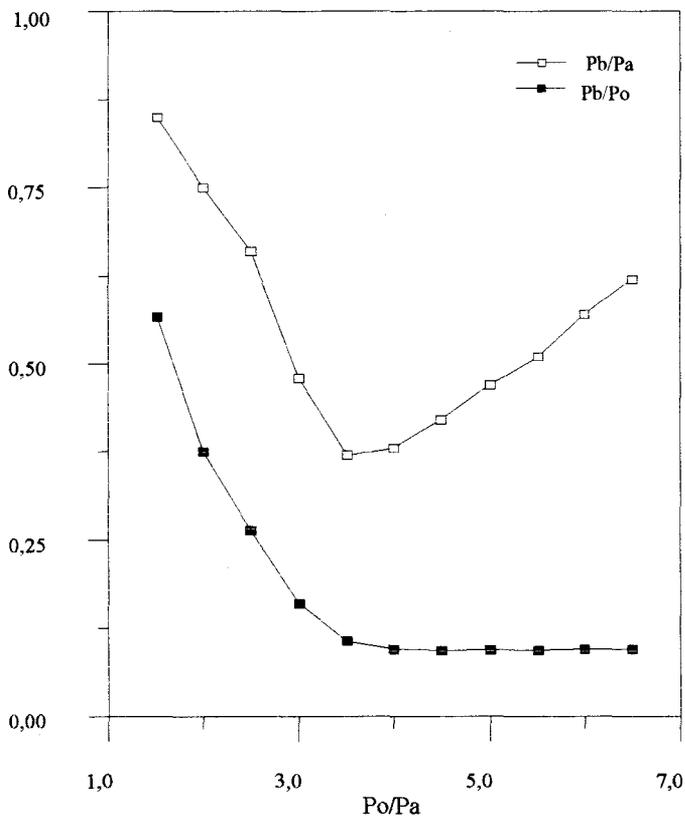


Fig.2-26 Représentations de la pression de culot en fonction de la pression génératrice .

Ne parvenant plus à recevoir d'informations de l'aval, cette zone est essentiellement subordonnée à l'écoulement amont. C'est ce qu'illustre la représentation de la pression de culot adimensionnée par la pression génératrice (fig. 2-26), cette quantité devenant constante dans le second régime. Cette constante dépend bien évidemment du rapport des sections amont et aval de l'élargissement brusque. Connaissant cette dépendance, il devient possible de prédire la pression de base quelle que soit la tuyère. La figure 2-24 pose d'autre part la répartition radiale de la pression sur le sommet de l'injecteur, selon différentes pressions génératrices. Il en ressort une légère diminution de pression du centre du plot vers la périphérie, reflet des conditions dynamiques qu'imprime la recirculation du fluide. Un léger défaut de symétrie axiale dans le positionnement de l'injecteur en tuyère accentue l'écart de pression, révélé par la comparaison entre les prises n° 1 et 4 placées à $\pi/4$ l'une de l'autre.

Si l'on considère maintenant les valeurs mesurées le long d'une méridienne du divergent, ce pour une pression génératrice variant de 1.5 à 6.5 P_a , les profils de pression ainsi formés sont révélateurs du régime d'écoulement (fig. 2-23). A la pression génératrice de 2.5 P_a , la détente initiale à l'entrée du jet dans le divergent est suivie d'une brusque recompression; c'est le seul cas où un choc pourrait être décelé au vu de la conformation des différentes courbes. Le raccord à la pression ambiante régnant en sortie s'effectue à une distance s'éloignant vers l'aval conjointement avec l'accroissement de la pression génératrice, en pente relativement douce, ce qui semblerait démontrer une transition continue supersonique-subsonique, avec une configuration de tuyère adaptée pour $P_0 \approx 5 P_a$. Un fait notable constitue la détente initiale abrupte où un minimum de 0.1 P_a est atteint pour $P_0 \geq 4 P_a$, à partir de laquelle une certaine invariance est observée. Des prises de pression aménagées le long du périmètre du divergent en deux sections différentes (n° 8 à 10 et 14 à 16) permettent d'apprécier la symétrie de l'écoulement, qui n'est ici prise en défaut qu'à pression génératrice relativement élevée. Un ajustement de la position de l'injecteur en tuyère par l'uniformisation de ces pressions pariétales peut constituer un moyen commode du contrôle d'axisymétrie. L'évolution de la pression pariétale suivant P_0 pour une position axiale donnée (fig. 2-25) dénote une certaine constance aux emplacements proches du col (prises n° 5 à 7) une fois atteinte la pression génératrice de transition.

II.3.2 Mesure du champ des vitesses

Des mesures locales de la vitesse du fluide au sein de la tuyère ont été entreprises par anémométrie Doppler laser. Ce procédé non intrusif consiste à détecter les fluctuations d'intensité produites par des particules en mouvement traversant un faisceau lumineux (4). Deux rayons lumineux issus d'un même laser se croisent en un petit volume de mesure où ils interfèrent pour former un réseau de franges, perpendiculaires au plan formé par les deux rayons, et alternativement brillantes et sombres (fig. 2-27). Les particules placées dans le fluide et véhiculées par lui traversent ce réseau et sont illuminées à une fréquence directement reliée à la composante de la vitesse du fluide perpendiculaire aux franges, la lumière diffusée étant captée grâce à un photomultiplicateur.

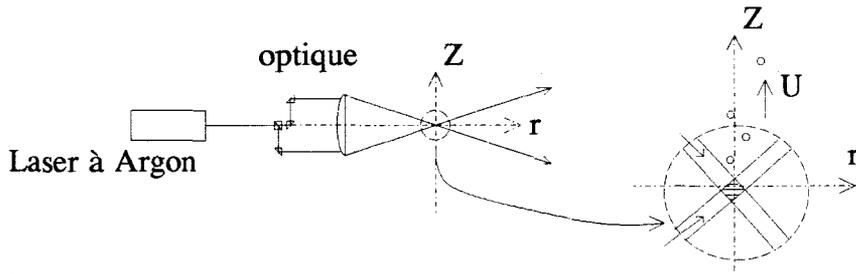


Fig. 2-27 Schéma de principe de l'anémométrie laser

Notre matériel se compose d'un laser à argon d'une puissance de 5W et d'un système optique DISA permettant la mesure de deux composantes de vitesse avec diviseur de faisceau, cellule de décalage en fréquence, réception du signal en diffusion avant ou arrière et banc de déplacement tridimensionnel. L'information recueillie par le photomultiplicateur (PM) transite par un compteur de périodes relié à un microordinateur se chargeant du traitement et de la représentation des données (fig.2-28).

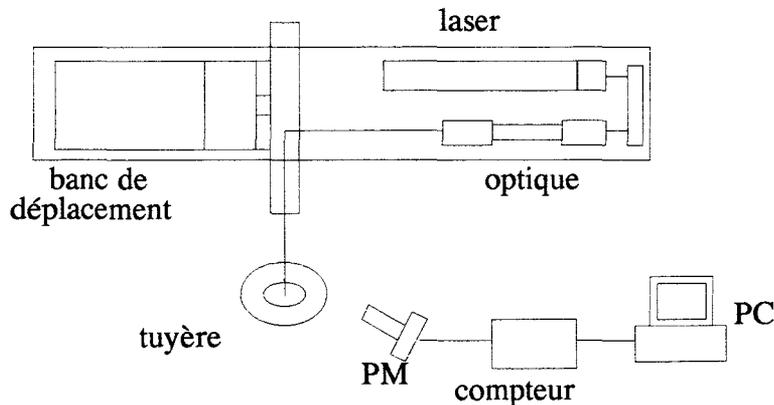


Fig 2-28 Schéma du dispositif anémométrique

Nous nous sommes intéressés essentiellement à un sondage de la composante axiale de la vitesse dans le divergent. Etant donné le caractère partiellement supersonique de l'écoulement, il ne nous a pas été permis d'utiliser la cellule de Bragg de décalage en fréquence, indicatrice du sens de l'écoulement. En effet, son électronique associée présentait une bande passante par trop limitée en entrée. L'indétermination du sens de la vitesse peut être embarrassant à proximité des parois ainsi que dans les zones de recirculation où une inversion de l'écoulement est possible. La seconde difficulté émane de l'ensemencement du champ de mesures à l'aide de particules adaptées. La présence naturelle de poussières dans l'air employé ne satisfaisant pas à un signal correct, même dans le cas d'une diffusion avant, le potentiel pulvérisateur du fluide porteur fut mis à contribution sur une injection d'eau au travers des prises de pression pariétales de la tuyère. Les gouttelettes (dont les dimensions ne dépassent pas quelques dizaines de microns) formées et solidifiées par l'action de la détente en début de divergent ont permis un comptage acceptable de particules validées, à l'exclusion toutefois de la première moitié du divergent. Les résultats des mesures apparaissent sur les figures 2-29 et 2-30.

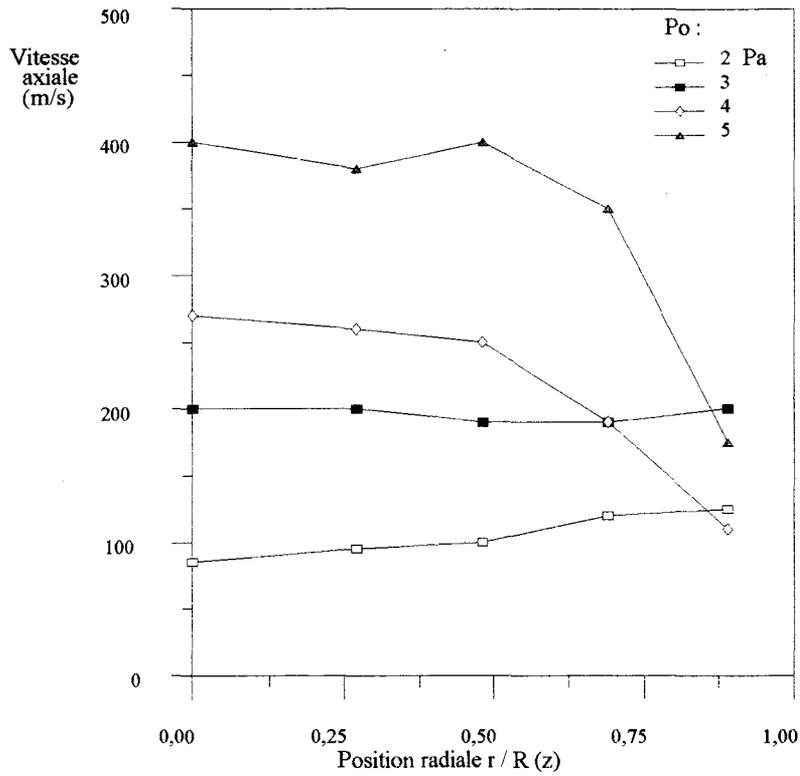


Fig. 2-29 Profils de vitesse axiale en $Z/Ld = 0.59$ pour différentes pressions génératrices .

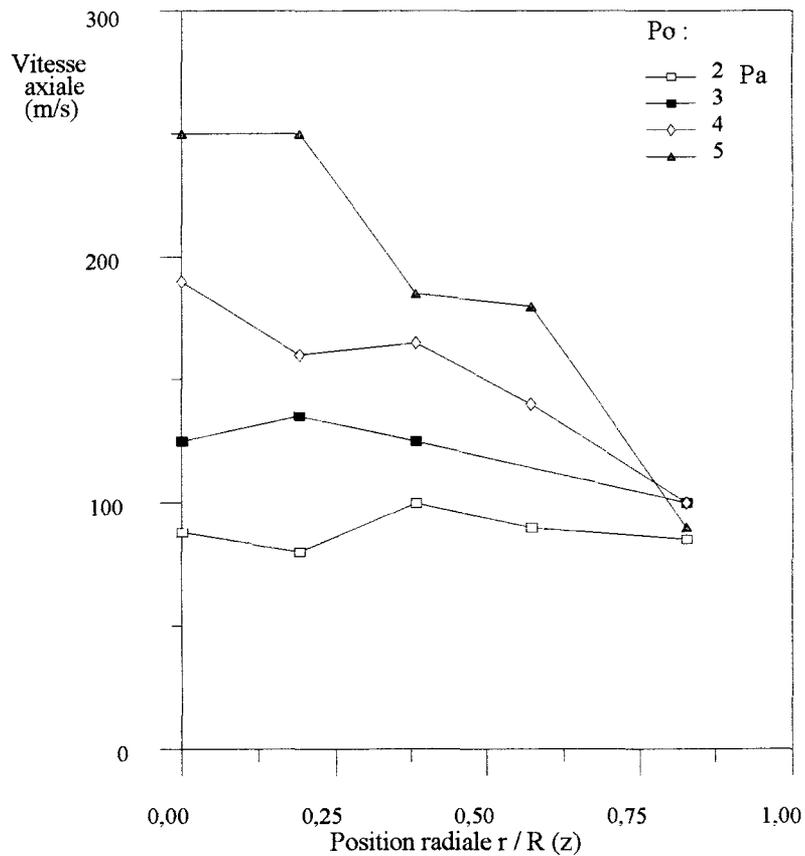


Fig. 2-30 Profils de vitesse axiale en $Z/Ld = 0.92$ pour différentes pressions génératrices .

Deux profils de la vitesse axiale en aval du col de la tuyère sont donnés, l'un en $Z/Ld = 0.59$ (fig. 2-29) et le suivant en $Z/Ld = 0.92$ (fig. 2-30). L'erreur commise sur les mesures est donnée comme proche du pourcent. Pour une pression génératrice égale à 2 ou 3 fois la pression ambiante P_a , le profil est sensiblement uniforme dès l'abord de la seconde partie du divergent, avec cependant des vitesses quelque peu supérieures près des parois (fig.2-29) ou, davantage vers l'aval, entre les parois et l'axe (fig.2-30), reflétant la distribution des vitesses initialement élevées près des parois. A pression génératrice plus importante, le profil des vitesses acquiert une tendance parabolique de plus en plus marquée vers la sortie de tuyère. Comme le laissent prévoir les mesures de pression pariétales, la transition supersonique-subsonique s'accomplit bien avant la sortie du divergent et est déjà effective en $Z/Ld = 0.59$, excepté pour $P_o = 5 P_a$.

Les données expérimentales extraites des champs de pression et de vitesse seront confrontées dans les paragraphes suivants à des prédictions de type analytiques et numériques.

II.4 Prédiction analytique de la pression de culot

Des travaux antérieurs se rapportant à l'étude d'un brusque élargissement de section d'une veine rectangulaire (5-6) et axisymétrique (7) ont souligné l'existence de deux régimes d'écoulement suivant la valeur du rapport de la pression génératrice à la pression ambiante. Si ce rapport augmente continuellement à partir des conditions assurant un nombre de Mach $M \geq 1$ à l'abord de l'élargissement on trouve en premier lieu un régime dit mixte, qui se traduit pour la pression de culot par une évolution décroissante; le jet d'entrée ne parvient pas à occuper toute la section du conduit élargi et perd rapidement de son intensité. Le domaine supersonique est de ce fait réduit à la fois axialement et radialement. Une zone subsonique subsiste entre le culot et l'aval: la pression de culot reste donc assujettie aux conditions en aval et notamment à la pression ambiante. A partir d'une certaine valeur de la pression génératrice on rencontre un second régime, appelé supersonique. La pression de culot est maintenant entièrement régie par l'amont de l'écoulement puisque les conditions supersoniques occupent ici toute la largeur de la veine.

1) Premier régime

Venons-en au développement de la pression de culot dans le premier régime, ou régime mixte, où l'aval de l'écoulement communique avec le domaine de fluide situé au-dessus du culot. A une pression génératrice suffisante pour assurer un amorçage du col et néanmoins en-deçà d'une certaine valeur, afin d'admettre le retour à l'uniformisation du jet en sortie de tuyère, il est possible de prédire l'évolution de la pression de culot.

Les hypothèses sont donc les suivantes :

- L'écoulement est unidimensionnel dans le plan vertical de l'injecteur ainsi qu'en sortie de tuyère ; approximation d'un gaz parfait.
- Les forces volumiques sont négligées .
- L'écoulement est adiabatique et stationnaire .
- Les conditions critiques sont atteintes au col de la tuyère .
- La pression ambiante est atteinte en sortie de tuyère (jet subsonique en sortie)

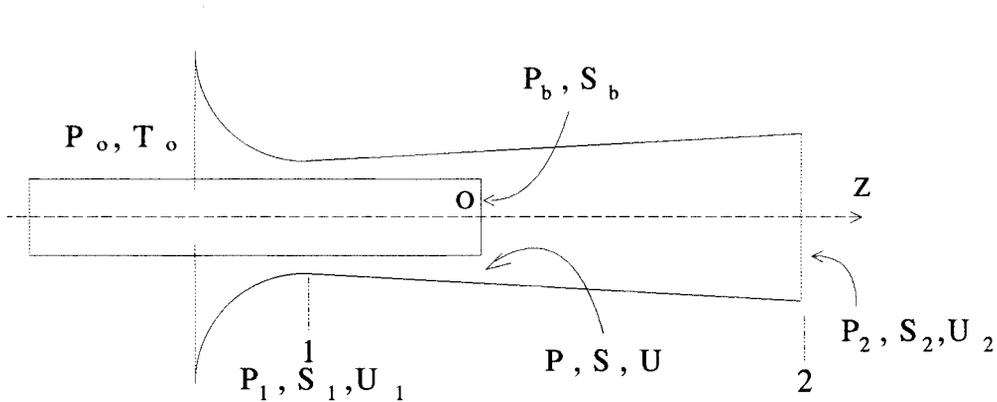


Fig. 2-31 Terminologie des notations adoptées

Les conditions génératrices sont données par la pression P_0 et la température T_0 . On désigne par P_1 , U_1 et S_1 les variables situées au col de la tuyère. La section dans le plan de l'injecteur est définie grâce à deux ensembles de variables, l'un pour l'anneau de passage de section S où le gaz a la pression P et la vitesse U , et l'autre pour le dessus du culot axial de surface S_b où l'on trouve une pression P_b . A la section de sortie correspondent P_2 , U_2 et S_2 .

Les hypothèses précitées permettent de poser :

$$\begin{aligned} P_2 &= P_a \quad , \\ U_1 &= c_1 \quad . \end{aligned}$$

On écrit les équations sous forme globale pour le domaine compris entre l'injecteur et la sortie de la tuyère en tenant compte des hypothèses postulées :

- Bilan de masse

$$[1] \quad S \rho U = S_2 \rho_2 U_2 \quad .$$

- Bilan d'énergie

$$[2] \quad h + \frac{U^2}{2} = h_2 + \frac{U_2^2}{2} ,$$

soit

$$[3] \quad \frac{\gamma}{\gamma-1} \frac{P}{\rho} + \frac{U^2}{2} = \frac{\gamma}{\gamma-1} \frac{P_2}{\rho_2} + \frac{U_2^2}{2} .$$

A l'aide de [1], et puisque $c^2 = \frac{\gamma P}{\rho}$, [3] devient :

$$[4] \quad c^2 + \frac{\gamma-1}{2} U^2 = c^2 \frac{P_2 U_2 S_2}{P U S} + \frac{\gamma-1}{2} U_2^2 .$$

On pose $\lambda = \frac{S_2 P_2}{S P}$; de plus on a

$$\frac{c^2}{c_2^2} = \frac{c^2 \rho_2}{\gamma P_2} = \frac{c^2 \rho U S}{\gamma P_2 U_2 S_2} = \frac{1}{\lambda} \frac{M}{M_2} \frac{c}{c_2} .$$

D'où $\frac{c}{c_2} = \frac{1}{\lambda} \frac{M}{M_2}$. En injectant ce résultat dans [4] on obtient

$$[5] \quad 1 + \frac{\gamma-1}{2} M^2 = \lambda^2 \frac{M_2^2}{M^2} + \lambda^2 \frac{\gamma-1}{2} \frac{M_2^4}{M^2} ,$$

ou encore

$$[6] \quad M_2^2 (1 + \frac{\gamma-1}{2} M_2^2) - \frac{M^2}{\lambda^2} (1 + \frac{\gamma-1}{2} M^2) = 0 .$$

Cette équation du second degré en M_2^2 offre comme seule racine acceptable :

$$M_2^2 (\gamma-1) = -1 + \sqrt{1 + 2 \frac{M^2}{\lambda^2} (1 + \frac{\gamma-1}{2} M^2) (\gamma-1)} .$$

On en déduit donc U_2 puisque $\frac{U_2}{c} = M_2 \frac{c_2}{c} = \lambda \frac{M_2}{M}$. Dans le cas particulier où l'injecteur prend position au col de la tuyère, on a $M = M_1 = 1$, et U_2 devient :

$$[7] \quad U_2 = \frac{c_1 \lambda}{(\gamma-1)} \left(-1 + \sqrt{1 + \frac{(\gamma-1)(\gamma+1)}{\lambda^2}} \right) .$$

Le tableau 2-2 offre une comparaison des valeurs de la vitesse de sortie mesurée (en moyenne le long du profil situé en $Z/L_d = 0.92$) et prédite par le calcul .

Remarque : les variables P , ρ et S peuvent être exprimées en se référant aux conditions connues en amont grâce aux rapports caractéristiques suivants :

$$\frac{P_0}{P} = \left(1 + \frac{\gamma - 1}{2} M^2\right)^{\frac{\gamma}{\gamma - 1}}, \quad \frac{\rho_0}{\rho} = \left(1 + \frac{\gamma - 1}{2} M^2\right)^{\frac{1}{\gamma - 1}} \quad \text{et}$$

$$\frac{S}{S_1} = \frac{1}{M} \left(\frac{2}{\gamma + 1}\right) \left(1 + \frac{\gamma - 1}{2} M^2\right)^{\frac{\gamma + 1}{2(\gamma - 1)}}.$$

| P_0 / P_a | U_2 ^{m/s} mesurée | U_2 ^{m/s} calculée |
|-------------|---------------------------------|----------------------------------|
| 2 | 80 | 60 |
| 3 | 110 | 85 |
| 4 | 140 | 115 |
| 5 | 170 | 140 |

Tab. 2-2 Confrontation entre mesures et prédictions de la vitesse de sortie de tuyère

On note une honnête correspondance entre les deux séries de valeurs, vues les approximations adoptées. Avant d'aborder le calcul de la pression de culot, il nous est offert d'obtenir la condition satisfaisant à l'hypothèse du jet subsonique en sortie de tuyère, ie $M_2 < 1$. Sous cette hypothèse, l'équation [6] se transforme en l'inégalité suivante :

$$[8] \quad \frac{\gamma - 1}{2} M^4 + M^2 - \lambda^2 \frac{\gamma + 1}{2} < 0.$$

Dans nos conditions, c'est-à-dire pour un injecteur placé au col de la tuyère, $M=1$, d'où finalement la condition recherchée :

$$(1 - \lambda^2) \frac{\gamma + 1}{2} < 0 \quad \text{ou encore} \quad \lambda = \frac{S_2 P_2}{S P} > 1$$

- Bilan de quantité de mouvement

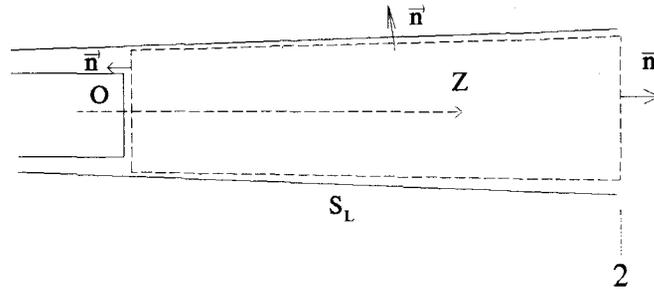


Fig.2-32 Volume de contrôle considéré

On a

$$\int_{\theta} [(\rho \bar{u}) \bar{u} \cdot \bar{n} + P \bar{n}] d\Sigma = 0 ,$$

en ne tenant pas compte du frottement dans un premier temps , θ étant la frontière du volume de contrôle .

En projection sur l'axe des Z :

$$-\rho U^2 S + \rho_2 U_2^2 S_2 - P S - P_b S_b + P_2 S_2 + P_{L_m} \int_{S_L} n_x d\Sigma = 0 ,$$

où P_{L_m} est la pression moyenne sur S_L . Or

$$\int_{\theta} \bar{n} d\Sigma = 0 \quad \Rightarrow \quad \int_{S_L} n_x dS + S_2 - S - S_b = 0 ,$$

par projection sur Oz .

Donc

$$P_{L_m} \int_{S_L} n_x dS = -P_{L_m} (S_2 - S - S_b) .$$

On a alors

$$[9] (\rho U^2 + P) S + P_b S_b = (\rho_2 U_2^2 + P_2) S_2 - P_{L_m} (S_2 - S - S_b) .$$

Ajoutons le frottement : il doit se placer avec un signe positif du côté des termes d'indice 2 , car il s'agit d'une "perte" . Le frottement contribue par $\tau_m S_L$ où τ_m représente la contrainte moyenne de frottement :

$$\tau_m S_L = \tau_m \int_{x \rightarrow 2} 2 \pi r dZ .$$

D'autre part , le coefficient de frottement local C_f peut être défini par :

$$C_f = \frac{\tau_m}{0.5 \rho U^2} .$$

Le terme de frottement peut alors être estimé en se référant aux conditions prévalant dans le plan de l'injecteur , qui peuvent être connues :

$$\begin{aligned} \int_{x \rightarrow 2} \pi C_f \rho U^2 r dZ &= \int_{x \rightarrow 2} \pi C_f \rho U^2 r dZ \\ &= \pi C_f \rho U^2 r L_d . \end{aligned}$$

Posons de plus comme pression moyenne pariétale :

$$P_{L_m} = K \left(\frac{P + P_2}{2} \right) , \quad \text{avec } 0 \leq K \leq 1 .$$

Donc [9] peut se mettre sous la forme :

$$[10] \quad (\rho U^2 + P) S + P_b S_b = (\rho_2 U_2^2 + P_2) S_2 - K \left(\frac{P + P_2}{2} \right) (S_2 - S - S_b) + \pi C_f \rho U^2 r L_d .$$

Soit

$$[11] \quad P_b = \frac{1}{S_b} \left(-(1 + \gamma M^2) P S + (1 + \gamma M_2^2) P_2 S_2 - K \left(\frac{P + P_2}{2} \right) (S_2 - S - S_b) + \pi C_f \rho U^2 r L_d \right) .$$

En positionnant l'injecteur au col , on a $M=1$; comme $P_2 = P_a$, seules les valeurs des constantes C_f et K restent à déterminer . Celles-ci peuvent être ajustées à l'intérieur de leur domaine de validité de manière à corroborer les données expérimentales obtenues précédemment . Le tableau 2-3 confronte les deux types de données , pour $K = 1$ et $C_f = 0.0115$.

| P_0 | P_b mesurée | P_b calculée |
|-------|------------------|-------------------|
| 2 | 0.75 | 0.86 |
| 2.5 | 0.66 | 0.67 |
| 3 | 0.48 | 0.48 |
| 3.5 | 0.37 | 0.31 |

Tab.2-3 Confrontation entre mesures et prédictions de la pression de culot (régime mixte, valeurs adimensionnées par la pression ambiante)

2) Second régime

Le jet porteur débouchant dans la veine élargie occupe à présent toute la section transversale, ce sur une certaine distance axiale: la zone sise au-dessus du culot ne communique donc plus avec l'aval . Dans ce second régime , la pression réduite de culot se réduit alors à une simple fonction au premier ordre du rapport des sections à l'élargissement (6) , à savoir :

$$[12] \quad \frac{P_b}{P_0} = C \left(\frac{S}{S + S_b} \right)^a ,$$

C et a étant des constantes .

La détermination des deux constantes apparaissant dans l'équation [12] nécessite la connaissance de la pression de culot pour deux rapports de sections . En plaçant l'injecteur au col de la tuyère et en faisant tendre S_b vers zéro , il est clair que la pression de culot tend vers la pression critique *ie* pour l'air :

$$\frac{P_b}{P_0} = \left(\frac{2}{\gamma + 1} \right)^{\frac{\gamma}{\gamma - 1}} = 0.528 .$$

Avec notre tuyère , cela correspond à $\frac{S_1}{S_1 + S_b} = 1$.

D'autre part , les mesures de pression du paragraphe II.3.1 apportent :

$$\frac{P_b}{P_0} = 0.09 \quad \text{pour} \quad \frac{S_1}{S_1 + S_b} = 0.233 .$$

L'évolution de la pression de culot réduite en fonction de la géométrie de l'élargissement est donc selon [12] et dans notre configuration particulière :

$$[13] \quad \frac{P_b}{P_0} = 0.53 \left(\frac{S_1}{S_1 + S_b} \right)^{1.2} .$$

Il ressort des relations [11] et [13] , dont les domaines de validité s'étendent de part et d'autre de la transition entre les deux régimes évoqués et se recoupent en ce point , la possibilité de prévoir par le calcul la pression située sur le dessus du culot d'injection de liquide en fonction de la géométrie de la tuyère , quelle que soit la pression génératrice une fois le col amorcé . Etant donnée l'utilisation pouvant être faite de cette pression dans certaines conditions de travail lors de l'aspiration du liquide , sa connaissance nous intéresse particulièrement .

II.5 Etude numérique de l'écoulement porteur

Dans la dernière section de ce chapitre nous nous proposons de résoudre numériquement les équations de la mécanique décrivant le fluide porteur à l'aide d'un code de calcul approprié, de façon à en extraire à la fois des éléments de comparaison avec nos mesures ainsi qu'une vue plus complète de l'écoulement porteur.

Nous procédons dans ce qui suit à une description sommaire de ce code de calcul qui nous a été aimablement fourni par l'équipe de D. Vandromme de Rouen, et que nous avons adapté pour notre usage particulier. Ce code réalise la discrétisation des équations de Navier-Stokes moyennées en écoulement compressible, turbulent et méridien, à l'aide d'un schéma numérique de type MacCormack, précis au second ordre en temps et en espace, explicite-implicite, avec prédicteur et correcteur. Ce type de procédure est maintenant suffisamment connu, aussi ne nous appesantirons nous pas sur ses développements, accessibles dans d'autres études (8,9,11,12).

II.5.1 Equations de base

Le système d'équations moyennées (grâce au formalisme de Favre (11,12)) définissant l'écoulement compressible méridien du fluide en tuyère s'exprime par (en l'absence de forces de masse et d'apport extérieur de chaleur) :

- Conservation de la masse :

$$[1] \quad \frac{\partial \bar{\rho}}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial (r \bar{\rho} \tilde{u})}{\partial r} + \frac{\partial (\bar{\rho} \tilde{v})}{\partial z} = 0 .$$

- Conservation de la quantité de mouvement :

$$[2] \quad \frac{\partial (\bar{\rho} \tilde{u})}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial (r \bar{\rho} \tilde{u}^2 - r \tilde{\sigma}_{rr})}{\partial r} + \frac{\partial (\bar{\rho} \tilde{v} \tilde{u} - \tilde{\sigma}_{rz})}{\partial z} =$$

$$- \frac{1}{r} \frac{\partial (r \overline{\rho u''^2})}{\partial r} - \frac{\partial (\overline{\rho v'' u''})}{\partial z} ,$$

$$[3] \quad \frac{\partial (\bar{\rho} \tilde{v})}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial (r \bar{\rho} \tilde{u} \tilde{v} - r \tilde{\sigma}_{zr})}{\partial r} + \frac{\partial (\bar{\rho} \tilde{v}^2 - \tilde{\sigma}_{zz})}{\partial z} =$$

$$- \frac{1}{r} \frac{\partial (r \overline{\rho u'' v''})}{\partial r} - \frac{\partial (\overline{\rho v''^2})}{\partial z} .$$

- Conservation de l'énergie :

$$\begin{aligned}
[4] \quad & \frac{\partial (\bar{\rho} \tilde{E})}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial (r \bar{\rho} \tilde{E} \tilde{u})}{\partial r} + \frac{\partial (\bar{\rho} \tilde{E} \tilde{v})}{\partial z} = \frac{1}{r} \frac{\partial (r \tilde{\sigma}_{rr} \tilde{u})}{\partial r} \\
& + \frac{\partial \tilde{\sigma}_{rz} \tilde{u}}{\partial z} + \frac{1}{r} \frac{\partial (r \tilde{\sigma}_{zr} \tilde{v})}{\partial r} + \frac{\partial \tilde{\sigma}_{zz} \tilde{v}}{\partial z} + k \left(\frac{\partial^2 \tilde{T}}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \tilde{T}}{\partial r} \right. \\
& \left. \frac{\partial^2 \tilde{T}}{\partial z^2} \right) - \frac{1}{r} \frac{\partial (r \bar{\rho} E'' u'')}{\partial r} - \frac{\partial (\bar{\rho} E'' v'')}{\partial z} .
\end{aligned}$$

Les composantes du tenseur des contraintes $\underline{\tilde{\sigma}}$ sont données par :

$$\begin{aligned}
\tilde{\sigma}_{rr} &= -\bar{p} + \lambda \left(\frac{1}{r} \frac{\partial (r \tilde{u})}{\partial r} + \frac{\partial \tilde{v}}{\partial z} \right) + 2\mu \frac{\partial \tilde{u}}{\partial r} , \\
\tilde{\sigma}_{zz} &= -\bar{p} + \lambda \left(\frac{1}{r} \frac{\partial (r \tilde{u})}{\partial r} + \frac{\partial \tilde{v}}{\partial z} \right) + 2\mu \frac{\partial \tilde{v}}{\partial z} , \\
\tilde{\sigma}_{rz} &= \tilde{\sigma}_{zr} = \mu \left(\frac{\partial \tilde{u}}{\partial z} + \frac{\partial \tilde{v}}{\partial r} \right) ,
\end{aligned}$$

avec $\lambda = \frac{-2\mu}{3}$ (les changements de volume se font sans viscosité) .

L'équation d'état fournit la relation entre la pression \bar{p} et l'énergie interne spécifique \tilde{e} :

$$[5] \quad \bar{p} = (\gamma - 1) \bar{\rho} \tilde{e} ,$$

et l'énergie totale s'exprime par :

$$\tilde{E} = \tilde{e} + \frac{\tilde{u}^2 + \tilde{v}^2}{2} .$$

Des corrélations inconnues entre les variables apparaissent dans ces équations à la suite de la procédure de moyenne , du fait de la non-linéarité du système d'équations :

$$\overline{\rho u'^2} , \quad \overline{\rho v'^2} , \quad \overline{\rho u' v'} , \quad \overline{\rho E'' u''} , \quad \overline{\rho E'' v''} .$$

La fermeture du système est assurée dans notre cas par un modèle à viscosité turbulente (fermeture par gradient) . L'énergie cinétique de turbulence négligée , on écrit :

$$\overline{\rho u^{n2}} = -\mu_T \left(\frac{4}{3} \frac{\partial \tilde{u}}{\partial r} - \frac{2}{3} \frac{\partial \tilde{v}}{\partial z} \right), \quad \overline{\rho v^{n2}} = -\mu_T \left(-\frac{2}{3} \frac{\partial \tilde{u}}{\partial r} + \frac{4}{3} \frac{\partial \tilde{v}}{\partial z} \right),$$

$$\overline{\rho u^n v^n} = -\mu_T \left(\frac{\partial \tilde{u}}{\partial z} + \frac{\partial \tilde{v}}{\partial r} \right), \quad \overline{\rho E^n u^n} + \overline{\rho E^n v^n} = q_T,$$

avec $q_T = -\frac{\gamma \mu_T}{Pr_T} \nabla \tilde{e}$ flux de diffusion turbulente d'énergie, et $Pr_T = 0.9$.

Seul μ_T reste à donc à formaliser. On adopte pour cela le modèle algébrique de Baldwin-Lomax (10), qui ne nécessite pas la détermination d'une épaisseur de couche limite comme échelle de longueur.

On écrit :

$$\mu_T = \begin{cases} \mu_{Ti} & \text{pour } \eta \leq \eta_c \\ \mu_{Te} & \text{pour } \eta \geq \eta_c \end{cases}$$

avec η la distance normale à la paroi et η_c la plus petite valeur de η où μ_{Ti} devient supérieur à μ_{Te} ; on a

$$\mu_{Ti} = \bar{\rho} \frac{\partial \tilde{u}}{\partial r} l^2 F^2 \quad \text{avec } l = 0.41 \eta \quad \text{et } F = 1 - \exp\left(-\frac{\eta}{26 \mu_p} \sqrt{\tau_p \rho_p}\right),$$

(l'indice p désignant les valeurs à la paroi)

$$\mu_{Te} = 0.0269 \bar{\rho} F_w \gamma \quad \text{avec } \gamma = \left(1 + 5.5 \left(\frac{0.3 \eta}{\eta_{\max}}\right)^6\right)^{-1} \quad \text{et } F_w = \inf\left(\eta_{\max} F_{\max}, 0.25 \frac{\eta_{\max} u_e^2}{F_{\max}}\right).$$

Dans ce qui précède, γ est une fonction d'intermittence permettant d'assurer la tendance de μ_T vers 0 dans l'écoulement extérieur à la couche limite, η_{\max} est

l'ordonnée où F_{\max} , maximum de la fonction $f(\eta) = \eta \frac{\partial u}{\partial r} F$, est atteint.

II.5.2 Algorithme de résolution

La procédure de discrétisation utilise l'algorithme de résolution de type MacCormack (8,12). Nous n'évoquons ici que les linéaments de la méthode. Ce schéma de type explicite-implicite, prédictor-correcteur est précis au second ordre en temps et en espace. Pour le décrire, on utilise une mise en forme conservative du système d'équations [1] à [4] se réduisant alors à :

$$\frac{\partial U}{\partial t} + \frac{\partial F}{\partial r} + \frac{\partial G}{\partial z} = 0,$$

avec U , F et G termes vectoriels . La discrétisation de cette relation se décompose en deux phases :

1^{ère} étape : schéma prédicteur-correcteur explicite

$$\begin{aligned} \text{prédicteur :} \quad \Delta U_{i,j}^n &= -\Delta t \left(\frac{\Delta_+ F_{i,j}^n}{\Delta r} + \frac{\Delta_+ F_{i,j}^n}{\Delta z} \right) \\ U_{i,j}^{\overline{n+1}} &= U_{i,j}^n + \Delta U_{i,j}^n \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \text{correcteur :} \quad \Delta U_{i,j}^{\overline{n+1}} &= -\Delta t \left(\frac{\Delta_- F_{i,j}^{\overline{n+1}}}{\Delta r} + \frac{\Delta_- G_{i,j}^{\overline{n+1}}}{\Delta z} \right) \\ U_{i,j}^{n+1} &= \frac{1}{2} (U_{i,j}^n + \Delta U_{i,j}^{\overline{n+1}} + U_{i,j}^{\overline{n+1}}) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \text{avec} \quad \Delta U_{i,j}^n &= U_{i,j}^{n+1} - U_{i,j}^n \\ \Delta_+ F_{i,j}^n &= F_{i+1,j}^n - F_{i,j}^n \\ \Delta_- F_{i,j}^n &= F_{i,j}^n - F_{i-1,j}^n \\ \Delta_+ G_{i,j}^n &= G_{i+1,j}^n - G_{i,j}^n \\ \Delta_- G_{i,j}^n &= G_{i,j}^n - G_{i-1,j}^n \end{aligned}$$

2^{nde} étape : schéma implicite

La dérivation de [1] par rapport au temps apporte :

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\partial U}{\partial t} + \frac{\partial F}{\partial r} + \frac{\partial G}{\partial z} \right) = \frac{\partial}{\partial t} \frac{\partial U}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{\partial F}{\partial U} \frac{\partial U}{\partial t} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\partial G}{\partial U} \frac{\partial U}{\partial t} \right) = 0 \quad ,$$

soit en posant $A = \frac{\partial F}{\partial U}$ et $B = \frac{\partial G}{\partial U}$, puis en discrétisant par rapport à t :

$$\left(I + \Delta t \frac{D.A}{\Delta r} + \Delta t \frac{D.B}{\Delta z} \right) \delta U_{i,j}^{n+1} = 0 \quad .$$

Avec $\delta U = \left(\frac{\partial U}{\partial t}\right)^{n+1} \Delta t$, $\Delta U = \left(\frac{\partial U}{\partial t}\right)^n \Delta t$ et D . signifiant que les termes situés à droite de l'opérateur sont affectés .

Le schéma pris dans sa totalité devient :

$$\begin{aligned} \Delta U_{i,j}^n &= -\Delta t \left(\frac{\Delta_+ F_{i,j}^n}{\Delta r} + \frac{\Delta_+ G_{i,j}^n}{\Delta z} \right) \\ \text{prédicteur :} \quad & \left(I + \Delta t \frac{D.A}{\Delta r} + \Delta t \frac{D.B}{\Delta z} \right) \delta U_{i,j}^{\bar{n}+1} = \Delta U_{i,j}^n \\ U_{i,j}^{\bar{n}+1} &= U_{i,j}^n + \delta U_{i,j}^{\bar{n}+1} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \Delta U_{i,j}^{\bar{n}} &= -\Delta t \left(\frac{\Delta_- F_{i,j}^{\bar{n}+1}}{\Delta r} + \frac{\Delta_- G_{i,j}^{\bar{n}+1}}{\Delta z} \right) \\ \text{correcteur :} \quad & \left(I + \Delta t \frac{D.A}{\Delta r} + \Delta t \frac{D.B}{\Delta z} \right) \delta U_{i,j}^{n+1} = \Delta U_{i,j}^{\bar{n}} \\ U_{i,j}^{n+1} &= \frac{1}{2} (U_{i,j}^n + \delta U_{i,j}^{n+1} + U_{i,j}^{\bar{n}+1}) \end{aligned}$$

La factorisation retenue pour l'opérateur implicite accroît la vitesse de résolution mais introduit une erreur de calcul qui reste faible pour peu que le rapport entre le pas de temps et les dérivées spatiales de A et de B ne soit pas trop élevé . L'inversion des matrices de l'étape implicite s'effectue après diagonalisation .

II.5.3 Maillage

La géométrie particulière de la tuyère ainsi que les conditions opératoires imposent un choix de maillage adapté à l'évolution des variables au sein du volume de contrôle . Des mailles trop lâches occulteraient des phénomènes physiques et imposeraient des gradients trop importants menant à des instabilités .

Un générateur de mailles fondé sur une méthode dite de multi-surface (13) est mis en application ; une fois fournies les coordonnées des points frontières , des fonctions d'étirements unidimensionnelles répartissent un nombre de points donné le long des frontières du volume de contrôle . Une meilleure répartition des mailles est assurée par la création de profils intermédiaires et adjacents à celui déjà en place ; les points intérieurs se déduisent ensuite par interpolation .

Les figures 2-33 et 2-34 reproduisent le maillage généré par cette méthode .

II.5.4 Précisions de fonctionnement

Les conditions aux limites ainsi que les valeurs initiales sont évidemment primordiales à un déroulement correct des calculs .

Le champ de valeurs initiales est traité comme suit : la pression génératrice est imposée sur la première colonne de points en entrée de tuyère , puis dégressive jusqu'au col où elle atteint sa valeur critique , et partout ailleurs maintenue égale à la pression extérieure . La vitesse suit l'évolution inverse , nulle en entrée puis atteignant la célérité du son au col jusqu'en sortie .

Des conditions à la paroi de type "miroir" sont simplement employées pour la vitesse et la température , la pression étant déduite des équations de Navier-Stokes elles-mêmes .

II.5.5 Résultats

Les résultats correspondants à une configuration géométrique particulière de la tuyère sont présentés sur la figure 2-35 . Les champs de différentes variables de l'écoulement sont exposés . Le régime de la tuyère est ici pleinement supersonique , mise à part la zone de recirculation bien visible à l'aval du culot . Le champ de pression accuse une détente relativement élevée , l'adaptation étant réalisée à l'extérieur de la tuyère par des ondes de recompression obliques .

Au-dessus d'un certain diamètre de l'injecteur coaxial , ou plutôt au-dessus d'une certaine valeur du rapport $\frac{D_b}{D_c}$, proche de 0.64 , et toujours pour un rapport de pression modéré , la convergence du calcul est mise en défaut . L'écoulement devient en effet subsonique dans la partie aval du divergent et de plus un net décollement de la couche limite apparaît près des parois . On peut mettre en cause le modèle de turbulence de Baldwin-Lomax qui présente de délicats problèmes à résoudre dans le cas des écoulements fortement décollés . Une tentative effectuée à l'aide d'un modèle $k - \varepsilon$ n'est pas parvenue à terme , faute de temps , l'étude détaillée du code numérique ne représentant pas l'objet principal de ce travail . L'analyse comparative initialement prévue entre l'expérience et les résultats issus de la simulation s'est donc heurtée à la déficience du schéma de turbulence employé , toutes les mesures ayant été réalisées à

partir de géométries présentant un rapport $\frac{D_b}{D_c}$ élevé . Si les résultats obtenus en terme de champ de pression concordent relativement bien avec les valeurs expérimentales , les profils de vitesses en sortie de tuyère se déconnectent rapidement de la réalité , *ie* de la structure parabolique , du fait de l'apparition d'une zone d'écoulement subsonique médiane progressant vers l'amont à partir de la sortie de la tuyère .

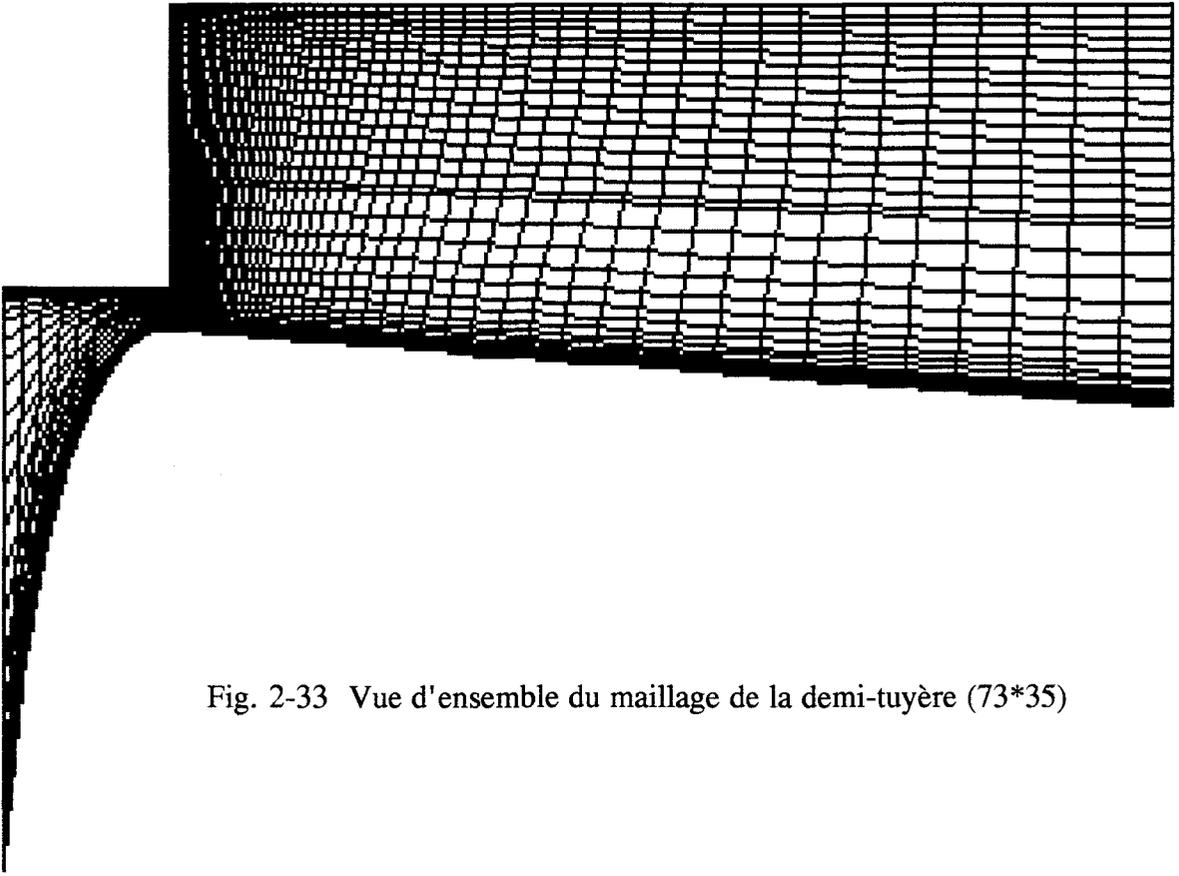


Fig. 2-33 Vue d'ensemble du maillage de la demi-tuyère (73*35)

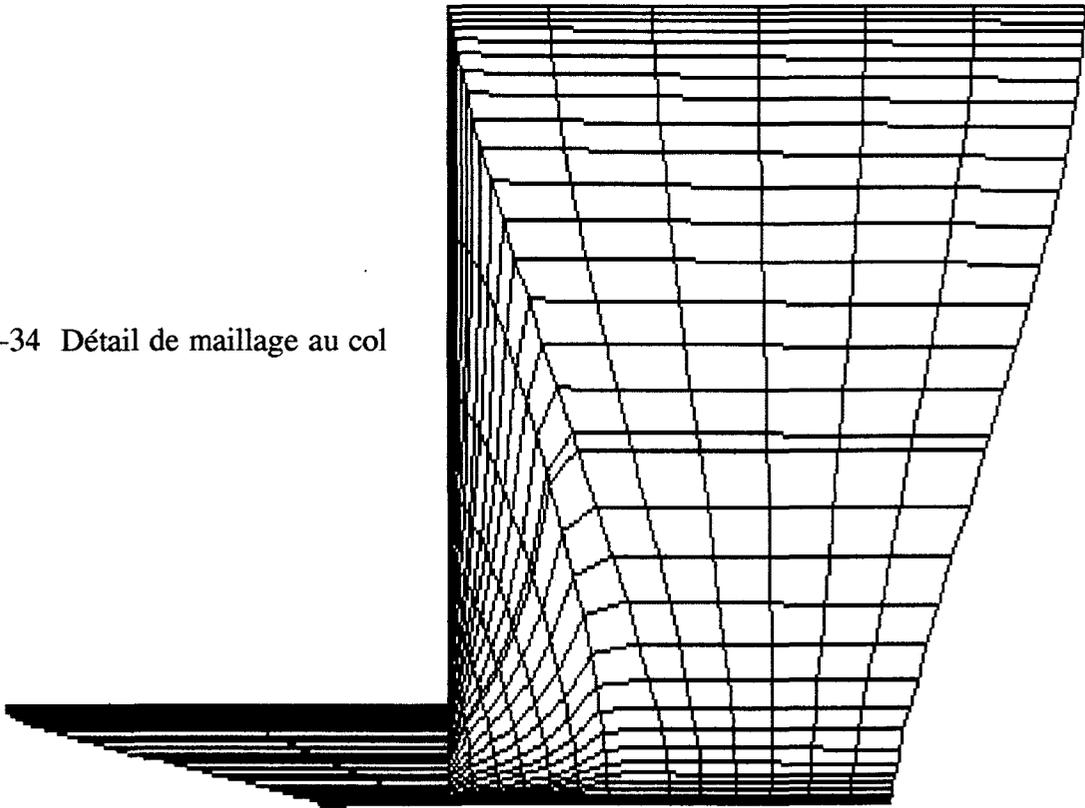
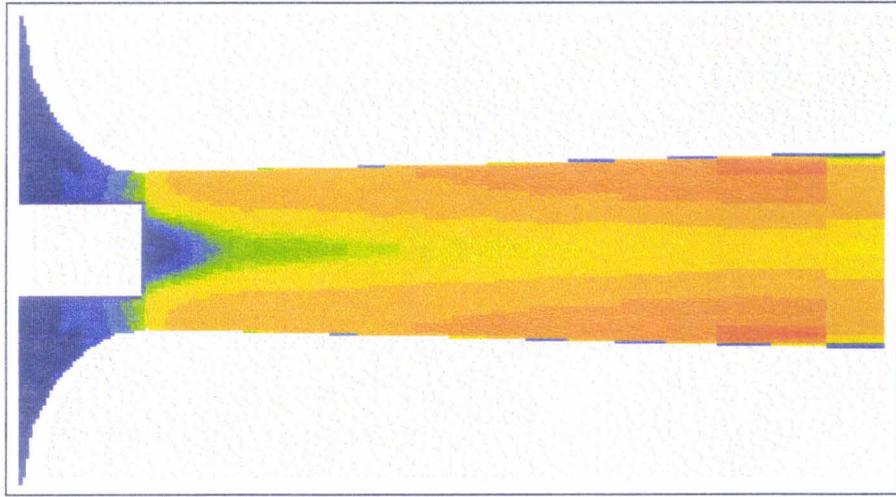
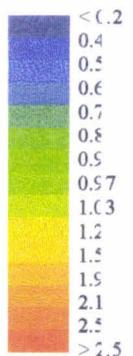
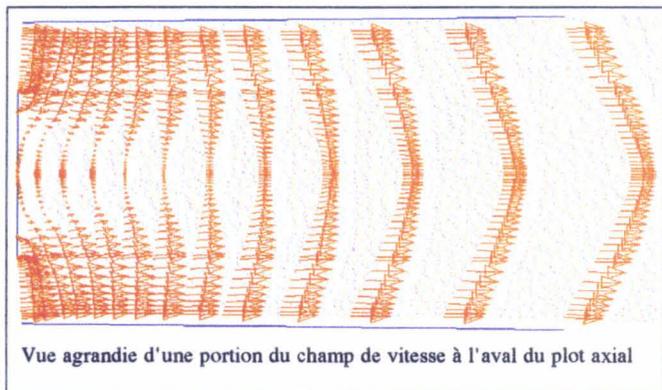
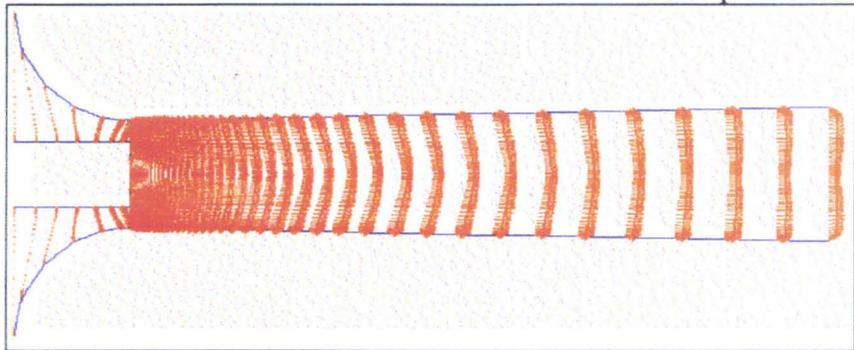


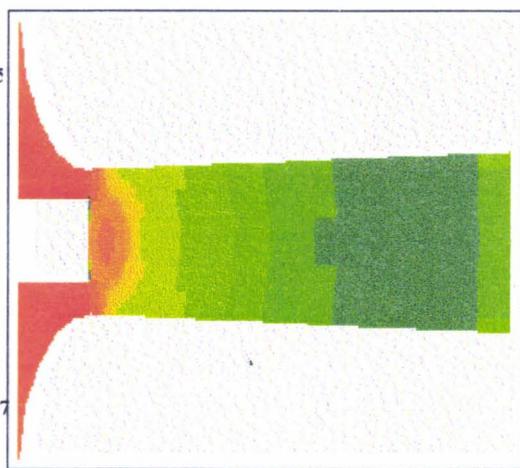
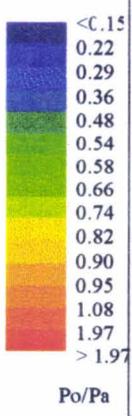
Fig. 2-34 Détail de maillage au col

Champ de vitesse

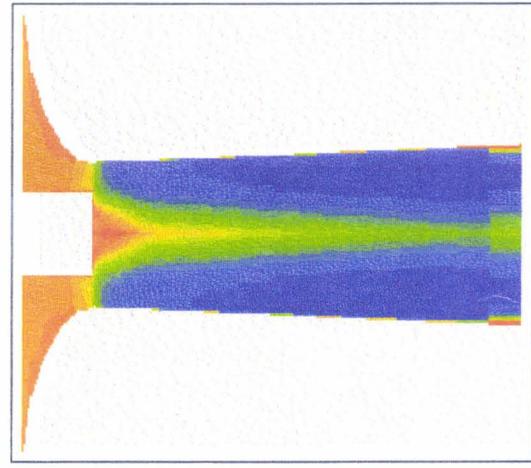
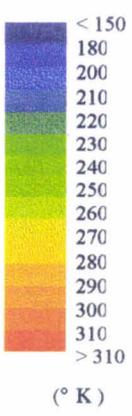


Nombre de Mach

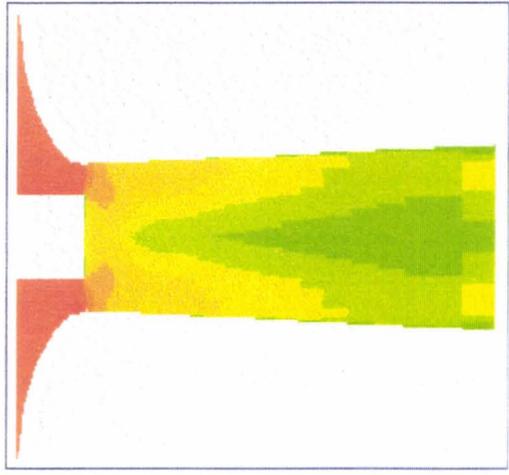
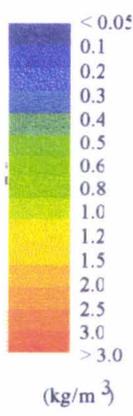
$Po = 5 Pa$ $Db = 0.6 Dc$
 $To = Ta$ $Ds = 1.24 Dc$
 $Ld = 6 Dc$



Champ de pression



Champ de température



Champ de masse volumique

Fig. 2-35 Ecoulement en tuyère

Références

- (1) Merzkirch W. , *Flow visualisation* , Academic Press , 2nd ed. , 1987 .
- (2) Brun , Martinot-Lagarde , *Mécanique des fluides* , T. I .
- (3) Gontier g. , *Contribution à l'étude de l'interférométrie différentielle à biprisme de Wollaston* , Pub. Sci. et Tech. du Ministère de l'air , 1957 .
- (4) Tavoularis S. , *Techniques for turbulence measurement* , Enc. of Fluid Mech. , ed. N.P. Chermisinoff , vol. 1 , 1986 , pp.1207-1255 .
- (5) Wick R.S. , *The effect of boundary layer on sonic flow through an abrupt cross-sectional area change* , Jour. Aeron. Sc. , October 1953 , pp. 675-682 .
- (6) Wick R.S. , *Further comments on (5)* , Jour. Aeron. Sc. , February 1955 , pp. 135-137 .
- (7) Fabri J. et Siestrunk R. , *Etude des divers régimes d'écoulement dans l'élargissement brusque d'une veine supersonique* , Rev. Gén. Sc. Appl. , 1955 , T. II , n° IV .
- (8) MacCormack R.W. , *A numerical method for solving the equations of compressible viscous fluid* , AIAA paper 81-0110 , St Louis , Missouri , January 12-15 , 1981 .
- (9) Fletcher C.A. , *Computational techniques for fluid dynamics* , Springer-Verlag , Vol II , 1991 , pp 415-421 .
- (10) Baldwin B.S. and Lomax H. , *Thin layer approximation and algebraic model for separated turbulent flows* , AIAA 16th Aeros. Sc. Meeting , Huntsville , Alabama , January 16-18 , 1978 .
- (11) Vandromme D. and Ha Minh H. , *About the coupling of closure models with averaged Navier-Stokes equations* , Jour. Comp. Phys. , vol. 65 , n° 2 , 1986 , pp. 386-409 .
- (12) Vandromme D. , *Contribution à la modélisation et la prédiction d'écoulements turbulents à masse volumique variable* , thèse , 1983 , Lille .
- (13) Fletcher C.A. , *Computational techniques for fluid dynamics* , Springer-Verlag , Vol II , 1991 , pp 104-125 .

Chapitre III Approche théorique de la fragmentation pneumatique d'un liquide .

III.1 Introduction

Préalable à l'examen expérimental de la pulvérisation pneumatique d'un film liquide , ce chapitre introduit quelques développements théoriques qui permettront de définir les conditions à partir desquelles cette étude se tiendra . En premier lieu , et afin de donner un sens à ce qui suivra , il convient d'analyser le comportement thermique des gouttelettes métalliques une fois détachées du corps du film liquide , et de s'enquérir de l'évolution temporelle de leur état physique . Par là , nous nous assurerons que la solidification ne s'oppose pas à une fragmentation menée jusqu'à son plein accomplissement . De même , une nouvelle expression de la pression de culot est donnée , la formulation globale adoptée tenant compte de la présence du métal liquide en tuyère . S'étant affranchi de la concrétion des inclusions liquides , il reste à fixer le mode opératoire de la pulvérisation . Tel que se présente l'écoulement , il est difficilement envisageable de mener une exploration directe sur un liquide métallique à haute température couplé à un jet de gaz supersonique . C'est la similitude des écoulements qui va nous permettre de substituer au couple métal et gaz énergétique celui de liquides aqueux et d'air à vitesse réduite . Une évaluation des ordres de grandeur est donc entreprise , dans le but de dégager les paramètres adimensionnés qui permettront de conserver à l'identique les rapports des forces en présence dans un cas comme dans l'autre . C'est à travers le respect des ordres de grandeurs de ces nombres sans dimension que sera assurée la similitude dynamique des deux écoulements . Enfin , la maquette sur laquelle se déroulera l'étude expérimentale de la pulvérisation sera exposée schématiquement .

III.2 Etude thermique des gouttelettes métalliques en tuyère

On se propose dans ce qui suit de rechercher un ordre de grandeur du temps de refroidissement menant à la solidification d'une gouttelette de métal liquide de diamètre

d , dès sa libération du corps du film liquide , et de le comparer au temps de présence de cette gouttelette dans la tuyère du pulvérisateur .

La quantité de chaleur devant être évacuée d'une gouttelette liquide qui s'est solidifiée peut être décomposée en deux termes comme suit (1) :

$$[1] \quad Q_t = q_1 + q_2 \quad ,$$

avec q_1 résultant de la différence entre la température T_l de la gouttelette et celle T_g du gaz ,
et q_2 provenant de la libération de la chaleur latente de solidification .

L'équation du transfert thermique peut s'écrire :

$$[2] \quad dq_1 = h S (T_l - T_g) dt = -m C_p dT_l \quad ,$$

h étant le coefficient de transfert convectif .

De là ,

$$[3] \quad - \frac{dT_l}{T_l - T_g} = \frac{6 h}{d \rho_l C_p} dt \quad .$$

L'intégration de [3] , entre $t = 0$, correspondant à la température initiale T_i de la gouttelette et $t = t'$, associé à une température T_d , aboutit à :

$$[4] \quad t' = \frac{d \rho_l C_p}{6 h} \ln \frac{T_i - T_g}{T_d - T_g} \quad ,$$

Pour $T_d = T_{sol}$, l'équation [4] détermine le temps requis pour que la gouttelette atteigne la température de solidification .

D'autre part , la quantité de chaleur dégagée provenant de la solidification a pour expression :

$$[5] \quad q_2 = m \Delta H_f \quad ,$$

où ΔH_f représente la chaleur spécifique de solidification .

Le temps nécessaire à son évacuation est donné par :

$$[6] \quad t'' = \frac{q_2}{h S (T_{sol.} - T_g)} .$$

Soit t_s le temps nécessaire pour que la gouttelette prise au détachement atteigne une complète solidification . On a :

$$[7] \quad t_s = t' + t'' = \frac{d \rho_l}{6 h} \left(C_p \ln \frac{T_{li} - T_g}{T_{sol.} - T_g} + \frac{\Delta H_l}{T_{sol.} - T_g} \right) .$$

Il reste à définir le coefficient d'échange h donné par :

$$h = \frac{\lambda N_u}{d} \quad , \quad \text{avec} \quad N_u = 2 + 0.55 R_e^{0.5} P_r^{0.33} \quad ,$$

corrélation valable pour des nombres de Reynolds élevés (2) .

Par ailleurs la gouttelette acquiert une vitesse $V(t)$ grâce à un écoulement porteur dont la vitesse moyenne est représentée schématiquement par V_{g_m} , supposée constante . Le nombre de Reynolds relatif attaché à la gouttelette défini par

$$Re_r = \frac{\rho_g (V_{g_m} - V(t)) d}{\mu_g}$$

est élevé initialement car la particule part du repos . L'équation du mouvement , étant négligées les forces de gravité , de pression , de masse ajoutée , de portance et de Basset , et ne gardant que la force de traînée prédominante dans notre cas , prend de la forme simplifiée suivante :

$$[8] \quad \rho_l \Omega \frac{dV}{dt} = - V_r^2 \frac{\rho_g S_D C_D}{2} \quad ,$$

où Ω est le volume de la goutte ,

S_D le maître couple de la goutte

et C_D le coefficient de traînée . On prend

$C_D \approx 1$ étant donnée la valeur de Re_r

En réécrivant [8] , on obtient :

$$[9] \quad \rho_l \Omega \frac{dV_r}{dt} - V_r^2 \frac{\rho_g S_D C_D}{2} = 0 \quad ,$$

ce qui donne après intégration :

$$[10] \quad V_r(t) = \frac{V_{g_m}}{1 + \frac{\rho_g S_D C_D}{2 \Omega \rho_l} V_{g_m} t} .$$

La distance parcourue par la goutte nécessite une intégration de $V(t)$; elle débouche sur :

$$[11] \quad X(t) = V_{g_m} t - \frac{2 \Omega \rho_l}{\rho_g S_D C_D} \ln \left(1 + \frac{\rho_g S_D C_D}{2 \Omega \rho_l} V_{g_m} t \right) .$$

Connaissant la longueur du divergent de la tuyère L_d , il est possible de déterminer le temps de séjour de la gouttelette :

$$[12] \quad t_{sej.} - \frac{2 \Omega \rho_l}{\rho_g S_D C_D V_{g_m}} \ln \left(1 + \frac{\rho_g S_D C_D}{2 \Omega \rho_l} V_{g_m} t_{sej.} \right) = \frac{L_d}{V_{g_m}} .$$

Les résultats peuvent se présenter sous la forme du tableau 3-1 . Il apparaît que $t_s \gg t_{sej.}$, ce dès les très petites tailles . Ce qui signifie que la gouttelette reste à l'état liquide durant son séjour dans la tuyère . Il est donc possible de négliger l'aspect changement de phase dans notre problème . Ceci étant posé , il est permis de se préoccuper dès à présent des conditions d'expérimentation menées sur le processus de fragmentation pneumatique .

| d μm | t_s s. | $t_{\text{séj}}$ s. |
|--------------------|-------------|------------------------|
| 5 | .0023 | .0004 |
| 10 | .0092 | .00046 |
| 20 | .037 | .00055 |
| 50 | .23 | .00075 |
| 100 | .93 | .001 |

Tab. 3-1 Comparaison entre temps de refroidissement jusqu'à solidification et temps de séjour pour différents diamètres de gouttelettes .

III.3 Prédiction de la pression de culot en présence du liquide

L'introduction du métal liquide en tuyère induit des modifications des conditions aérodynamiques de l'écoulement , ce qui conduit à reconsidérer le contenu du paragraphe II.4 . Une approximation des phénomènes est entreprise en s'aidant d'une formulation globale des équations de bilan du milieu diphasique air + métal liquide appliquée au volume de contrôle de la figure 3-1 .

Les hypothèses admises sont :

- L'écoulement est stationnaire , unidimensionnel et adiabatique .
- Le gaz est un fluide parfait à chaleurs spécifiques constantes .
- Le liquide est incompressible et non visqueux .
- L'injecteur se situe au col de la tuyère .

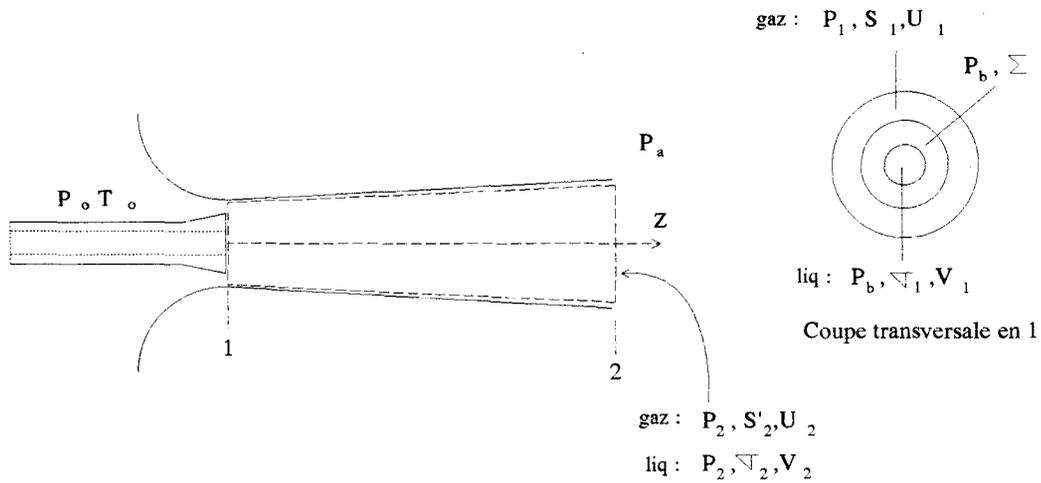


Fig. 3-1 Terminologie des notations adoptées

- Conservation de la masse

$$\begin{aligned} \text{pour l'air :} & \quad [1] \quad S_1 \rho_1 U_1 = S'_2 \rho_2 U_2 \\ \text{pour le liquide :} & \quad [2] \quad \sigma_1 V_1 = \sigma_2 V_2 \end{aligned}$$

Dans [1], on néglige la section σ_2 occupée par les particules de métal à la sortie devant celle occupée par le gaz. Il n'y a pas d'échange de masse entre phases.

- Conservation de la quantité de mouvement

en projection sur l'axe des Z :

$$[3] \quad \begin{aligned} -\rho_1 c_1^2 S_1 & - \rho_l V_1^2 \sigma_1 & -P_1 S_1 & -P_b (\Sigma + \sigma_1) & + \rho_2 U_2^2 S'_2 \\ + \rho_l V_2^2 \sigma_2 & + P_2 S'_2 & + P_{L_m} & - P_{L_m} (S'_2 - S_1 - \Sigma - \sigma_1) & = 0 \end{aligned}$$

où P_{L_m} et τ_m sont respectivement la pression moyenne exercée par le gaz sur la paroi de la tuyère et la contrainte moyenne de frottement, quantités précédemment définies. Après substitution de leurs expressions dans [3], on obtient :

$$[4] \quad \begin{aligned} (\rho_1 c_1^2 + P_1) S_1 & + \rho_l V_1^2 \sigma_1 & + P_b (\Sigma + \sigma_1) & = (\rho_2 U_2^2 + P_2) S'_2 \\ + \rho_l V_2^2 \sigma_2 & + C_f L_d \pi r_1 \rho_1 c_1^2 & - K \left(\frac{P_1 + P_2}{2} \right) (S'_2 - S_1 - \Sigma - \sigma_1) & \end{aligned}$$

- Conservation de l'énergie

$$\begin{aligned}
 [5] \quad & (e_1 + \frac{c_1^2}{2}) \rho_1 c_1 S_1 + P_1 c_1 S_1 + (e_n + \frac{V_1^2}{2}) \rho_1 V_1 \sigma_1 + P_b V_1 \sigma_1 = \\
 & (e_2 + \frac{U_2^2}{2}) \rho_2 U_2 S'_2 + P_2 U_2 S'_2 + (e_{n2} + \frac{V_2^2}{2}) \rho_1 V_2 \sigma_2 + P_2 V_2 \sigma_2 .
 \end{aligned}$$

En faisant intervenir la conservation de la masse et les propriétés de gaz parfait, à savoir

$$h = e + \frac{P}{\rho} = C_p T = \frac{c^2}{\gamma - 1} ,$$

on obtient

$$\begin{aligned}
 [6] \quad & ((\frac{c_2^2}{\gamma - 1} + \frac{U_2^2}{2}) - \frac{\gamma + 1}{2(\gamma - 1)} c_1^2) \rho_1 c_1 S_1 = -((e_{n2} + \frac{V_2^2}{2} + \frac{P_2}{\rho_1}) \\
 & - (e_n + \frac{V_1^2}{2} + \frac{P_b}{\rho_1})) \rho_1 V_1 \sigma_1 .
 \end{aligned}$$

- Vitesse d'amenée du métal liquide en 1

On écrit le théorème de Bernoulli pour l'écoulement du métal liquide dans le tube d'injection de diamètre D_i , entre un réservoir maintenu à pression ambiante P_a et le col de la tuyère où règne la pression de culot P_b . Le réservoir et le col sont séparés par une dénivellation h_d . On suppose de plus l'écoulement turbulent, avec un coefficient de perte de charge linéique ψ que l'on prendra constant dans un souci de simplification.

On obtient donc :

$$P_a = P_b + \rho_1 g h_d + \rho_1 V_1^2 + \frac{\rho_1 V_1^2 \psi}{2} \frac{h_d}{D_i} .$$

D'où la vitesse d'amenée liquide :

$$[7] \quad V_1 = \sqrt{\frac{P_a - P_b - \rho_1 g h_d}{\rho_1 (1 + \frac{\psi}{2} \frac{h_d}{D_i})}} .$$

Quelques simplifications peuvent être accomplies dans les relations données jusqu'à présent :

$V_1^2 \ll V_2^2$, la vitesse du liquide en sortie de tube d'injection est négligeable devant la vitesse des gouttelettes à la sortie de la tuyère ;

$V_2 = \lambda U_2$, avec λ évalué grâce à l'équation [10] du paragraphe III.2 ;

$\frac{\rho_l U_2^2}{P_2} \gg 1$, dans nos conditions de travail ;

$e_{l2} \approx e_{l1}$, puisqu'il n'y a pas changement de phase en tuyère d'après les résultats du paragraphe précédent ; la température du liquide ne varie donc pas de façon conséquente .

En appliquant ces résultats à [6] , on peut écrire :

$$[8] \quad \left(1 + \lambda^2 \frac{\rho_l V_1 \sigma_1}{\rho_1 c_1 S_1}\right) U_2^{2*} + \frac{2}{\gamma - 1} \frac{S'_2}{S_1} P_2^* U_2^* - \frac{\gamma + 1}{\gamma - 1} = 0 ,$$

avec $U_2^* = \frac{U_2}{c_1}$ et $P_2^* = \frac{P_2}{P_1}$.

De même , [4] devient

$$[9] \quad (\gamma + 1) S_1 + P_b^* (\Sigma + \sigma_1) + \frac{K}{2} (1 + P_2^*) (S'_2 - S_1 - \Sigma - \sigma_1) =$$

$$\left(\gamma \frac{S_1}{S'_2} U_2^* + P_2^*\right) S'_2 + C_f L_d \pi r_1 \gamma + \lambda \rho_l \frac{\sigma_1 c_1 V_1}{P_1} U_2^* ,$$

où $P_b^* = \frac{P_b}{P_1}$.

La relation permettant d'obtenir la pression de culot prend alors la forme

$$[10] \quad P_b^* (\Sigma + \sigma_1) - V_1 \frac{\sigma_1 c_1 \lambda \rho_l U_2^*}{P_1} = -(\gamma + 1) S_1 + C_f L_d \pi r_1 \gamma$$

$$+ \left(\gamma \frac{S_1}{S'_2} U_2^* + P_2^*\right) S'_2 - \frac{K}{2} (1 + P_2^*) (S'_2 - S_1 - \Sigma - \sigma_1) .$$

L'équation [10] peut encore s'écrire :

$$[11] \quad AP_b - C = V_1 B ,$$

avec

$$A = \frac{\Sigma + \sigma_1}{P_1} , \quad B = \frac{\sigma_1 c_1 \lambda \rho_1 U_2^*}{P_1} ,$$

$$C = -(\gamma + 1) S_1 + C_f L_d \pi r_1 \gamma + \left(\gamma \frac{S_1}{S_2} U_2^* + P_2^* \right) S_2 - \frac{K}{2} (1 + P_2^*) (S_2 - S_1 - \Sigma - \sigma_1) .$$

En élevant [11] au carré on a

$$A^2 P_b^2 + C^2 - 2 A C P_b = V_1^2 B^2 ,$$

ou encore

$$[12] \quad A^2 P_b^2 + P_b (D_1 B^2 - 2 A C) = D_2 B^2 - C^2 ,$$

avec

$$D_1 = \frac{1}{\rho_1 \left(1 + \frac{\psi}{2} \frac{h_d}{D_u} \right)} , \quad \text{et} \quad D_2 = \frac{P_a - \rho_1 g h_d}{\rho_1 \left(1 + \frac{\psi}{2} \frac{h_d}{D_u} \right)} .$$

D'où la seule racine positive pour la pression de culot (a et b étant tous deux positifs avec nos conditions) :

$$[13] \quad P_b = \frac{-b + \sqrt{\Delta}}{2 a} ,$$

avec

$$a = A^2 , \quad b = D_1 B^2 - 2 A C ,$$

$$\text{et} \quad \Delta = (D_1 B^2 - 2 A C)^2 + 4 A^2 (D_2 B^2 - C^2) .$$

L'application numérique nécessite la connaissance des conditions de sortie, ie P_2 et U_2 , ainsi que celle des paramètres λ , ψ , C_f et K . S'il est toujours possible d'approximer ces derniers et de se placer dans le régime d'écoulement subsonique en sortie de tuyère où prévaut alors la pression atmosphérique, il nous manque la vitesse de l'écoulement en sortie. Afin d'entrevoir le sens de l'évolution de P_b en présence de liquide, une comparaison peut être effectuée avec les valeurs précédemment calculées pour le fluide porteur seul (& II.4, Tab.2-3). La vitesse de sortie U_2 est alors approximée à l'aide des résultats provenant des mêmes développements. La limite d'un tel raisonnement oblige évidemment à travailler à faible débit liquide; pour ce faire le paramètre λ qui intervient dans le terme incarnant l'influence du liquide dans l'équation [10] est maintenu à 0.1. Les paramètres C_f et K restent inchangés tandis qu'on fixe $\psi = 0.03$. Les résultats apparaissent dans le tableau 3-2.

| P_0 | P_b air+ liq. calculée | P_b air seul calculée |
|-------|--------------------------------|-------------------------------|
| 2 | 0.88 | 0.86 |
| 2.5 | 0.72 | 0.67 |
| 3 | 0.56 | 0.48 |
| 3.5 | 0.42 | 0.31 |

Tab. 3-2 Influence de l'introduction du liquide dans la tuyère sur le calcul de la pression de culot (valeurs adimensionnées par la pression ambiante)

On s'aperçoit au travers des nouvelles valeurs de la pression de culot d'une tendance à la hausse, une faible introduction de liquide limitant de fait le différentiel entre pression ambiante et pression de culot. Cette tendance est d'ailleurs vérifiée sur le site de production. Une meilleure précision dans le calcul nécessiterait la mesure de la vitesse réelle de sortie du gaz au sein de l'écoulement diphasique, bien que délicate de mise en oeuvre. Elle permettrait de connaître *a priori* le débit de métal liquide fixé par P_b , prépondérant pour la qualité de la distribution de tailles des gouttelettes obtenues.

III.4 Similitude des écoulements

De façon à étudier la pulvérisation pneumatique d'un liquide telle qu'elle s'opère sur le site de production de poudre métallique, et tout en évitant de se plier

aux contraintes qu'imposent le conditionnement de métal à haute température et la mise en oeuvre d'un jet de gaz à grande vitesse, nous souhaitons représenter le phénomène par une pulvérisation à faible vitesse d'air de solutions aqueuses à température ambiante, cela eu égard à la commodité expérimentale. La théorie de la similitude physique nous autorise en effet à extrapoler la loi d'évolution d'un processus, d'un écoulement à un autre, sous réserve que des conditions de nature physique, à la fois dynamiques et géométriques soient satisfaites. L'analyse menée ici permet de rechercher la forme correcte de l'équation associant différents groupes adimensionnés contenant les ordres de grandeur des principales quantités qui relèvent de la fragmentation. C'est aussi cette étude qui fournira les données à respecter quant à la similitude de deux écoulements. Les essais expérimentaux seront exécutés sur une maquette que nous décrivons à la suite de ces développements.

III.4.1 Ordres de grandeur et analyse dimensionnelle

On représente sur la figure 3-2 le détachement idéalisé d'une gouttelette de liquide sous l'effet du souffle d'air :

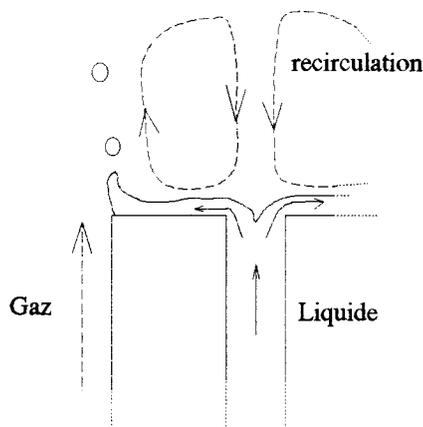


Fig. 3-2 Représentation schématique du détachement d'une goutte

Le bilan des forces extérieures s'exerçant sur la goutte fait apparaître les contributions suivantes, avec leur ordre de grandeur :

- La force de pression $\propto \rho_g V_g^2 d^2$.
- La force de cohésion superficielle $\propto \sigma d$.

- La force de frottement visqueux $\propto \mu_g V_g d$.

- La force de pesanteur $\propto \rho_l g d^3$.

La force prédominante apparaît être celle provenant de la pression exercée par l'écoulement porteur sur la goutte ; elle peut donc servir de jauge aux autres forces à travers les rapports suivants où cette force figure au numérateur :

$$\frac{\rho_g V_g^2 d}{\sigma} , \quad \frac{\rho_g V_g d}{\mu_g} , \quad \frac{\rho_g V_g^2}{\rho_l g d} .$$

Une comparaison des trois nombres après substitution des quantités physiques par leur valeur numérique indique que les deux derniers rapports sont toujours très grands ; les forces de frottement et de pesanteur peuvent donc être négligées vis-à-vis de celle de pression .

Les forces propres à la gouttelette sont :

- la force de cohésion interne d'ordre $\mu_l V_l d$;

- la force d'inertie d'ordre $\rho_l d^3 \frac{dV_l}{dt}$.

Bien que les vitesses d'alimentation en liquide sont toujours maintenues à de faibles valeurs , le contact du jet d'entraînement leur imprime une brusque élévation de niveau . L'accélération peut donc être importante .

Il nous reste à évoquer les caractéristiques liées à l'alimentation en liquide , à savoir la vitesse d'amenée V_l déjà introduite , ainsi que l'épaisseur du film liquide H_l pris à l'impact entre les deux phases . De même l'alimentation en gaz porteur fait intervenir l'épaisseur H_g .

De cette énumération il ressort qu'il est possible de décrire la désolidarisation d'une goutte du film liquide à l'aide des grandeurs suivantes :

$$\rho_g , \quad V_g , \quad H_g , \quad \sigma , \quad \mu_l , \quad \rho_l , \quad H_l , \quad V_l .$$

Ces huit données régissent donc la formation d'une gouttelette caractérisée par son diamètre d . Toutefois , la contrainte exercée par le gaz agit à travers la quantité de mouvement $\rho_g V_g^2$; la masse volumique et la vitesse du gaz peuvent donc être représentées par une seule quantité .

L'action pulvérisatrice du fluide porteur sur le film liquide est telle qu'il est possible d'invoquer le terme d' "arrachement" des gouttelettes du corps du film et de remarquer que l'épaisseur du jet d'entraînement H_g ne jouit plus d'une influence

notable dès qu'elle devient supérieure à l'épaisseur du film H_l , la partie du jet porteur située à distance suffisante de l'arête du plateau de l'injecteur étant peu opérante sur la fragmentation, et ne participe qu'à l'évacuation des gouttelettes.

On peut donc éliminer H_g de notre inventaire. On obtient alors la liste des grandeurs suivantes :

$$[1] \quad \rho_g V_g^2, \quad \sigma, \quad \mu_l, \quad \rho_l, \quad H_l, \quad V_l, \quad d.$$

Passons à l'analyse dimensionnelle qui permet d'exprimer tout phénomène par une relation :

$$F(\Pi_1, \Pi_2, \dots, \Pi_n) = 0,$$

où les Π_i sont des groupes adimensionnés dont le nombre et la composition sont fournis par le théorème Pi ou de Vaschy-Buckingham (3,4).

Les grandeurs primaires sont choisies de manière à ce que les conditions opératoires n'interviennent qu'isolément dans chaque groupe adimensionné, ceci afin de permettre de garder constants certains groupes tout en faisant évoluer d'autres. En retenant alors comme grandeurs primaires les propriétés physiques du liquide ρ_l, μ_l et σ on obtient la relation suivante :

$$[2] \quad \frac{d \sigma \rho_l}{\mu_l^2} = F\left(\frac{\rho_l \sigma^2}{\mu_l^2 \rho_g V_g^2}, \frac{\rho_l \sigma H_l}{\mu_l^2}, \frac{\mu_l V_l}{\sigma}\right).$$

Jusqu'à présent nous avons procédé comme si les conditions d'alimentation en liquide, à l'impact du gaz, étaient parfaitement définies. C'est ce qui se produit lorsque l'arrivée de liquide se fait au travers d'une fente (figure 3-3). Alors H_l est connu et la donnée du volume unitaire $Q_l = H_l V_l$ détermine V_l .

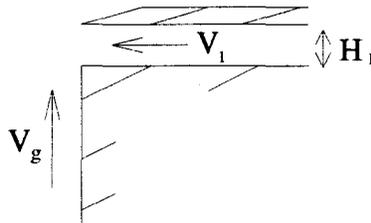


Fig.3-3 Alimentation par fente.

Dans le cas d'une alimentation par nappe liquide (fig. 3-2) , le problème semble plus complexe de prime abord : en effet ici H_l et V_l ne sont pas maîtrisés .

Afin de disposer d'une approche de première approximation nous allons nous appuyer sur des propriétés physiques . Lorsque l'alimentation s'opère par nappe , le jet de gaz empêche le débordement : il se forme un bourrelet de liquide , de plus en plus marqué lorsque V_g décroît . Le liquide est fortement ralenti sur le bord du plateau avant l'impact . Cela signifie que la vitesse V_l est très petite . Or , l'alimentation en liquide peut être représentée , à la place de V_l et de H_l , par le débit en volume unitaire $Q_l = H_l V_l$ et par le débit de quantité de mouvement unitaire $V_l^2 H_l$. Cela étant , on voit que , comme Q_l est fini , lorsque V_l devient très petite , on a $V_l^2 H_l$ qui devient également infiniment petit . En conséquence , dans le cas d'alimentation par nappe une seule donnée peut être gardée en première approximation , à savoir Q_l .

On a donc l'inventaire :

$$[3] \quad \rho_g V_g^2 , \sigma , \mu_l , \rho_l , Q_l , d ,$$

d'où

$$[4] \quad \frac{d \sigma \rho_l}{\mu_l^2} = F \left(\frac{\rho_l \sigma^2}{\mu_l^2 \rho_g V_g^2} , \frac{\rho_l Q_l}{\mu_l} \right) .$$

III.4.2 Maquette en similitude locale

Notre ambition dans la description du processus de pulvérisation de métal liquide en tuyère se limite essentiellement à l'étude de la fragmentation initiée à l'impact du jet de gaz sur le film liquide . Nous tâchons donc de recueillir les informations locales concernant cet arrachement , et non les données finales qui résulteraient de la formation des gouttelettes suivie d'un parcours entier en tuyère , avec de possibles interactions entre parois et particules voisines dans ce milieu confiné . Il est clair cependant que la production finale des gouttelettes à la sortie de la tuyère résulte directement de la phase première de fragmentation qui en conditionne la qualité .

Afin que la pulvérisation sur maquette relève des mêmes phénomènes que celle se déroulant sur site de production , il sera nécessaire de travailler avec des valeurs de groupes adimensionnés aussi voisines que possible de ceux en vigueur sur prototype . Un simple examen comparatif permet de constater que l'eau à température ambiante

pulvérisée par un jet d'air à vitesse modérée conviennent parfaitement , apportant qui plus est une facilité accrue d'observation des gouttelettes , du fait de l'augmentation conséquente prévisible de leurs tailles , puisque la grandeur réduite relative à d reste invariante .

En effet , quatre paramètres de similitude conditionnant la production de gouttelettes apparaissent dans les relations [2] et [4] du paragraphe précédent . Il s'agit de :

$$\frac{\rho_l \sigma^2}{\mu_l^2 \rho_g V_g^2} , \quad \frac{\rho_l \sigma H_l}{\mu_l^2} , \quad \frac{\mu_l V_l}{\sigma} , \quad \frac{\rho_l Q_l}{\mu_l} .$$

Ce sont ces quatre nombres dont les valeurs doivent être approximativement conservées d'un écoulement à l'autre . Ces valeurs se déduisent directement des conditions caractéristiques de fonctionnement en site industriel qui nous sont connues , à savoir dans notre cas :

$$\begin{aligned} \frac{\rho_l \sigma^2}{\mu_l^2 \rho_g V_g^2} &\approx 1.10^3 \\ \frac{\rho_l \sigma H_l}{\mu_l^2} &\approx 3.10^5 \\ \frac{\mu_l V_l}{\sigma} &\approx 1.10^{-2} \\ \frac{\rho_l Q_l}{\mu_l} &\approx 1.5 10^3 \end{aligned}$$

En introduisant dans ces nombres les valeurs des propriétés physiques de l'eau et de l'air dans leurs conditions normales , il s'avère que V_g , V_l et H_l s'ajustent à des niveaux raisonnables qui n'entraveront pas les expérimentations .

La maquette est représentée sur les figures 3-4 à 3-6 suivantes . L'écoulement horizontal d'un film liquide est créé dans un canal ; une fois l'extrémité du canal atteinte , le liquide rencontre un jet d'air ascendant qui produit les gouttelettes et les charrie du bas vers le haut . Cette configuration particulière en canal correspond à une reproduction de la géométrie du dessus de plateau de l'injecteur liquide , en adaptant toutefois la symétrie axiale de la tuyère à une structure bidimensionnelle . Le facteur d'échelle adopté entre le prototype et la maquette est de 5 .

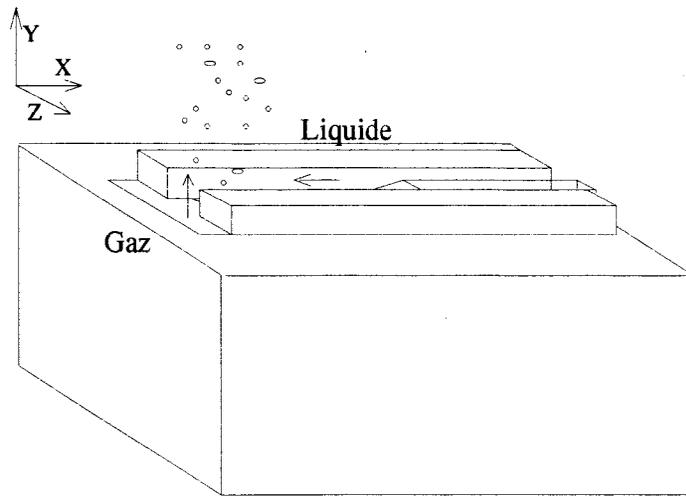


Fig.3- 4 Représentation de la maquette vue en perspective .

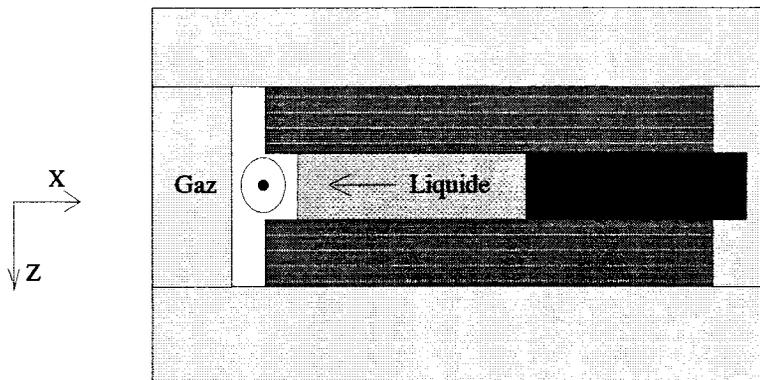


Fig. 3-5 Schéma de la maquette - vue de dessus .

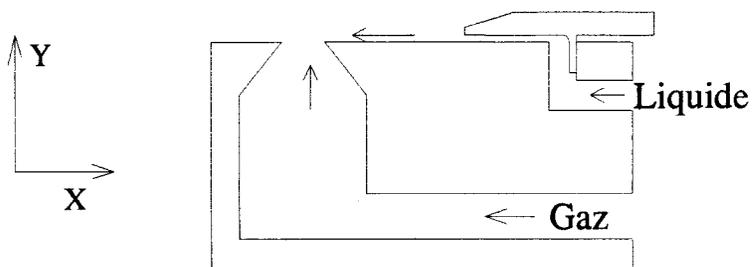


Fig. 3-6 Schéma de la maquette - vue en coupe .

Références

- (1) Nichiporenko O.S. and Naida Yu. I. , *Heat exchange between metal particles and gas in the atomization process* , trans. from Poroshkovaya Metallurgiya , 1968 ,
July , n° 7 (67) , pp.1-5 .
- (2) Ubhayakar S.M. , Stickler D.B. & Gannon R.E. , *Fuel* , 1977 , n° 56 , p.281 .
- (3) Sedov L.I. , *Similarity and dimensional methods in mechanics* , London , 1959 .
- (4) Comolet R. , *Mécanique expérimentale des fluides* , Tome II , Masson , 1976 ,
p.146 .

CHAPITRE IV. Etude expérimentale de la fragmentation pneumatique d'un film liquide

IV.1 Introduction

Après nous être intéressés , au cours du chapitre précédent , aux conditions dans lesquelles seront réalisées les expérimentations concernant la fragmentation , nous atteignons dans cette dernière partie de l'exposé l'aboutissement de ce travail , à savoir la caractérisation d'une population de gouttelettes produites à la rencontre d'un film liquide et d'un jet d'air , ce en fonction de paramètres sans dimension issus de l'analyse par similitude .

Dans un premier temps , seul le déroulement de la fragmentation retiendra notre attention . Nous suivrons l'évolution temporelle de la dislocation du film liquide à l'aide d'une méthode photographique appropriée . Cet aspect qualitatif est intéressant à plus d'un titre , notamment sous l'angle comparatif par la mise en évidence ou non d'un parallélisme entre ces observations et le schéma global de dislocation par étapes déjà proposé pour d'autres configurations de pulvérisateurs .

Afin de préciser la forme de l'équation d'évolution d'une quantité représentative de la production de gouttelettes (équation [2] ou [4] du & III.4.1) , une étude métrologique concernant les principaux caractères de l'écoulement diphasique est entreprise . La granulométrie y tient une place prépondérante , en s'aidant d'une méthode d'analyse d'images vidéo préalablement étalonnée par une technique holographique , plus fiable mais plus délicate de mise en oeuvre . Des mesures d'épaisseur du film liquide viennent compléter ces données , ainsi que quelques résultats concernant la vélocimétrie des gouttelettes .

IV.2 Observation de la fragmentation

IV.2.1 Montage expérimental

Le dispositif retenu pour suivre temporellement le processus de fragmentation est reproduit schématiquement sur la figure 4-1 . Par ailleurs , des vues de l'installation et de la maquette sont fournies fig. 4-2 .

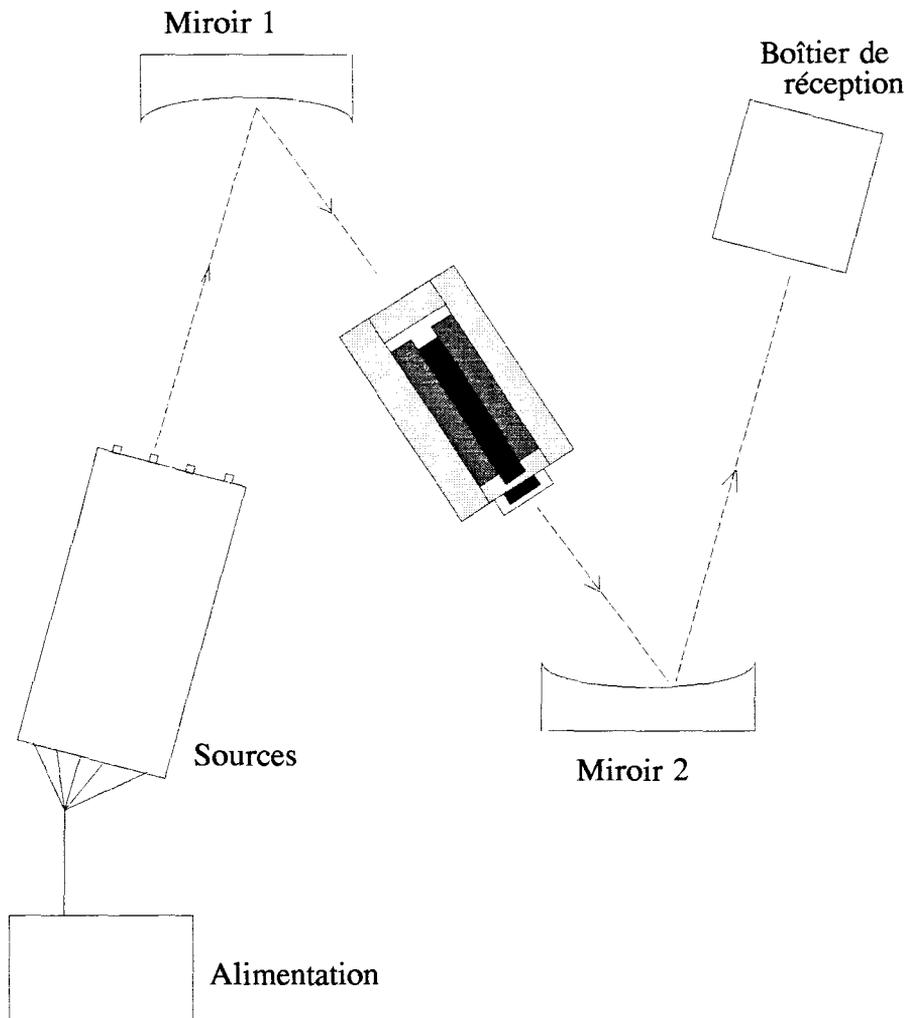
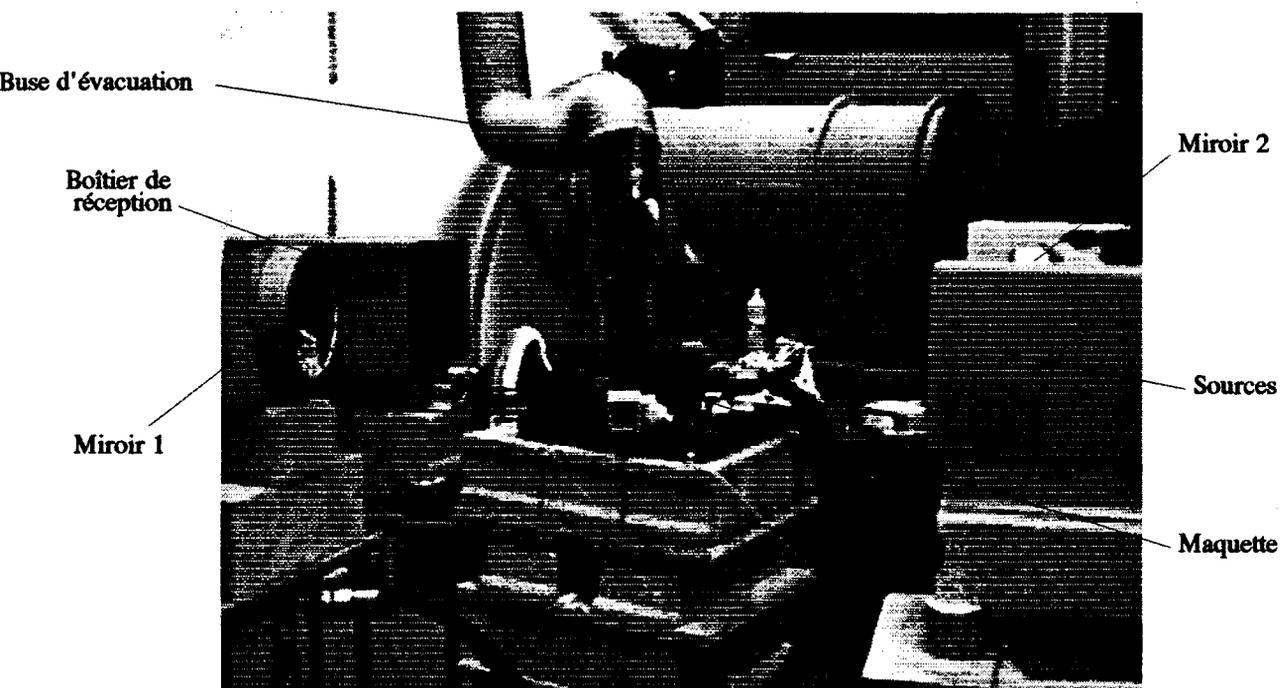


Fig. 4-1 Schéma du dispositif de photographie à expositions multiples

Le système de visualisations ultra-rapides est disposé suivant un montage en Z et repose sur une méthode ombroscopique . Des impulsions lumineuses successives sont transformées , à l'aide d'un miroir sphérique , en des faisceaux de lumière parallèle traversant la zone de dislocation . L'ombre du film d'eau se fragmentant est reprise par un autre miroir sphérique et est ensuite projetée , via un système de lentilles , sur une plaque photographique . Cet appareillage se compose de :

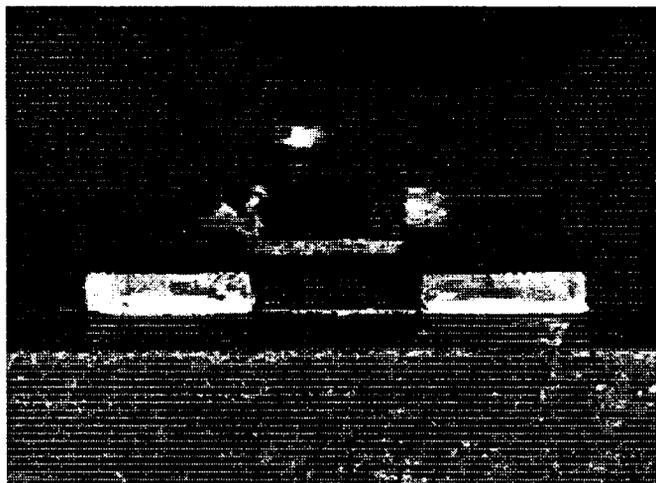
- Une batterie d'éclateurs permettant de générer des salves d'une vingtaine d'éclairs lumineux , espacés par un intervalle de temps modulable de 1 μ sec. à 1 sec. . Chaque impulsion lumineuse est d'une durée de 300 nanosec. et délivre une énergie de 2 Joules ; la batterie est reliée à un bloc d'alimentation haute tension .
- Deux miroirs sphériques de qualité strioscopique , d'un diamètre de 25 cm. et de 2.5 m de longueur focale .
- Un boîtier de réception photographique pour film 240x180 mm. .



(a) dispositif chronophotographique



(b) vue de face de la maquette



(c) vue de face du canal d'alimentation en liquide

Fig. 4-2 Prises de vues de la maquette et de l'installation adaptée à l'observation de la fragmentation

IV.2.2 Observations

Les résultats présentés ci-dessous concernent une pulvérisation mettant en jeu l'eau et l'air (cond. ambiantes) . Les conditions d'alimentation sont définies par les

nombres $N_2 = \frac{\rho_l \sigma^2}{\mu_l^2 \rho_g V_g^2}$ pour l'air et $N_3 = \frac{\rho_l Q_l}{\mu_l}$ pour l'eau , introduits au chap. 3.

Des clichés photographiques représentant le début de dislocation du film d'eau par le jet d'air sont reproduits sur les figures 4-3 à 4-7 dans les pages qui suivent . Les fig. 4-3 et 4-3' d'un côté et 4-4 , 4-4' et 4-4'' de l'autre expriment les états successifs de la dislocation pour deux débits liquides différents . Sur la figure 4-5 se manifeste l'évolution d'un fragment liquide issu d'un agrandissement de zone extraite de la fig. 4-4 . Les fig. 4-6 et 4-7 mettent l'accent sur des fragmentations particulières de quantités liquides déjà expulsées du film . A l'exclusion de la fig. 4-7 où l'intervalle de temps entre clichés est égal à 600 μ sec. , il est fixé à 150 μ sec. partout ailleurs . La vitesse de l'air est maintenue constante sur les clichés présentés . Le caractère instationnaire de l'écoulement diphasique se traduit par des fluctuations dans le régime d'amenée du liquide , la fragmentation semblant procéder par bouffées dont la fréquence augmente avec les débits respectifs de chaque fluide .

Au vu des fig. 4-3 et 4-4 , on note immédiatement la rapide dislocation encourue par le film dans cette configuration particulière . Bien que le champ circonscrit par les photographies soit limité et corresponde dans le sens de l'écoulement à une distance de l'ordre de 3 ou 4 largeurs de canal , la réduction du film en amas liquides de tailles notablement réduites est effective dès le mi-parcours , cela même pour un débit d'eau relativement important (fig.4-4) . Le film liquide perd donc quasi-instantanément sa cohésion au contact avec un jet d'air ascendant animé d'une grande quantité de mouvement relativement au liquide , du fait du brusque changement de direction imprimé . Cette propriété est à opposer à certaines observations provenant d'autres types de dislocations (jets , nappes...) où la phase liquide est amenée à parcourir une certaine distance , après contact avec l'air , sans perte d'intégrité notable , mais en développant des perturbations superficielles qui dans notre cas n'existent pas ou restent confinées dans la partie du film en canal .

Le phénomène de fragmentation peut être globalement décrit comme un processus d'étirement continu , du film lui-même et de ses parties détachées , sous l'effet de l'importante différence initiale de vitesses entre phases . L'extension initiale du film et sa perte de contact avec la paroi du canal à partir de l'arête va tendre à des rétrécissements locaux de son épaisseur bientôt transformés en perforations et favoriser par là l'expulsion de lambeaux de film sous la forme de filaments s'étirant et se détachant , ou d'amas protéiformes acquérant leur autonomie (fig.4-5). Ces fragments de film sont soumis eux-aussi au cisaillement du jet gazeux et subissent des déformations menant à la séparation de leurs constituants . Cette séparation s'opère de façon diverse suivant les fragments et les conditions locales d'écoulement , par une évolution sacculiforme classique (fig.4-6) , par détachements successifs (fig.4-7) ... Moins qu'à une succession systématique d'étapes menant du film aux gouttelettes on assiste donc à une coexistence de parcelles pluriformes de film , *ie* filaments , amas et grosses gouttes qui évoluent vers la stabilité en se décomposant en chemin .

En conclusion , il est clair que la rencontre d'un jet d'air et d'une fine couche de liquide dont les directions de déplacement sont perpendiculaires revêt une importance particulière dans la rapide destabilisation de la structure liquide et dans l'obtention d'une population de fines gouttelettes de qualité .

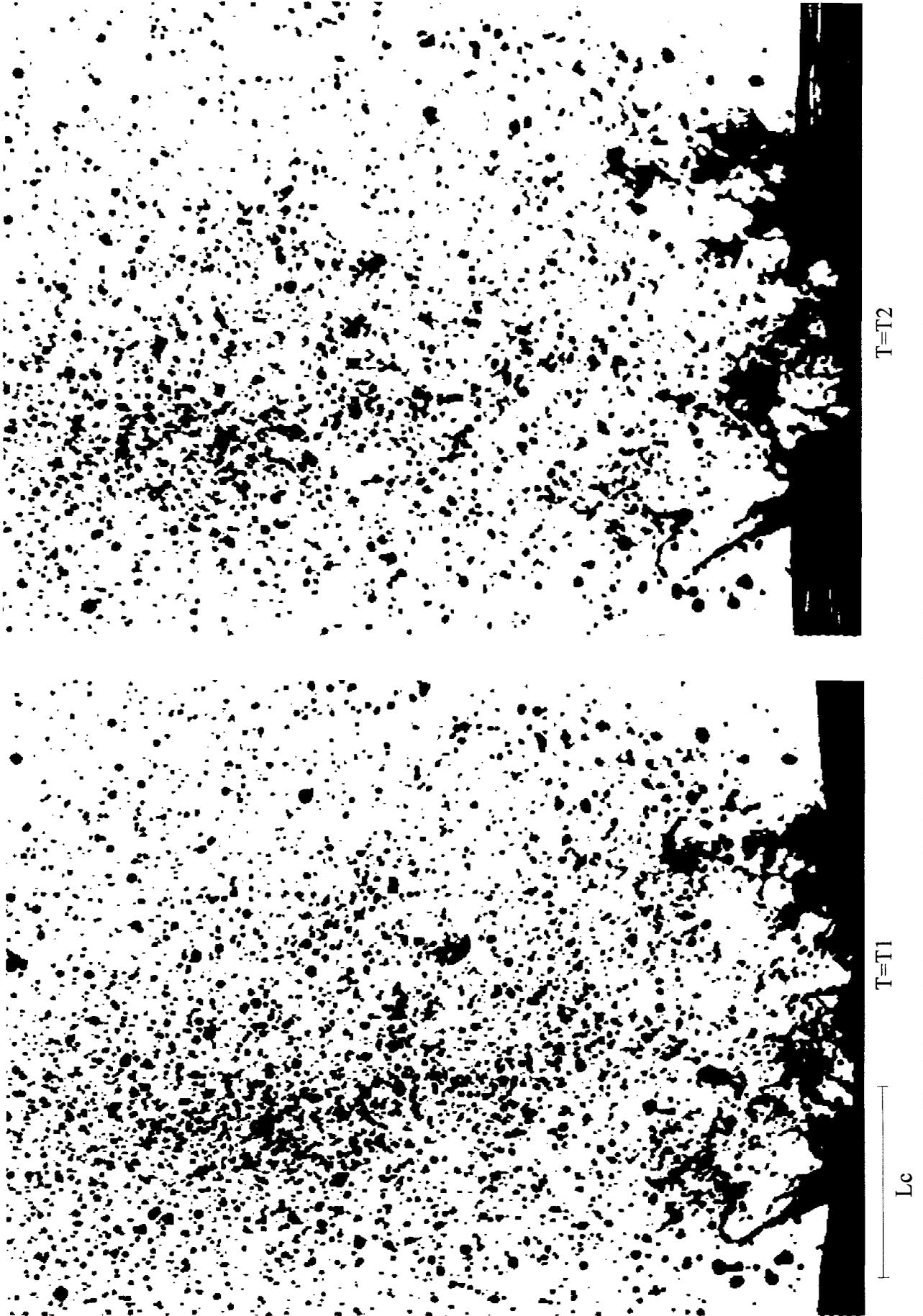


Fig. 4-3 Evolution temporelle de la fragmentation du film , pour $N2=1115$, $N3=415$ ($Dt = 150 \mu\text{sec.}$)

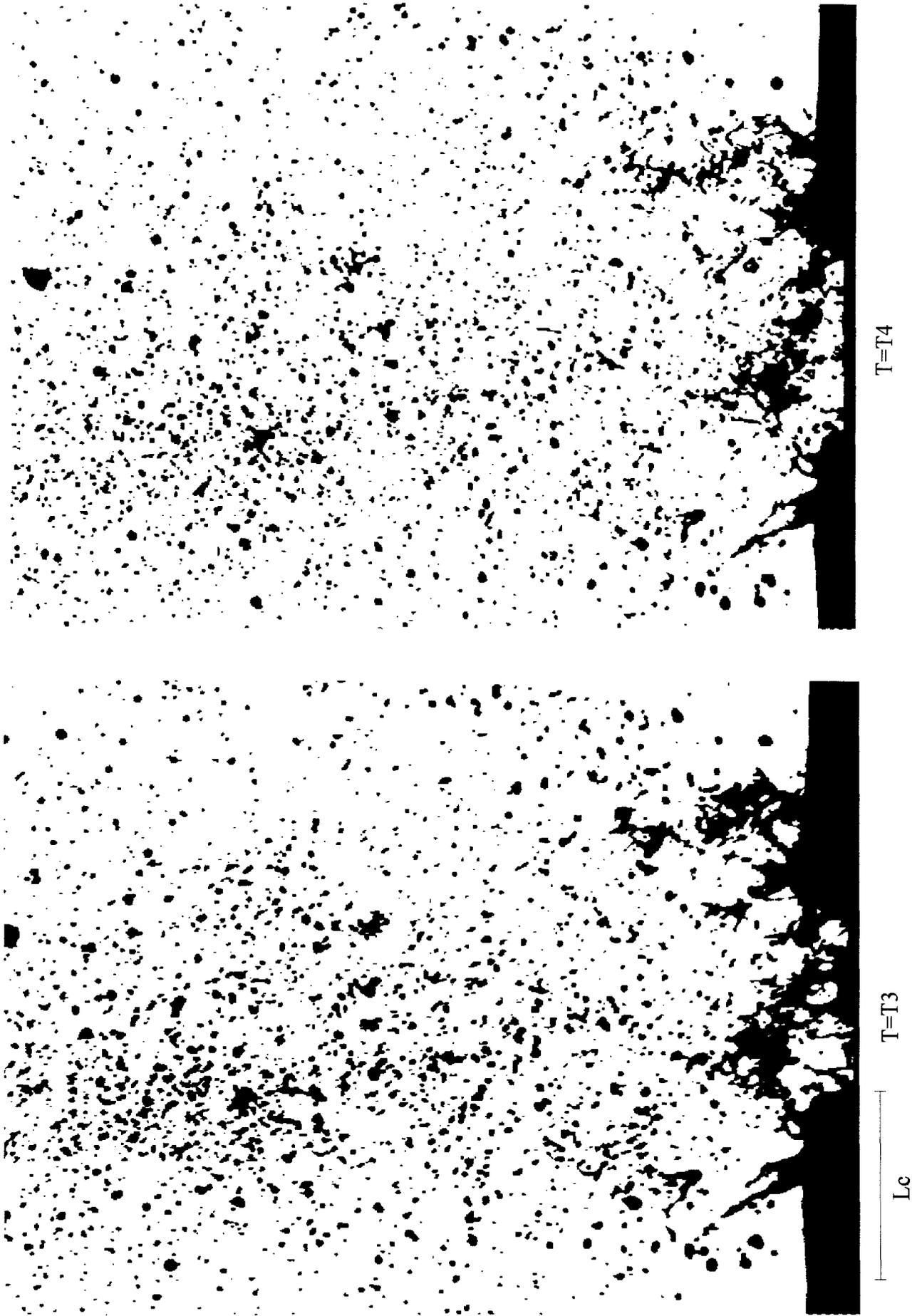


Fig. 4-3' Evolution temporelle de la fragmentation (suite)

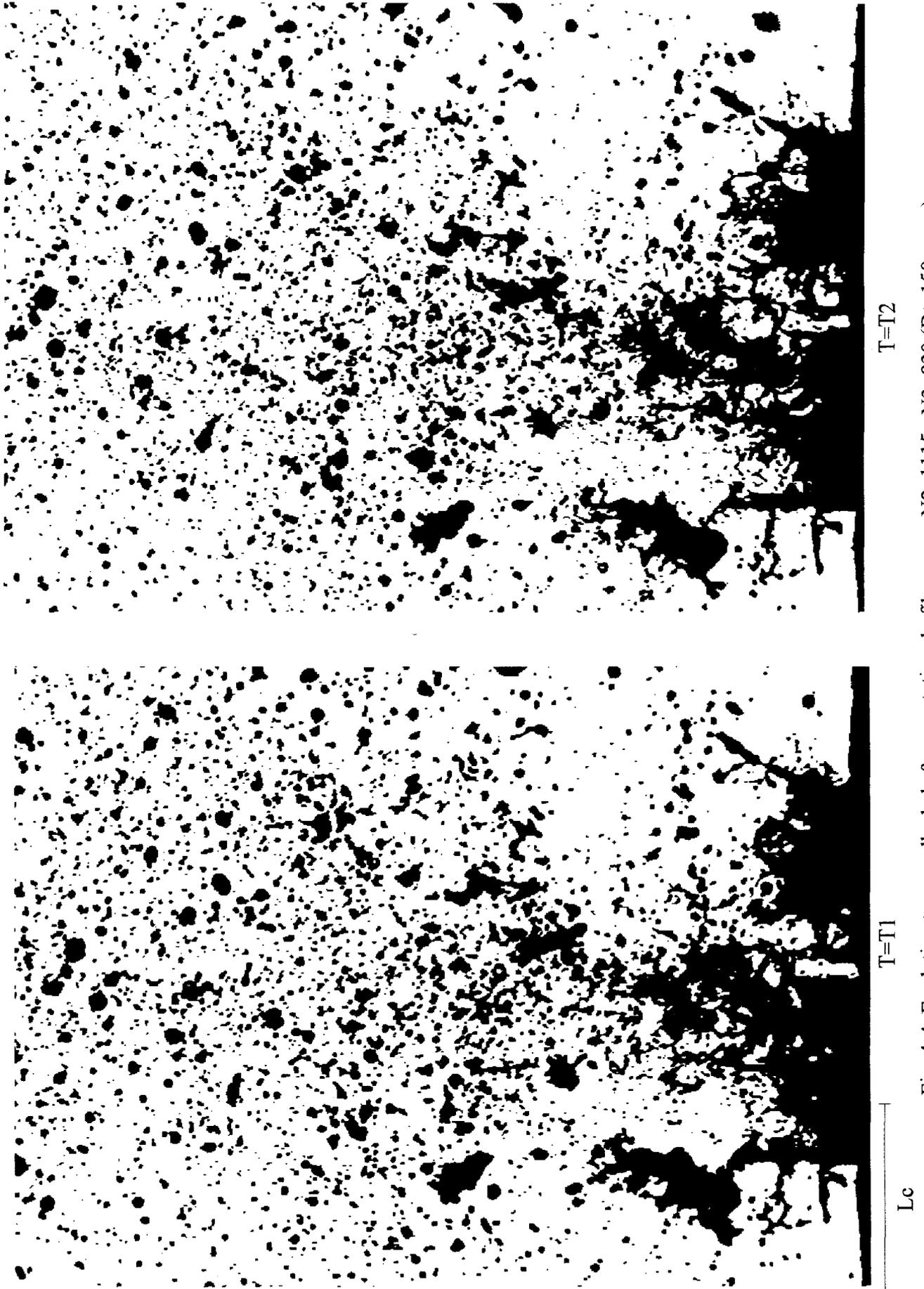


Fig. 4-4 Evolution temporelle de la fragmentation du film , pour $N2=1115$, $N3=830$ ($Dt=150 \mu\text{sec}$.)

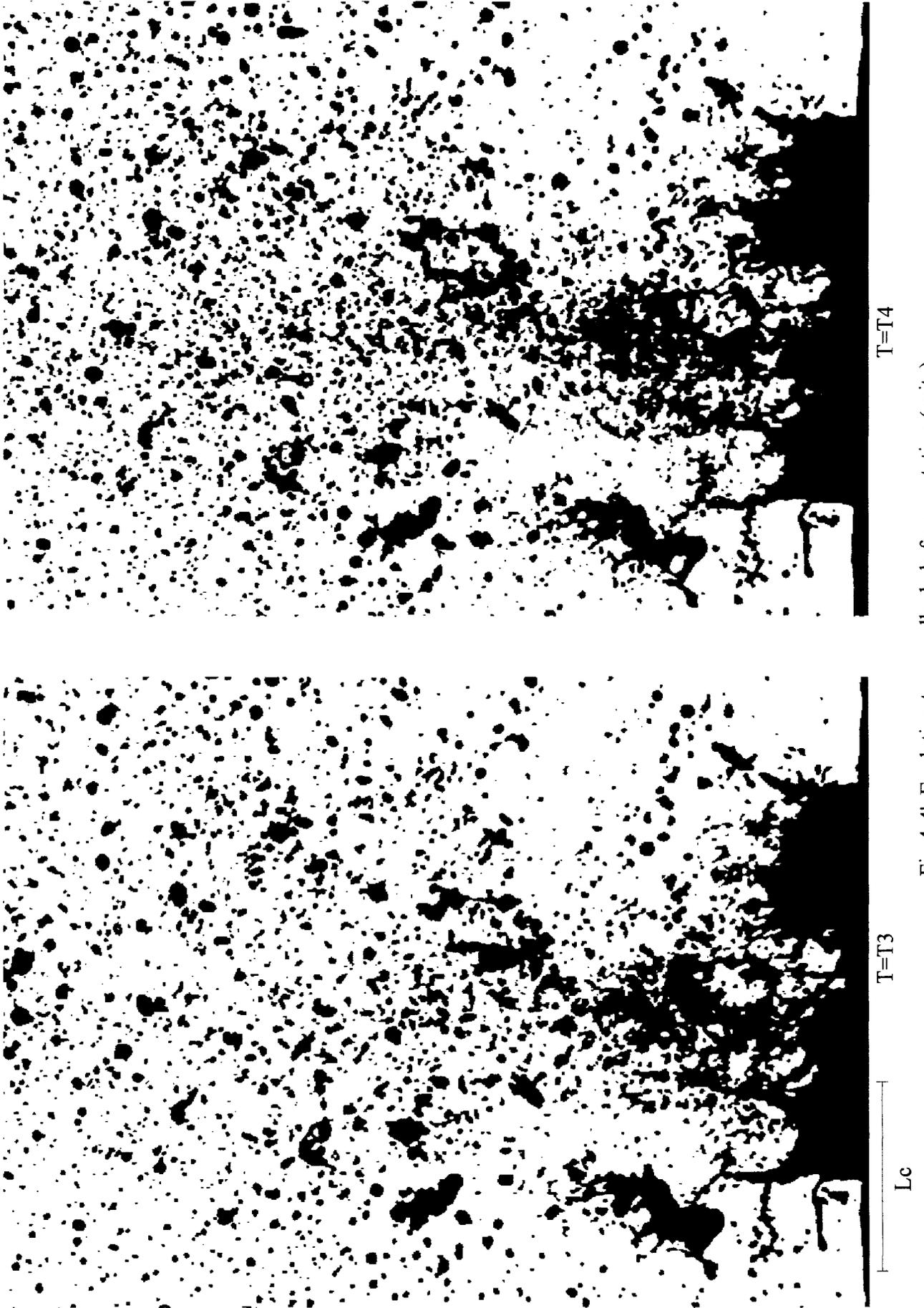


Fig. 4-4' Evolution temporelle de la fragmentation (suite)

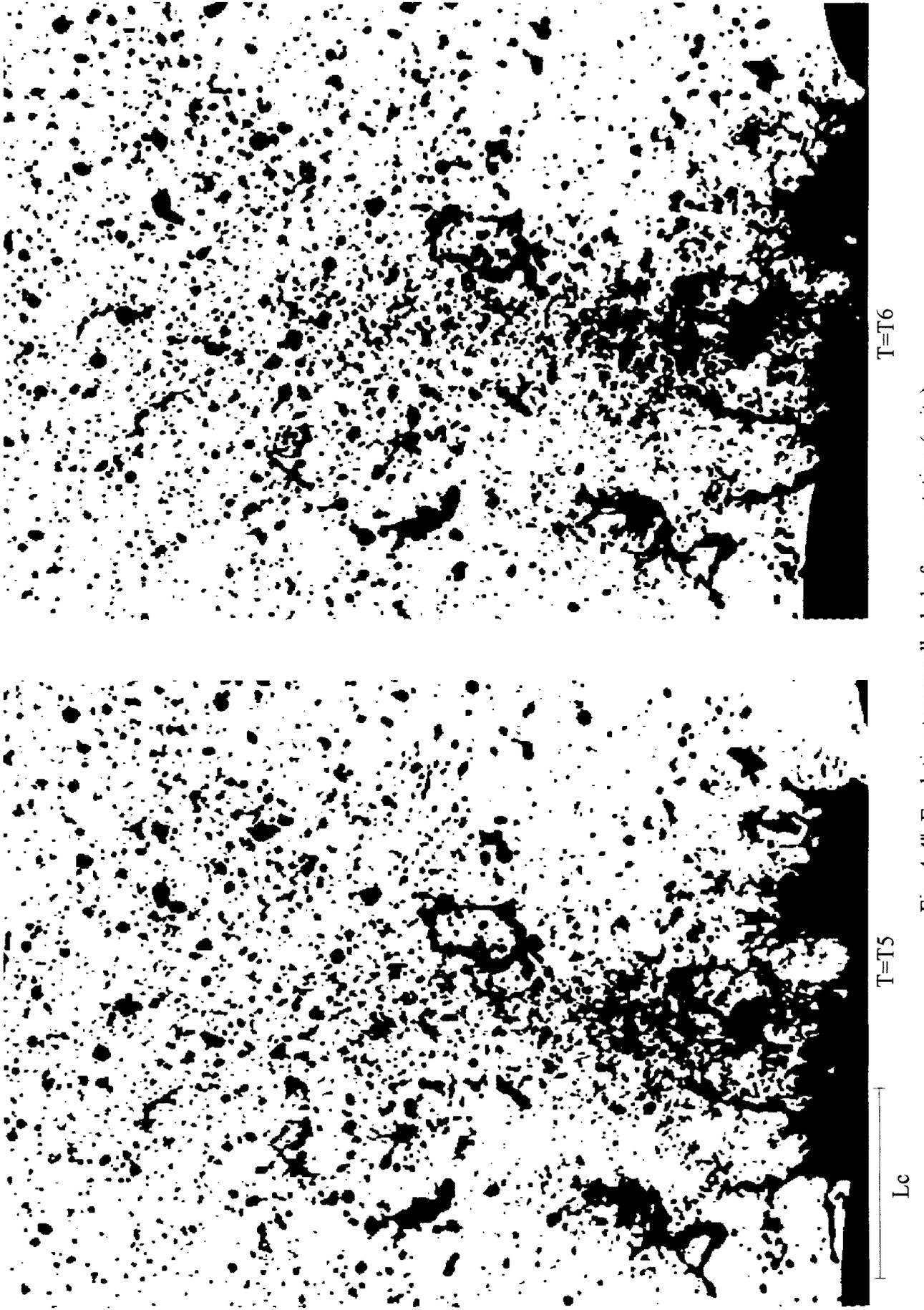
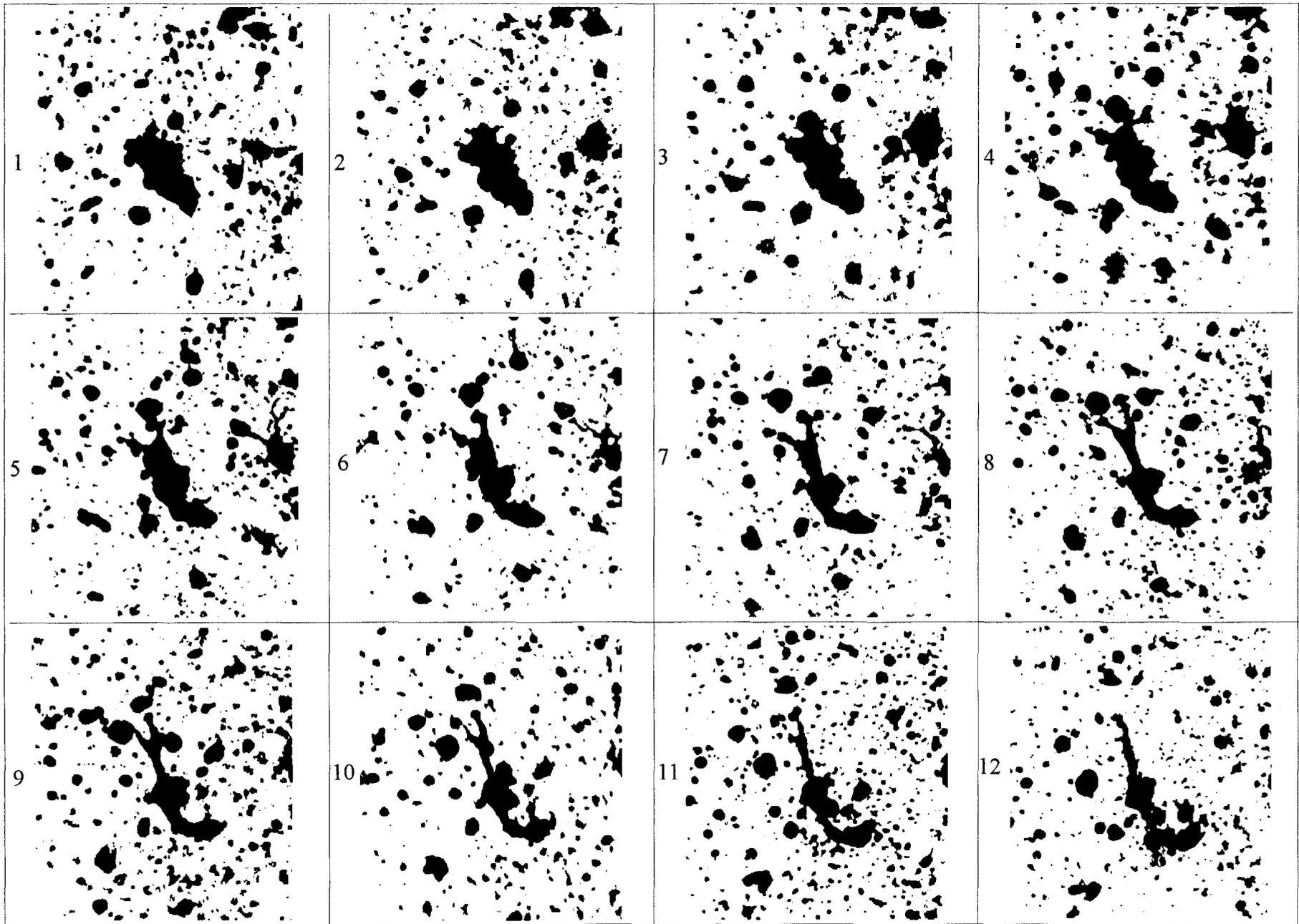


Fig. 4-4" Evolution temporelle de la fragmentation (suite)



Ecoulement

Fig. 4-5 Evolution temporelle de la fragmentation - détail de la fig. 4 ($\Delta t = 150 \mu s$)

Lc

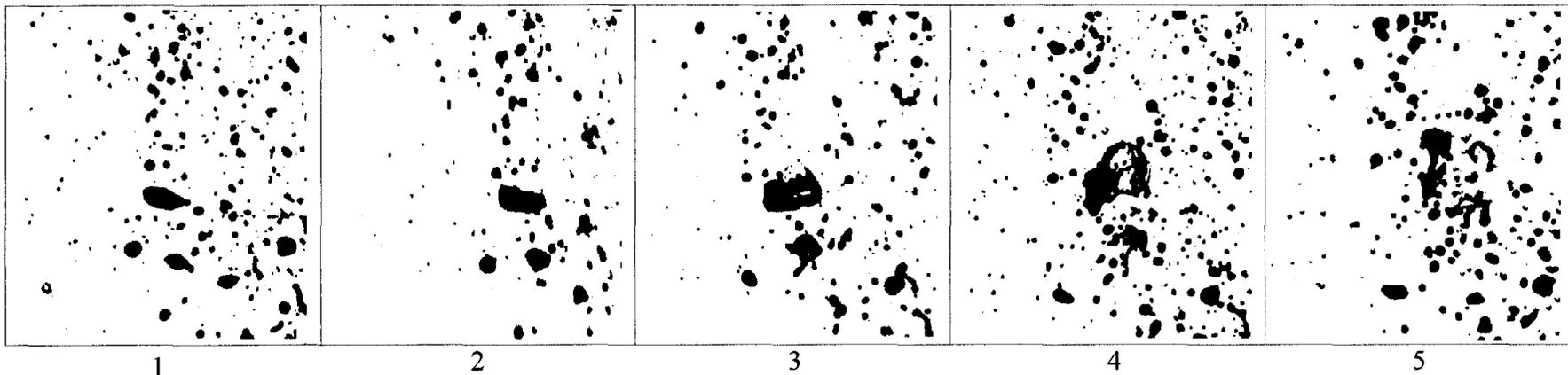


Fig. 4-6 Exemple de processus de fragmentation en "parachute" ($N_2=1115$, $N_3=415$, $Dt=150 \mu\text{sec.}$)

↑
Ecoulement

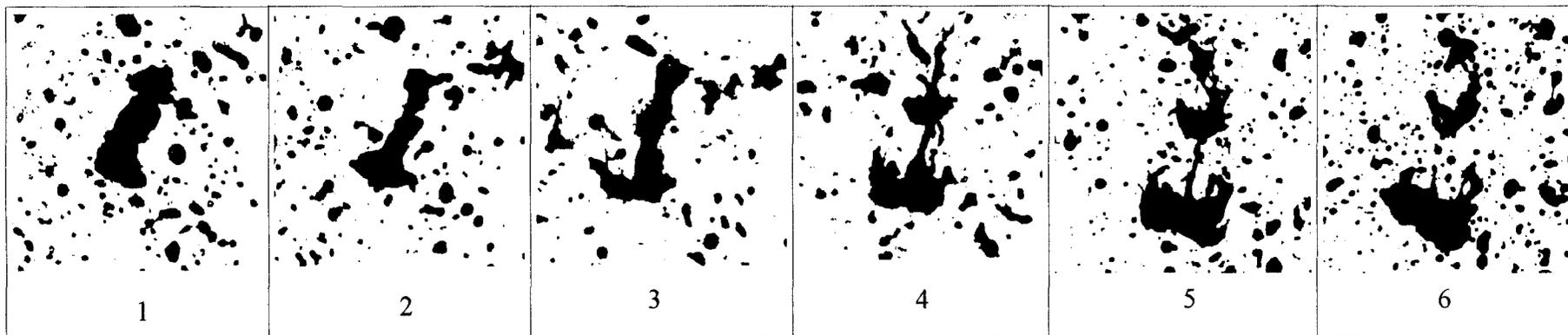


Fig. 4-7 Exemple de processus de fragmentation par détachement ($N_2=1115$, $N_3=345$, $Dt=600 \mu\text{sec.}$)

IV.3 Dispositifs expérimentaux

IV.3.1 Granulométrie par analyse d'images vidéo

Divers procédés de mesure de tailles de particules liquides existent , qu'ils soient électriques , mécaniques ou optiques (1) . C'est à cette dernière catégorie qu'appartient la technique d'imagerie vidéo utilisée ici . Son coût relativement modique de mise en oeuvre face à d'autres systèmes plus sophistiqués (granulomètre Doppler à phase , ...) la rend d'autant plus attractive . Une caméra vidéo CCD capte des images de gouttelettes formées par la fragmentation et les envoie vers un système de traitement informatisé où sont extraites les informations recherchées . C'est donc une méthode d'échantillonnage spatial qui est adoptée , le contenu du volume de mesure ne variant pas durant l'observation discrète .

Le montage expérimental est schématisé sur la fig. 4-8 .

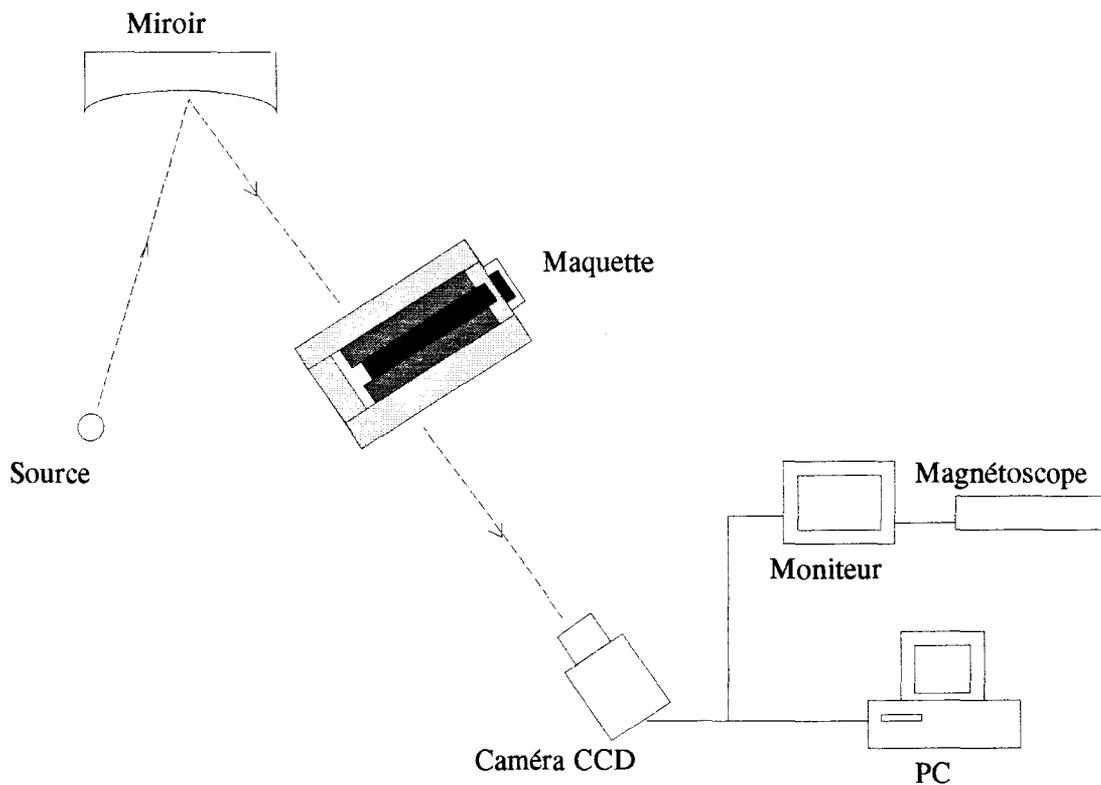


Fig. 4-8 Schéma du dispositif de relevé granulométrique par analyse d'images vidéo

Une source de lumière continue est placée au point de focalisation d'un miroir sphérique de manière à produire un faisceau de lumière parallèle amené à traverser une zone située au-dessus de la rencontre entre le film liquide et le jet d'air . L'observation se fait de profil et non plus de face comme dans le dispositif ombroscopique .



Fig. 4-10 Dispositif de traitement d'images vidéo



Fig. 4-11 Image vidéo binarisée de gouttelettes

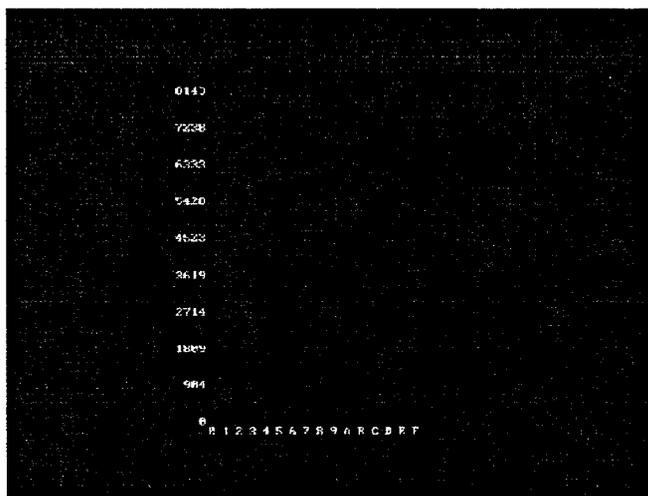


Fig. 4-12 Calcul de la surface (en pixels) des gouttelettes

La caméra CCD récupère donc l'ombre des gouttelettes évoluant à travers un volume de mesure parallélépipédique situé au-dessus du canal d'amenée liquide, à une hauteur suffisante afin d'éviter la présence de filaments ou de fragments liquides non encore dissociés (fig.4-9, le domaine exploré étant représenté en pointillés). A titre de comparaison, cette hauteur qui culmine ici à $4.25 L_c$ au-dessus du canal équivaut à une position en tuyère inférieure à $L_d / 15$ (voir fig.2-21 p.34). Un des problèmes liés à la métrologie de gouttes est la grande dispersion de tailles rencontrées. La limite inférieure de résolution imposée par le capteur et par les dimensions du volume de mesure se situe vers $100 \mu\text{m}$, ce qui ne semble pas gênant en regard de la production de gouttelettes quantifiée à l'aide de valeurs représentatives massiques.

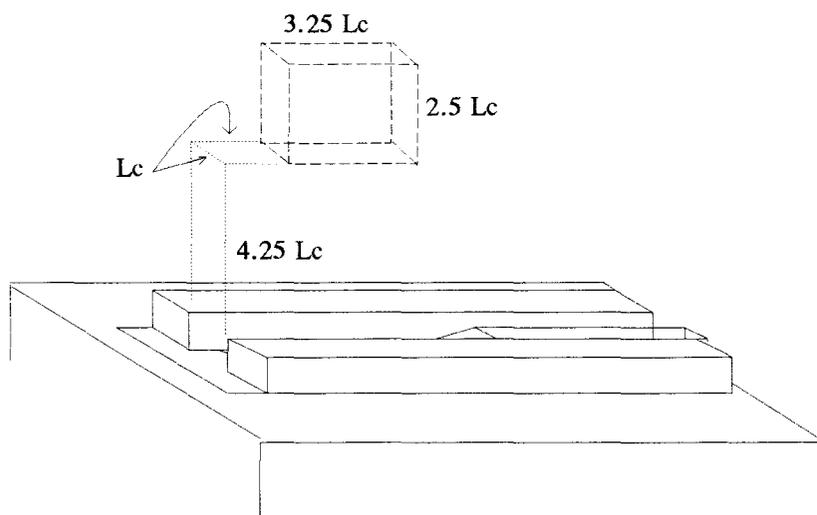


Fig. 4-9 Positionnement du volume de mesure

Le signal vidéo issu de la caméra est ensuite transmis d'une part vers un moniteur de contrôle via un magnétoscope d'enregistrement, et d'autre part vers un micro-ordinateur équipé d'une carte d'acquisition d'images (fig.4-10), où s'opère leur traitement logiciel qui consiste en l'extraction de l'information de taille de chaque gouttelette présente dans le champ de la caméra. Cette opération se déroule comme suit : l'image brute une fois recueillie est binarisée à l'aide d'un paramètre de seuil de manière à éliminer les particules liquides hors champ qui apparaissent floues et par là dotées d'un niveau de gris différent de celles focalisées (fig.4-11). Le seuil est aussi choisi en fonction d'un détourage convenable de chaque objet de l'image. Suit une numérotation de chaque particule présente, précédant le calcul de leur surface respective (fig.4-12). De ce calcul, qui correspond dans notre cas à la surface projetée de la gouttelette, dérive le diamètre (ou diamètre équivalent dans le cas d'une particule non sphérique). On acquiert un nombre suffisant d'images de manière à obtenir un échantillon constant de 5000 gouttelettes par essai, dont on dégage les grandeurs statistiques représentatives de la population de gouttelettes.

Le matériel se compose donc de :

- Un miroir sphérique
- Une source de lumière continue d'une puissance de 500 W
- Une caméra CCD Hi-8 Sony V-5000 avec capteur 768x576 cellules

- Un magnétoscope Hi-8 Sony EV-S1000B
- Un moniteur TV Sony
- Une carte d'acquisition Matrox IP8
- Un PC de type 486

Le temps de pose de la caméra est gardé constant à $1/10000^{\circ}$ sec. , valeur suffisante pour figer les gouttelettes animées de vitesses modérées . D'autres positions ont été tentées avant de s'en tenir à celle décrite fig. 4-9 . Tous les résultats obtenus avec le volume retenu se tiennent dans une limite acceptable de 5 % d'erreur . De même , la reproductibilité des mesures pour des conditions opératoires données a été vérifiée (même pourcentage d'erreur) . Les résultats peuvent être présentés sous la forme d'un histogramme de tailles dans une première approche qualitative du lot de gouttelettes échantillonnées . Comme annoncé au chap. 1 , la quantification du même lot est assurée par le diamètre médian massique , bonne représentation des gouttelettes produites .

IV.3.2 Mesurage de l'épaisseur du film liquide

L'épaisseur du film liquide étant une variable intervenant dans la formation des gouttelettes , sa mesure se révèle précieuse à la compréhension du phénomène . Son niveau est dépendant des conditions en débits des deux fluides et de l'instationnarité de l'écoulement .

Initialement , les propriétés de la fluorescence induite par laser ont été exploitées pour cette mesure de niveau , mais devant le défaut de discrimination de la limite surfacique du film une méthode similaire à celle exploitée en granulométrie a été adoptée . La caméra prend position face à la maquette de fragmentation et récupère donc l'ombre de la couche de liquide en sortie de canal , la source de lumière étant placée dans l'axe de la caméra , mais légèrement surélevée , de telle sorte que la fragmentation naissante du film ne vienne pas perturber la visualisation , les fragments se détachant en diffusant la lumière .

L'opération de traitement de l'image est calquée sur celle exposée précédemment , la surface transversale du film ici analysée étant convertie en épaisseur moyenne sur la largeur du canal . On s'affranchit de l'instationnarité en renouvelant plusieurs fois la mesure pour en déduire une valeur représentative des conditions opératoires .

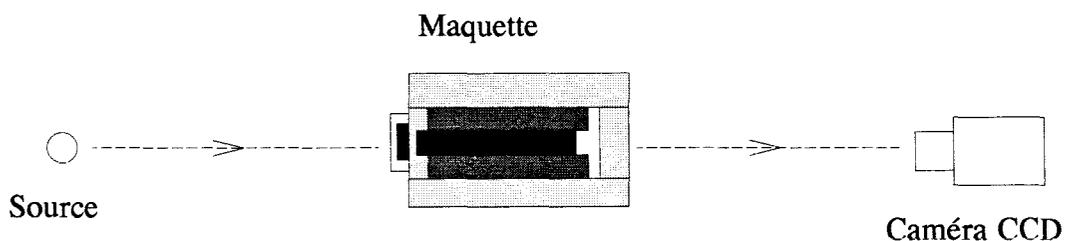


Fig. 4-13 Disposition des éléments pour la mesure de l'épaisseur de film

IV.3.3 Etalonnage par méthode holographique

C'est dans un souci de validation des résultats obtenus par imagerie vidéo que nous avons mis en oeuvre une méthode de granulométrie holographique, plus précise que la première, mais moins aisée d'exploitation. Seuls quelques essais seront donc réalisés dans un but comparatif. Le dispositif utilisé est décrit sur la fig.4-14, dans lequel intervient un montage classique de Gabor (2). L'impulsion lumineuse provenant d'un laser à rubis traverse l'écoulement diphasique et vient illuminer un hologramme qui récupère le champ tridimensionnel instantané de la zone traversée. Cet hologramme est ensuite analysé par un système vidéo-informatique de traitement d'images (fig. 4-15), un découpage du champ reconstruit permettant un accès individuel aux particules. Une procédure automatisée d'extraction des tailles autorise habituellement une accélération notable de l'obtention des résultats ; cependant cette dernière s'est avérée inopérante dans nos conditions de par la trop importante concentration en gouttes, amenant par là à un "aveuglement" du logiciel. Le dépouillement a donc été exécuté manuellement, ce qui explique pourquoi seuls les résultats concernant deux types de conditions opératoires sont présentés.



Fig. 4-14 Montage holographique de Gabor

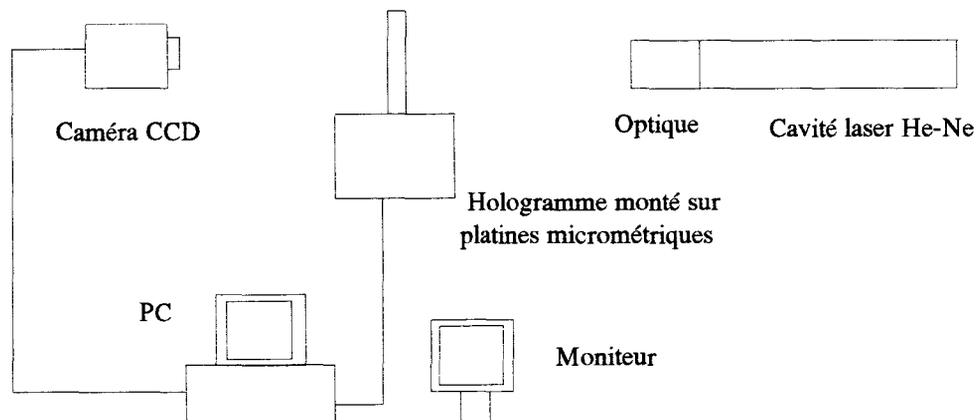


Fig. 4-15 Dispositif de dépouillement de l'hologramme

IV.3.4 Vélodimétrie des gouttelettes

L'holographie à expositions multiples permet d'accéder aux composantes de la vitesse des objets mobiles reproduits sur l'hologramme . La double exposition d'une même zone de l'écoulement diphasique permet donc d'obtenir la vitesse des gouttelettes , ayant mesuré la distance séparant les images de la même gouttelette et connaissant l'intervalle de temps entre les deux illuminations . Pour la même raison que dans le cas de la granulométrie , seuls deux hologrammes à double exposition ont été dépouillés .

IV.3.5 Précisions opératoires

Les fluides en présence dans ces expérimentations (à pression et température ambiantes) sont d'une part l'air comme gaz pulvérisateur , d'autre part l'eau ainsi que des mélanges eau-glycérol comme liquides pulvérisés . L'emploi d'autres liquides que l'eau permet une extension du domaine de validité de la loi d'évolution recherchée , que l'on ne pourrait atteindre par la seule action sur les conditions d'alimentation .

Les propriétés des liquides sont données par le tableau 4-1 . Le calcul de la tension superficielle est réalisé par la mesure de la hauteur d'ascension h du liquide dans un tube capillaire de rayon r , ainsi que de l'angle de contact à la paroi β , étant donné que :

$$\sigma = \frac{h r \rho_l g}{2 \cos \beta}$$

La viscosité est quant à elle déterminée à l'aide de tubes viscosimétriques d'échelles de valeurs appropriées . La masse volumique est obtenue par simple pesée .

| Liquide | Masse Volum. Kg.m ⁻³ | Viscos. Kg.m. ⁻¹ .s. ⁻¹ | Tension de surface Kg.s ⁻² |
|-------------------------------|------------------------------------|--|--|
| Eau | 998 | 0.001 | 0.076 |
| Eau + Glycérol (15 % vol.) | 1038 | 0.0015 | 0.073 |
| Eau + Glycérol (30 % vol.) | 1076 | 0.0026 | 0.07 |
| Eau + Glycérol (50 % vol.) | 1128 | 0.0077 | 0.065 |

Tab. 4-1 Propriétés des liquides pulvérisés

IV.4 Résultats expérimentaux

IV.4.1 Conditions d'entraînement du film liquide par le jet d'air

On tente d'évaluer la limite inférieure de la vitesse du gaz V_{gc} capable d'assurer un entraînement et une fragmentation même faible et grossière du film liquide et s'opposant au moins au déversement de ce liquide à l'extrémité du canal . De même , la mesure correspondante de l'épaisseur du film h_c atteinte à ce point de transition permet d'accéder à la définition d'un nombre de Weber critique We_c en-deçà duquel la quantité de mouvement du gaz n'autorise plus à la fragmentation de s'accomplir . On procède donc par baisse successive de la vitesse d'air , en maintenant le débit liquide à une faible valeur , jusqu'à ce que la fragmentation se trouve réduite au minimum ; on note alors le niveau de liquide à la sortie du canal . On obtient :

$$V_{gc} = 4.5 \text{ m.s}^{-1} \quad \text{et} \quad H_{lc} = 0.005 \text{ m} ,$$

$$\text{d'où} \quad We_c = \frac{\rho_g V_{gc}^2 H_{lc}}{\sigma} \approx 2 .$$

On peut souligner la valeur relativement faible atteinte par ce nombre de Weber critique , comparé à celle ayant trait à la fragmentation de gouttelettes , évoquée au chap. 1 , qui dépasse la dizaine . Ceci ne peut que corroborer les conclusions énoncées à la suite des observations (IV.2.2) concernant la rapide perte de cohésion du film liquide à l'impact du jet gazeux ascendant .

IV.4.2 Influence de l'épaisseur de la fente d'air

Au chapitre 3 , nous avons admis la faible incidence sur les résultats de l'épaisseur du jet d'entraînement H_g dès que celle-ci devient supérieure à l'épaisseur du film H_l , l'efficacité de l'air loin de l'arête du canal étant réduite . Il est possible de le vérifier expérimentalement en suivant l'évolution du diamètre médian massique d_{mm} de l'échantillon de gouttelettes récoltées par rapport à H_g , toutes autres conditions étant maintenues constantes par ailleurs (*ie* la vitesse du gaz ainsi que les conditions d'alimentation en liquide) . La fig. 4-16 reproduit cette évolution , les valeurs étant adimensionnées par la largeur du canal L_c . Les conditions en alimentation des essais sont définies grâce aux nombres sans dimension provenant de l'analyse dimensionnelle et apparaissant dans l'équation [4] du paragraphe III.4.1 :

$$\frac{\rho_l \sigma^2}{\mu_l^2 \rho_g V_g^2} = N_2 = 1285 \quad , \quad \frac{\rho_l Q_l}{\mu_l} = N_3 = 903 \quad .$$

Les courbes présentées révèlent deux particularités importantes de l'écoulement . La première est l'invariance de l'épaisseur du film quelle que soit l'épaisseur de la fente d'air , donc quel que soit le débit du fluide porteur . On s'aperçoit ensuite de la variation asymptotique du diamètre massique médian , celui-ci ne s'écartant plus d'une valeur limite à partir de $H_g^* = 0.2$, c'est à dire à partir de la valeur atteinte par l'épaisseur du film liquide . Voilà donc qui confirme et valide *a posteriori* l'élimination de l'épaisseur de fente d'air de notre inventaire des grandeurs intervenant dans la désolidarisation de fragments liquides du film .

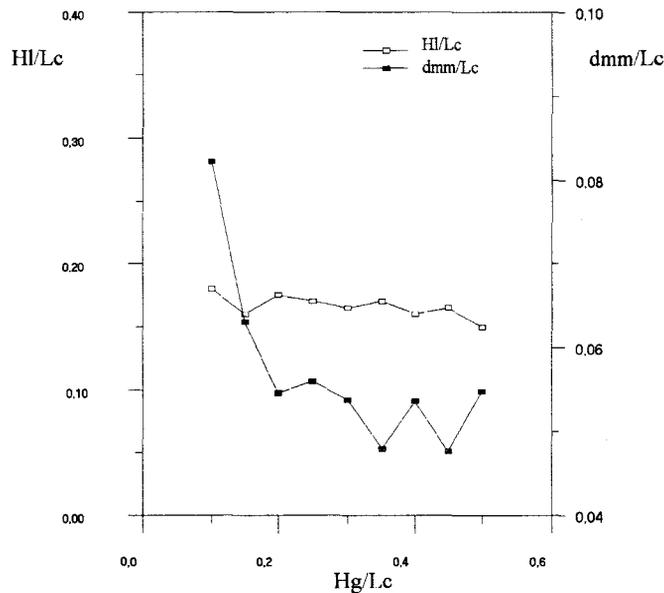


Fig. 4-16 Evolution du diamètre médian massique et de l'épaisseur de film en fonction de l'épaisseur de la fente d'air (tous adimensionnés par la largeur du canal Lc)

IV.4.3 Influence de la vitesse de l'air

La vitesse de l'écoulement porteur est jugée le plus souvent primordiale dans le processus de pulvérisation . En conservant constant le nombre N_3 dans lequel intervient le débit liquide , on étudie la variation du diamètre médian massique en

fonction de la vitesse de l'air , ou encore l'évolution de $\frac{d_{mm} \sigma \rho_l}{\mu_l^2} = N_1$ en

fonction de N_2^{-1} car V_g se trouve au dénominateur de N_2 . Les résultats sont reproduits sur la figure 4-17 . La forme asymptotique des courbes est nette quelle que

soit la valeur du nombre N_3 . Ceci démontre que le procédé ne gagne plus en efficacité au delà d'une certaine valeur de la vitesse de l'air. Ajouté à cela, on dénote un effet de resserrement des résultats granulométriques en régime de fortes vitesses, la différenciation entre les différents débits liquides étant de moins en moins apparente.

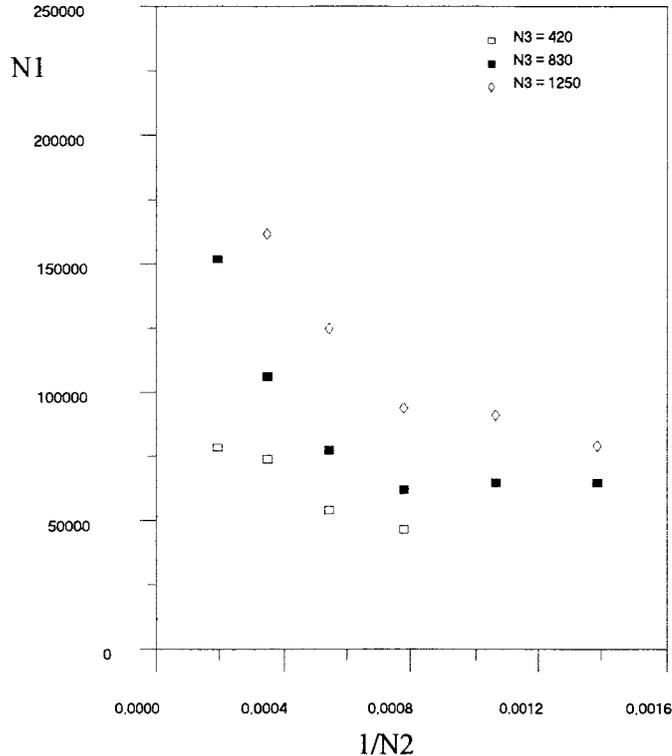


Fig. 4-17 Evolution du diamètre médian massique (intervenant dans N_1) en fonction

de la vitesse de l'air (N_2^{-1}) pour différents débits liquides (N_3)

IV.4.4 Influence du débit liquide surfacique

On examine à présent les effets du débit liquide surfacique Q_l sur l'évolution de la fragmentation. On regroupe sur la figure 4-18 les variations de N_1 suivant N_3 pour trois valeurs différentes du nombre N_2 . Les trois courbes présentent une certaine linéarité entre le diamètre représentatif de l'échantillon et le débit liquide, l'intensité de la vitesse du gaz s'exprimant par des pentes inégales. La pente la plus importante correspond à la valeur la plus faible de la vitesse : plus cette dernière augmente moins l'influence sur N_1 est apparente, tendance déjà relevée précédemment. A faible débit liquide, les différentes courbes tendent à se rejoindre ; la vitesse du fluide porteur a alors peu d'influence sur les résultats.

IV.4.5 Influence de l'épaisseur de film

Bien que cette grandeur n'apparaisse pas individuellement dans l'équation d'évolution, mais couplée avec la vitesse d'amenée liquide à travers Q_l , il est intéressant de représenter graphiquement d_{mm} par rapport à H_l (fig. 4-19). Toutes les valeurs expérimentales ont ici été déployées, la validité de la courbe s'étendant donc sur toute la plage du débit liquide, de la vitesse du gaz et des liquides pulvérisés.

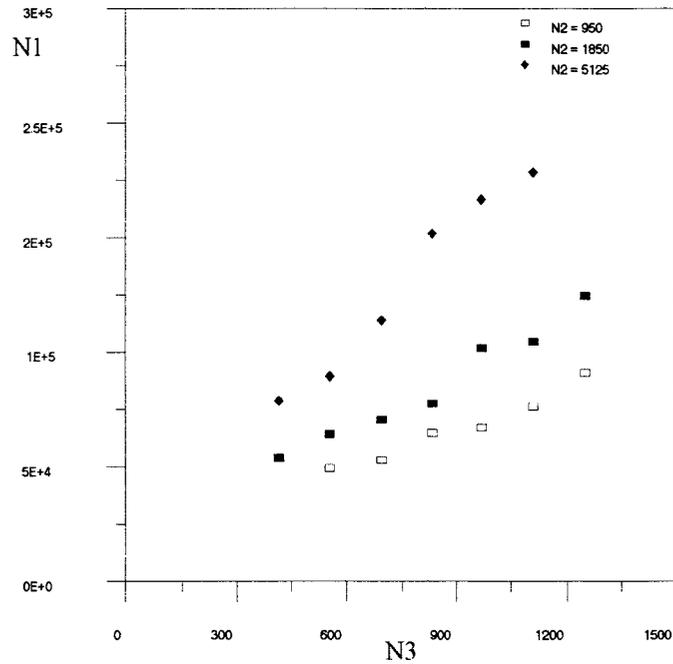


Fig. 4-18 Evolution du diamètre médian massique (intervenant dans N_1) en fonction du débit liquide (N_3) pour différentes vitesses d'air (N_2)

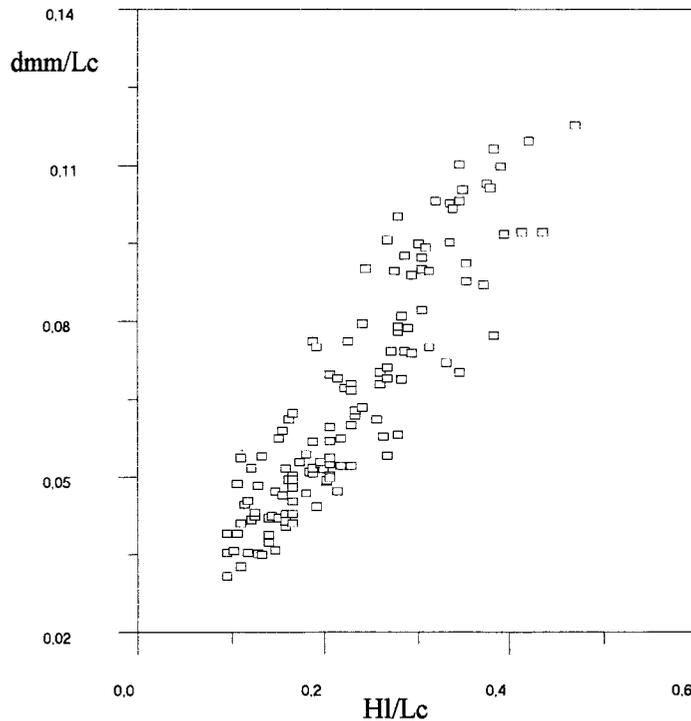


Fig. 4-19 Evolution du diamètre médian massique en fonction de l'épaisseur du film liquide, en valeurs adimensionnées par la largeur du canal

La corrélation entre les deux quantités est évidente, qu'on peut approcher par une relation de linéarité. Il était permis de s'attendre à un tel résultat puisque l'épaisseur de film est elle-même fonction de la vitesse du gaz et des conditions d'alimentation en liquide (fig.4-20), de façon totalement similaire au diamètre médian massique (fig. 4-17 et 4-18). Puisque H_f et d_{mm} évoluent dans un même sens, en limitant l'un il est raisonnable d'escompter limiter l'autre ; c'est ce qui est entrepris au paragraphe suivant.

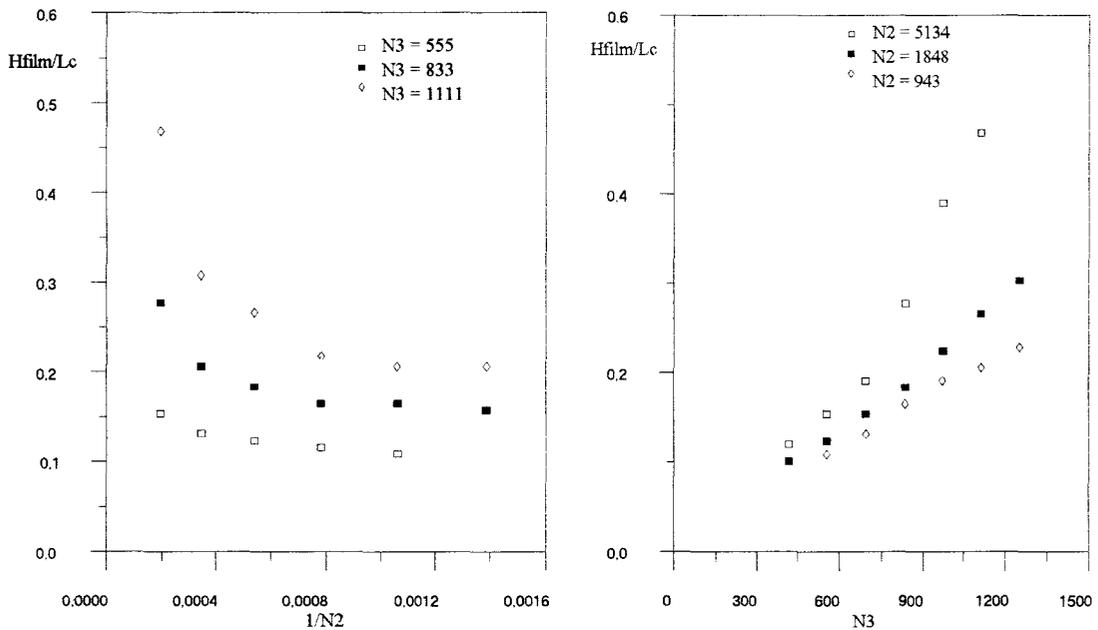


Fig 4-20 Fluctuations de l'épaisseur de film en fonction des conditions d'alimentations

IV.4.6 Expériences menées avec une épaisseur de film fixée

De manière à découpler l'intervention des variables d'alimentation en liquide H_f et V_f dans l'équation d'évolution du processus de fragmentation, on fixe la valeur de l'épaisseur du film en confinant le parcours du liquide en canal jusqu'à la rencontre avec le jet de gaz (fig. 4-21).

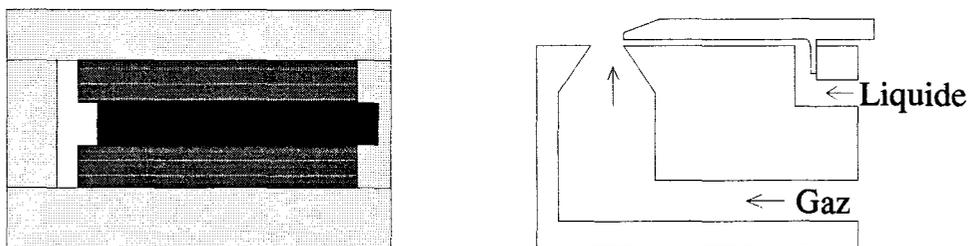


Fig. 4-21 Maquette adaptée aux expériences à épaisseur de film fixée

L'équation d'évolution de la formation d'une gouttelette est à présent décrite par la relation [2] définie au paragraphe III.4.1 , où interviennent les nombres :

$$N_1 \text{ et } N_2 \text{ (inchangés) , } N_3' = \frac{\rho_l \sigma H_l}{\mu_l^2} \text{ et } N_4 = \frac{\mu_l V_l}{\sigma}$$

Les mesures granulométriques permettent comme précédemment de quantifier la production de gouttelettes et d'en appréhender l'évolution en fonction des conditions opératoires . On s'intéresse dans ce qui suit à deux épaisseurs de film particulières , définies par $N_3' = 1.14 \cdot 10^5$ et $3.04 \cdot 10^5$ (ou encore $H_l / L_c = 0.075$ et 0.2) . Les résultats sont déployés sur les fig. 4-22 à 4-24 .

La représentation du diamètre médian massique (N_1) suivant la vitesse du fluide porteur (N_2^{-1}) pour différentes vitesses du film liquide (N_4) se trouve fig.4-22 , chaque graphe correspondant à une épaisseur de film . Pour une même vitesse d'air , on distingue une différence moins prononcée en qualité de fragmentation pour l'épaisseur de film la plus faible , lorsque les conditions d'alimentation en liquide évoluent (ici uniquement en terme de vitesse) . Lorsque cette épaisseur de film augmente , l'évolution générale des résultats tend à se rapprocher de celle où prévalent des conditions d'écoulement de film libre (fig.4-17) . Dans les deux cas on remarque toujours une variation asymptotique des résultats .

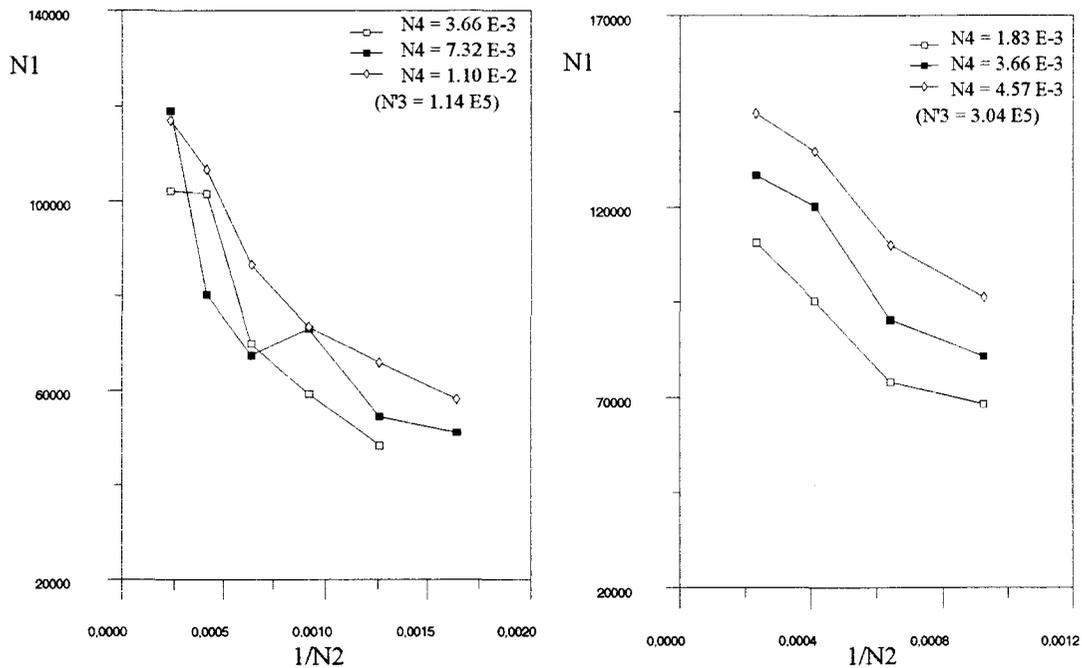


Fig.4-22 Evolution du diamètre médian massique (N_1) en fonction de la vitesse du gaz (N_2^{-1}) pour différentes vitesses du liquide (N_4) , l'épaisseur de film (N_3') étant fixée

La fig. 4-23 décrit la variation de N_1 suivant la vitesse du liquide (N_4) pour différentes valeurs de N_2 . En prenant l'épaisseur de film la plus faible ($N_3' = 1.14 \cdot 10^5$) , on ne note pas de diminution trop sensible de N_1 . Ceci semble

caractéristique des faibles épaisseurs puisque pour $N_3' = 3.04 \cdot 10^5$ on se rapproche des courbes obtenues en canal ouvert (fig.4-18) .

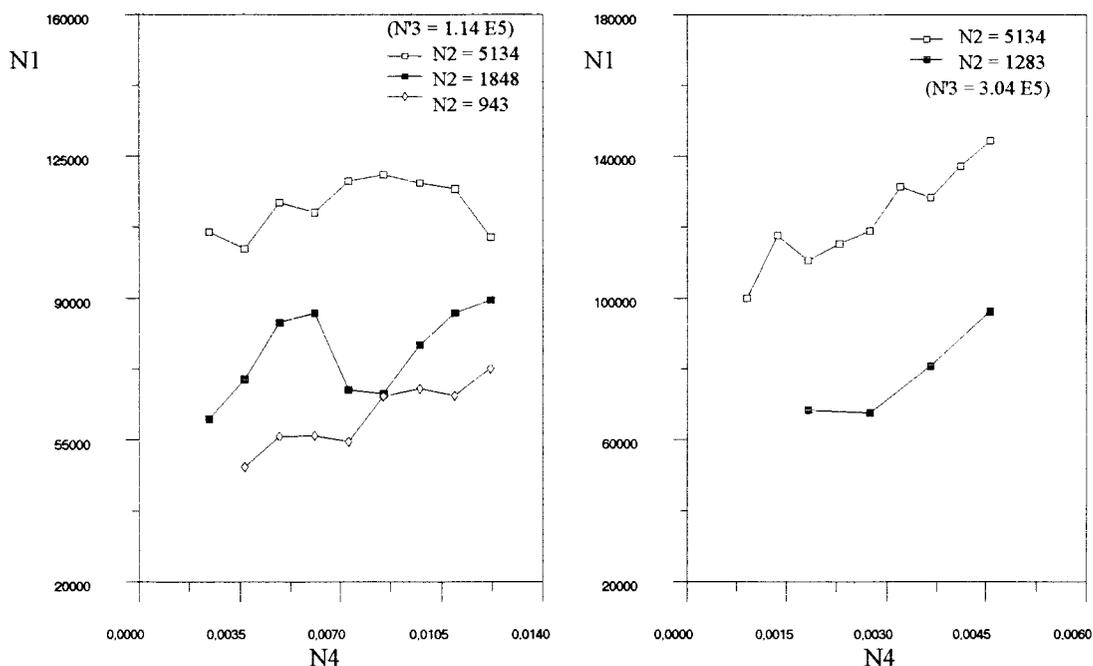


Fig. 4-23 Evolution du diamètre médian massique (N_1) en fonction de la vitesse du liquide (N_4) pour différentes vitesses du gaz (N_2), l'épaisseur de film (N_3') étant fixée

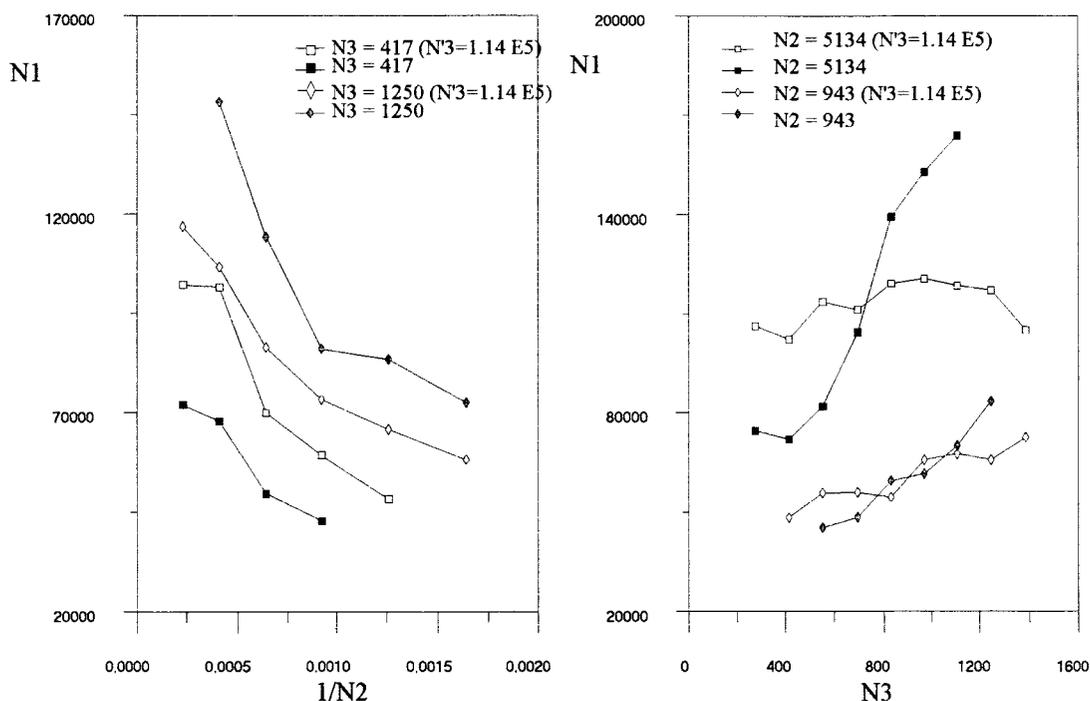


Fig. 4-24 Comparaison de l'évolution du diamètre médian massique (N_1) en fonction des conditions d'alimentation (N_2^{-1} et N_3) à épaisseur de film fixée (N_3' constant) ou évoluant en canal ouvert

La vitesse du liquide apparaît alors dépendre de la valeur de l'épaisseur de film , et son rôle en particulier devient modeste lorsque H_f diminue .

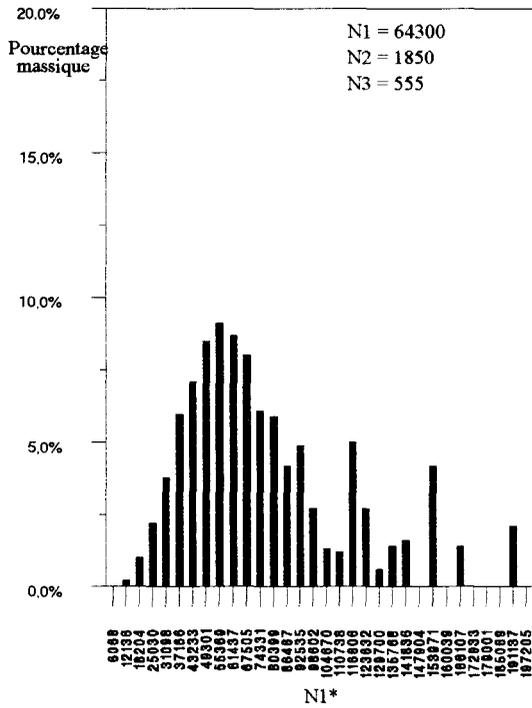
La fig. 4-24 permet d'évaluer le bénéfice retiré du contrôle de l'épaisseur de film . On se limite dans notre cas à l'épaisseur la plus faible . On compare les résultats granulométriques obtenus grâce à cette dernière avec ceux provenant du canal ouvert , en respectant les mêmes conditions d'alimentations . Sur le graphe $N_1 = f(N_2^{-1})$ figurent 4 courbes représentant deux conditions en débit liquide différentes (on utilise le nombre N_3 représentatif du débit liquide dans un but comparatif) . Il est clair que les résultats s'inversent suivant la valeur de N_3 : quelle que soit la vitesse du gaz , le dispositif à épaisseur fixée ne donne des valeurs de N_1 supérieures à celles en canal ouvert qu'au-dessus d'un certain débit liquide . On retire la même observation du graphe $N_1 = f(N_3)$. En conclusion , la fragmentation à épaisseur contrôlée ne trouve son intérêt qu'en régime de débits liquides élevés , étant entendu que dans le cas du canal ouvert l'épaisseur du film devient préjudiciable à la qualité du spectre de taille des particules (fig 4-20) .

IV.4.7 Validation des résultats granulométriques d'imagerie par holographie

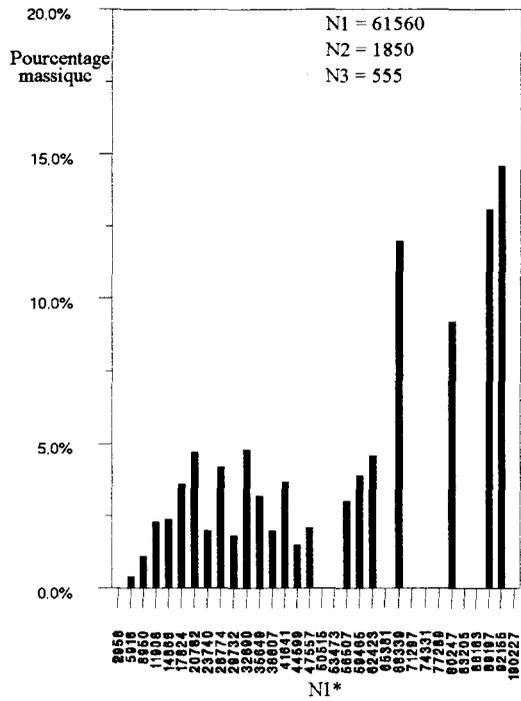
On se propose de comparer les mesures de tailles des gouttelettes effectuées à l'aide de la méthode par analyse d'images vidéo avec celles résultant de l'holographie , plus précises par nature . Deux cas sont présentés ci-après , pour un même débit liquide mais à deux vitesses d'air différentes (histogrammes des fig. 4-25 et 4-26) . Les

nombres N_1 et N_1^* représentent respectivement $\frac{d_{mm} \rho_l \sigma}{\mu_l^2}$ et $\frac{d \rho_l \sigma}{\mu_l^2}$.

Au vu des répartitions massiques de tailles , il semble qu'il y ait de notables différences entre les deux cas de figure ; on observe cependant une bonne correspondance entre les valeurs médianes N_1 , qui se tiennent dans une marge d'erreur de 5 % (cas de la fig. 4-25) et 30 % (fig. 4-26) . L'erreur plus importante commise dans le second cas semble spécifique aux essais réalisés avec un vitesse de gaz élevée , le temps de pose constant de la caméra pouvant être responsable d'une légère surévaluation de la mesure . Néanmoins , si l'on considère d'une part le nombre de gouttelettes échantillonnées dans un cas (5000 pour l'analyse d'images) et dans l'autre (600 pour l'holographie) , d'autre part le caractère particulier de la représentation massique des tailles qui se trouve biaisée pour peu que davantage de particules de tailles imposantes se trouvent présentes sur l'hologramme qu'elles ne le sont en moyenne (la fragmentation étant un processus discontinu) , il est raisonnable d'admettre comme établie la validation attendue . Si la procédure de dépouillement automatique s'était avérée opérante , il aurait été souhaitable de renouveler les mesures sur plusieurs hologrammes du même cas , de manière à disposer d'un échantillon plus représentatif .



(a)



IV.4.8 Vitesse des particules liquides

L'holographie à double exposition fournit les composantes de la vitesse des particules liquides présentes sur l'hologramme . On présente sur les figures 4-27 à 4-29 les mesures engrangées lors d'un essai particulier . Le champ d'investigation circonscrit est précisé par X/L_c , Y/L_c et Z/L_c (voir le référentiel lié à la maquette sur la fig. 3-4 p.71) .

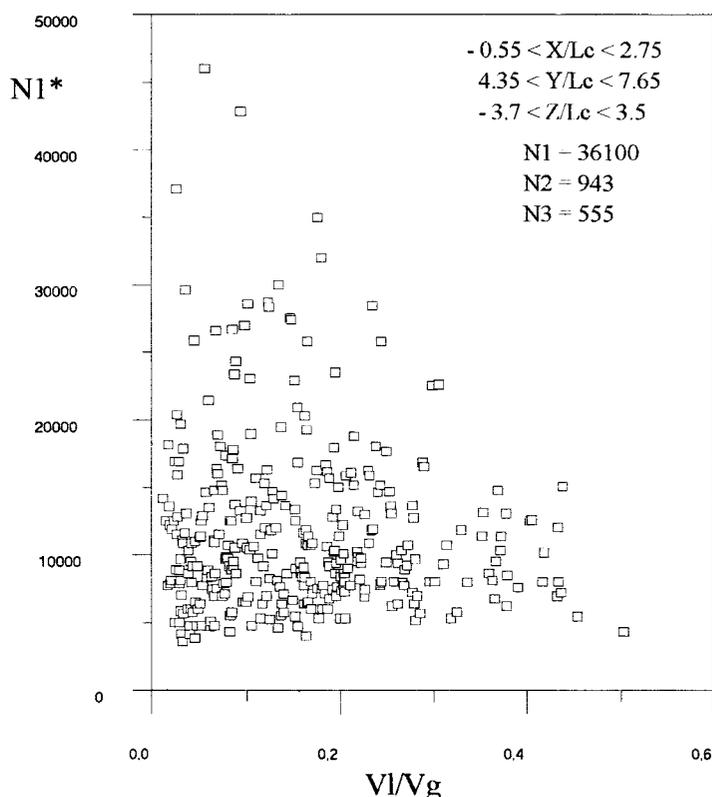


Fig. 4-27 Corrélation tailles (N_1^*) - vitesses des particules liquides

La représentation des tailles des gouttelettes en fonction de leur vitesses respectives (fig. 4-27) n'offre pas de réelle surprise , les plus petites particules pouvant atteindre les vitesses les plus élevées , les gouttes les plus grosses étant confinées dans les bas régimes de par leur inertie . La mise en mouvement des particules par le fluide porteur est relativement rapide , certaines gouttelettes atteignant $V_g/2$ dès $Y/L_c = 5$ (donc dès $L_d/10$ si l'on transpose au problème en tuyère) .

Les composantes de la vitesse suivant X et Y sont ensuite représentées d'une part en fonction de Z/L_c (fig. 4-28) puis de X/L_c (fig. 4-29) . On observe une distribution des vitesses suivant Z avec un maximum dans le plan de symétrie . Suivant X , les évolutions s'inversent , la composante V_y atteignant sa plus haute valeur au zénith de la bouche du jet , tandis que V_x augmente vers l'arrière de la maquette , les gouttelettes de plus en plus défléchies perdant rapidement de la vitesse suivant Y .

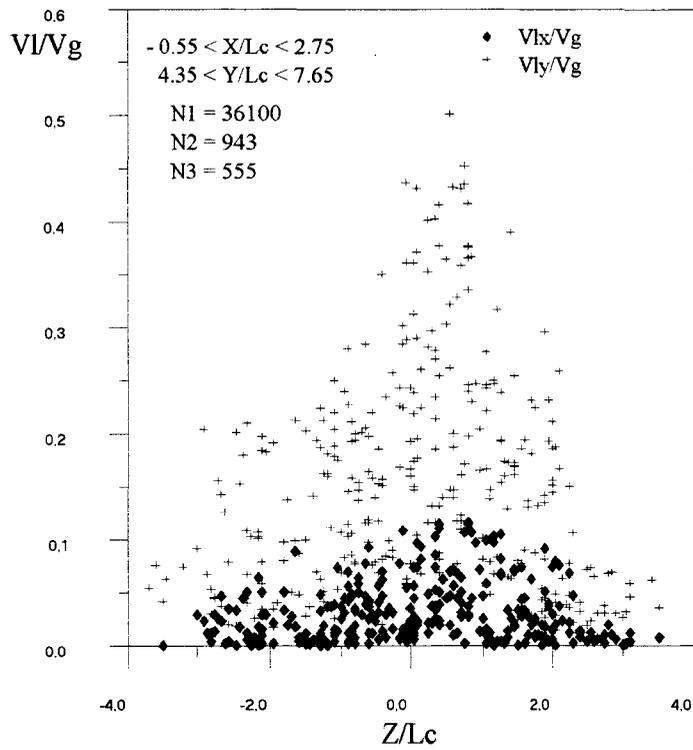


Fig. 4-28 Représentation des composantes en X et en Y de la vitesse des gouttelettes en fonction de Z

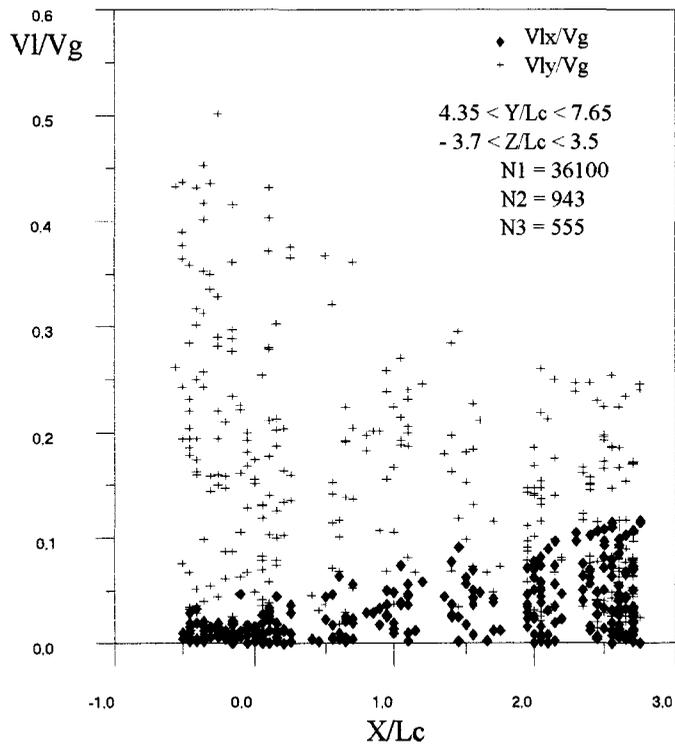


Fig. 4-29 Représentation des composantes en X et en Y de la vitesse des gouttelettes en fonction de X

IV.5 Expression analytique des résultats

IV.5.1 Cas du canal ouvert

Au chapitre III, nous avons défini l'équation d'évolution du diamètre médian massique d'une population de gouttelettes :

$$[1] \quad \frac{\sigma \rho_l}{\mu_l^2} d_{mm} = F \left(\frac{\rho_l \sigma^2}{\mu_l^2 \rho_g V_g^2}, \frac{\rho_l Q_l}{\mu_l} \right) .$$

Comme il est d'usage on cherche une expression approchée de la forme :

$$N_1 = F(N_2, N_3) = a N_2^b \cdot N_3^c .$$

Les mesures effectuées précédemment permettent à cette fonction de prendre une forme explicite . En ajustant les exposants et la constante multiplicative , on obtient finalement la relation semi-empirique suivante :

$$[2] \quad \frac{\sigma \rho_l}{\mu_l^2} d_{mm} = 2.9 \left(\frac{\rho_l \sigma^2}{\mu_l^2 \rho_g V_g^2} \right)^{0.49} \left(\frac{\rho_l Q_l}{\mu_l} \right)^{0.98} ,$$

relation valable pour

$$15 \leq \frac{\rho_l \sigma^2}{\mu_l^2 \rho_g V_g^2} \leq 5000 \quad \text{et} \quad 60 \leq \frac{\rho_l Q_l}{\mu_l} \leq 2200 .$$

Les fig. 4-30 et 4-31 exposent l'accord acceptable entre les prédictions et les mesures . La relation [2] peut encore s'écrire :

$$[3] \quad d_{mm} = 2.9 \frac{\rho_l^{0.48} \sigma^0 \mu_l^{0.02}}{\rho_g^{0.49}} \cdot \frac{Q_l^{0.98}}{V_g^{0.98}} ,$$

qui se réduit approximativement à

$$[4] \quad d_{mm} \approx 2.9 \left(\frac{\rho_l}{\rho_g} \right)^{0.5} \cdot \frac{Q_l}{V_g} .$$

Il résulte de la relation [4] l'évolution du diamètre massique médian , rapporté

à l'épaisseur de film : $\frac{d_{mm}}{H_f} \propto \sqrt{\frac{\rho_l V_l^2}{\rho_g V_g^2}}$ qui est intégralement régie par le rapport de forces d'inertie . On constate la disparition de la viscosité et de la tension de surface en tant que grandeurs influentes du processus de fragmentation .

Il ressort de nos résultats que le choix des grandeurs primaires σ , ρ_l et μ_l , justifié préalablement , n'est pas optimal pour représenter le phénomène étudié .

Remplaçons ces grandeurs par $\rho_g V_g^2 , Q_l$ et ρ_l . On obtient à la place de [1] :

$$[5] \quad \sqrt{\frac{\rho_g}{\rho_l}} \frac{V_g}{Q_l} d_{mm} = G \left(\frac{\sigma}{Q_l V_g \sqrt{\rho_g \rho_l}} , \frac{\rho_l Q_l}{\mu_l} \right) .$$

A l'aide de [4] , on voit que les deux nombres sans dimension

$\frac{\sigma}{Q_l V_g \sqrt{\rho_g \rho_l}}$ et $\frac{\rho_l Q_l}{\mu_l}$ n'interviennent pas . Les représentations graphiques de la fig. 4-32 viennent le démontrer .

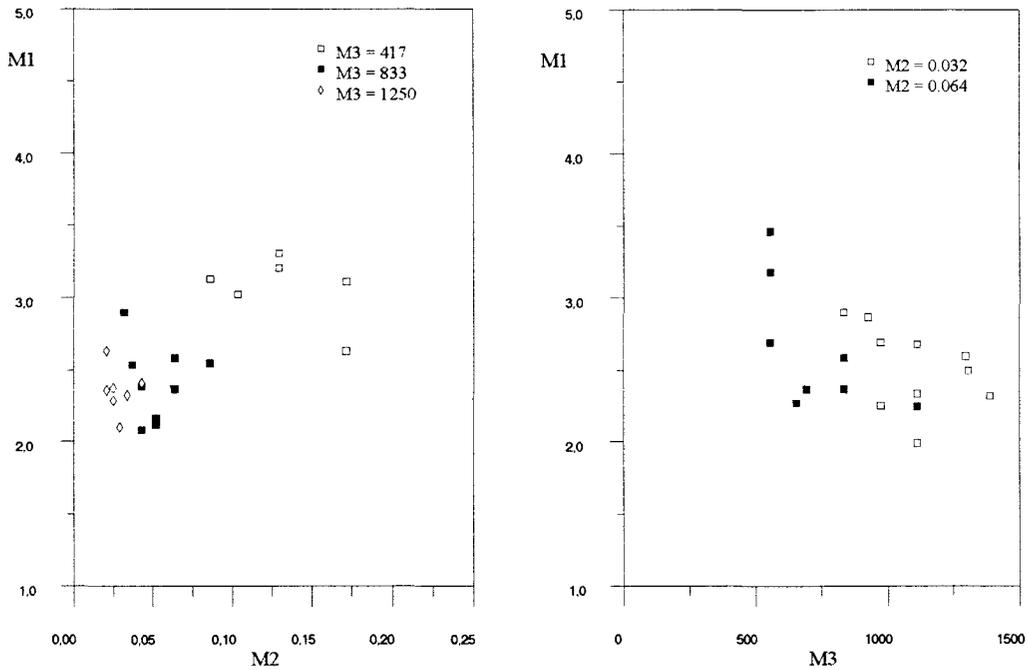


Fig 4-32 Evolution de $M_1 = \sqrt{\frac{\rho_g}{\rho_l}} \frac{V_g}{Q_l} d_{mm}$ en fonction de $M_2 = \frac{\sigma}{Q_l V_g \sqrt{\rho_g \rho_l}}$ et de

$$M_3 = \frac{\rho_l Q_l}{\mu_l} , \text{ respectivement pour plusieurs valeurs de } M_3 \text{ et } M_2$$

Les valeurs limites du domaine de validité de la relation [2] peuvent être transposées aux nouveaux paramètres :

$$0.015 \leq \frac{\sigma}{Q_l V_g \sqrt{\rho_g \rho_l}} \leq 0.26 \quad , \quad 60 \leq \frac{\rho_l Q_l}{\mu_l} \leq 2200 \quad .$$

Une interprétation physique peut être tentée, l'équation [2] étant considérée comme une loi asymptotique, valable pour

$$\frac{\sigma}{Q_l V_g \sqrt{\rho_g \rho_l}} \ll 1 \quad \text{et} \quad \frac{\rho_l Q_l}{\mu_l} \gg 1 \quad .$$

$$\text{Or} \quad \frac{\sigma}{Q_l V_g \sqrt{\rho_g \rho_l}} = \sqrt{\frac{\rho_g V_g^2}{\rho_l V_l^2}} \frac{1}{We} \quad , \quad \frac{\rho_l Q_l}{\mu_l} = Re \quad ,$$

avec We et Re nombres de Weber et de Reynolds du film liquide ($We = \frac{\rho_g V_g^2 H_l}{\sigma}$). La relation [2] est donc correcte pour les régimes de nombre de

Reynolds du film liquide relativement élevés, et à condition que $We \gg \sqrt{\frac{\rho_g V_g^2}{\rho_l V_l^2}}$, cela veut dire que la force de pression du gaz rapportée à la force de tension superficielle doit être grande devant le rapport des quantités de mouvement gaz / liquide.

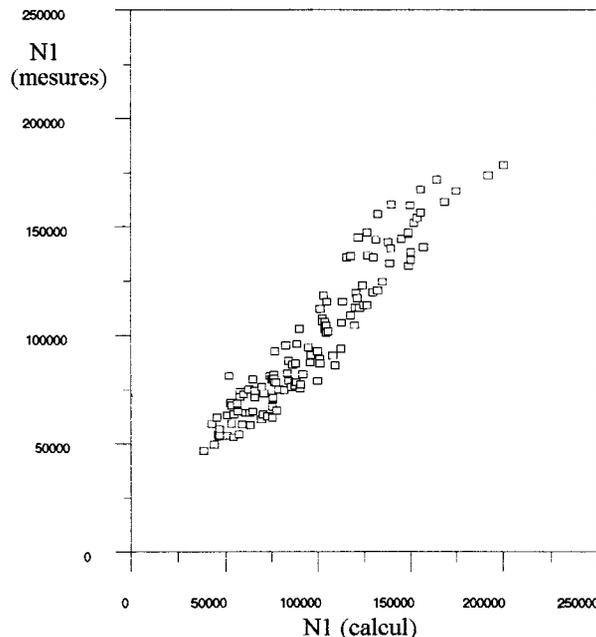


Fig. 4-30 Confrontation entre le diamètre médian massique provenant d'un part de la mesure et d'autre part de l'équation [2]

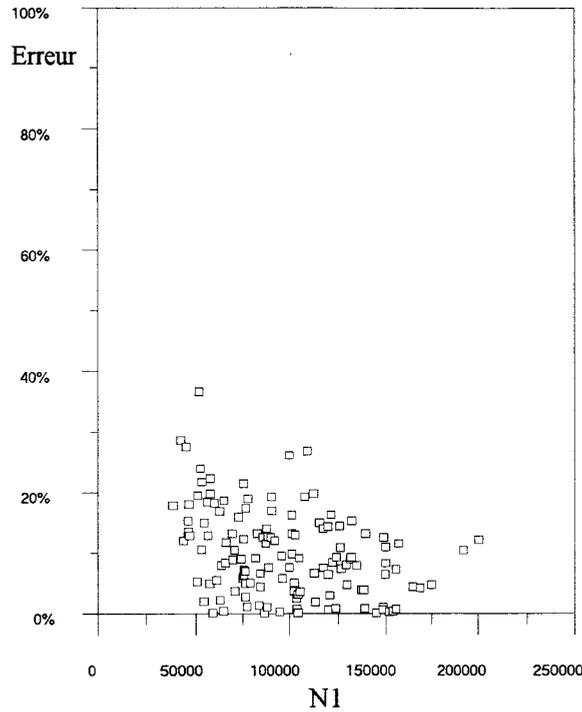


Fig. 4-31 Erreur commise sur les prédictions par l'équation d'évolution [2]

IV.5.2 Cas de l'épaisseur du film fixée

L'équation décrivant la fragmentation est cette fois

$$[6] \quad \frac{\sigma \rho_l}{\mu_l^2} d_{mm} = F \left(\frac{\rho_l \sigma^2}{\mu_l^2 \rho_g V_g^2}, \frac{\rho_l \sigma H_l}{\mu_l^2}, \frac{\mu_l V_l}{\sigma} \right) .$$

Elle devient, grâce aux données expérimentales :

$$[7] \quad \frac{\sigma \rho_l}{\mu_l^2} d_{mm} = 4.3 \left(\frac{\rho_l \sigma^2}{\mu_l^2 \rho_g V_g^2} \right)^{0.3} \left(\frac{\rho_l \sigma H_l}{\mu_l^2} \right)^{0.78} \left(\frac{\mu_l V_l}{\sigma} \right)^{0.38} ,$$

pour le domaine de validité suivant :

$$7.21 \cdot 10^2 \leq \frac{\rho_l \sigma^2}{\mu_l^2 \rho_g V_g^2} \leq 5.12 \cdot 10^3 \quad , \quad 1.14 \cdot 10^5 \leq \frac{\rho_l \sigma H_l}{\mu_l^2} \leq 3.04 \cdot 10^5$$

$$, \quad 9.14 \cdot 10^{-4} \leq \frac{\mu_l V_l}{\sigma} \leq 1.22 \cdot 10^{-2} .$$

La relation [7] prend encore la forme :

$$d_{mm} = 4.3 \frac{\rho_l^{0.08} \sigma^0 \mu_l^{0.22}}{\rho_g^{0.3}} \cdot \frac{H_l^{0.78} V_l^{0.38}}{V_g^{0.6}} , \quad \text{qui se réduit à}$$

$$[8] \quad \frac{d_{mm}}{H_l} = 4.3 \left(\frac{\rho_l V_l^2}{\rho_g V_g^2} \right)^{0.3} \frac{1}{\text{Re}^{0.22}}$$

Comparativement aux résultats précédents, il apparaît que la restriction de l'épaisseur du film liquide à une valeur constante reflète deux particularités. En premier lieu, le rapport des forces d'inertie des deux fluides intervient de façon plus modérée; ceci semble promettre des résultats granulométriques inchangés pour un apport énergétique plus faible du fluide porteur, les conditions d'alimentation en liquide restant identiques. D'autre part, l'introduction du nombre de Reynolds du film au dénominateur provient sans doute de l'apparition de la viscosité dont le rôle n'est plus négligeable cette fois-ci.

Encore une fois, le choix initial des grandeurs primaires σ , ρ_l et μ_l peut être avantageusement remplacé par la triade de grandeurs $\rho_g V_g^2$, H_l et V_l , plus aptes à représenter le phénomène. On obtient à la place de [6] :

$$[9] \quad \frac{d_{mm}}{H_l} = F \left(\frac{\rho_l V_l^2}{\rho_g V_g^2}, \frac{\sigma}{\rho_g V_g^2 H_l}, \frac{V_l \mu_l}{V_g \rho_g V_g H_l} \right).$$

A l'aide de [8], on voit que $\frac{\sigma}{\rho_g V_g^2 H_l}$ n'intervient pas. Les valeurs limites du domaine de validité de la relation [7] peuvent à présent être transposées aux nouveaux paramètres :

$$5.95 \cdot 10^{-4} \leq \frac{\rho_l V_l^2}{\rho_g V_g^2} \leq 7.62 \cdot 10^{-1}, \quad 2.38 \cdot 10^{-3} \leq \frac{\sigma}{\rho_g V_g^2 H_l} \leq 4.50 \cdot 10^{-2}$$

$$, \quad 2.16 \cdot 10^{-6} \leq \frac{V_l \mu_l}{V_g \rho_g V_g H_l} \leq 5.71 \cdot 10^{-4}.$$

L'équation [7] peut donc être considérée comme une loi asymptotique, valable pour

$$\frac{\rho_l V_l^2}{\rho_g V_g^2} \ll 1, \quad \frac{\sigma}{\rho_g V_g^2 H_l} \ll 1, \quad \frac{V_l \mu_l}{V_g \rho_g V_g H_l} \ll 1.$$

$$\text{Or} \quad \frac{\sigma}{\rho_g V_g^2 H_l} = \frac{1}{\text{We}}, \quad \frac{V_l \mu_l}{V_g \rho_g V_g H_l} = \frac{\rho_l V_l^2}{\rho_g V_g^2} \frac{1}{\text{Re}},$$

avec We et Re nombres de Weber et de Reynolds du film liquide. La relation [7] est donc établie dans le cas des régimes de nombre de Weber du film liquide relativement élevés, à grand rapport de quantités de mouvement gaz/liquide, et à

condition que $Re \gg \frac{\rho_l V_l^2}{\rho_g V_g^2}$, à savoir que la force d'inertie du liquide rapportée à celle de viscosité soit grande devant le rapport des quantités de mouvement liquide / gaz.

V.5.3 Etude comparative des résultats provenant d'une fragmentation à épaisseur de film libre ou contrôlée

Les relations de prédiction du diamètre médian massique relatives à une fragmentation en canal ouvert (eq. [2]) ou à épaisseur de film contrôlée (eq. [7]) peuvent être comparées. Pour ce faire on attribue à ces équations les symboles distinctifs d_{mm}' et d_{mm}'' respectivement. On obtient alors le rapport suivant:

$$\frac{d_{mm}'}{d_{mm}''} = 0.67 \left(\frac{\rho_l \sigma^2}{\mu_l^2 \rho_g V_g^2} \right)^{0.19} \left(\frac{\rho_l \sigma H_l}{\mu_l^2} \right)^{-0.4} \left(\frac{\rho_l Q_l}{\mu_l} \right)^{0.6},$$

$$\text{ou encore} \quad \frac{d_{mm}'}{d_{mm}''} = 0.67 (N_2)^{0.19} (N_3')^{-0.4} (N_3)^{0.6}.$$

On désire comparer les résultats lorsqu'est maintenue constante la quantité de mouvement du gaz, soit N_2 . Il ne reste donc plus qu'à représenter graphiquement le rapport de tailles suivant le débit liquide (*ie* N_3) pour différentes épaisseurs du film liquide N_3' . Les représentations suivantes (fig.4-33) exposent les principales caractéristiques de l'évolution de ce rapport.

Le système de pulvérisation à épaisseur de film contrôlée prend l'ascendant sur celui à épaisseur libre lorsque cette épaisseur est faible comme on pouvait s'y attendre, et dans la gamme des débits liquides élevés, le seuil en débit liquide étant de plus en plus décalé vers les fortes valeurs lorsque l'épaisseur de film augmente. On remarque que l'élévation de la quantité de mouvement du gaz vient influencer sur ces résultats de

telle manière que la plage $\frac{d_{mm}'}{d_{mm}''} > 1$ se trouve réduite, le système à épaisseur fixe ne l'emportant plus que pour de forts débits liquides associés à de faibles épaisseurs de film. De même les valeurs maximales du rapport de tailles sont inversement proportionnelles à cette même quantité de mouvement.

Il est également possible de comparer les deux configurations au travers de mesures de dispersion. L'échantillon de gouttelettes obtenues se présente en effet sous la forme d'un histogramme des tailles, et il est commode de disposer d'une quantité reflétant l'étendue des résultats en tailles. Comme annoncé au chapitre I (p.18), la mesure de la dispersion des tailles adoptée est le rapport du diamètre médian massique au diamètre moyen de Sauter. Des représentations graphiques de ce rapport en fonction des paramètres sans dimension apparaissent fig. 4-34 et 4-35.

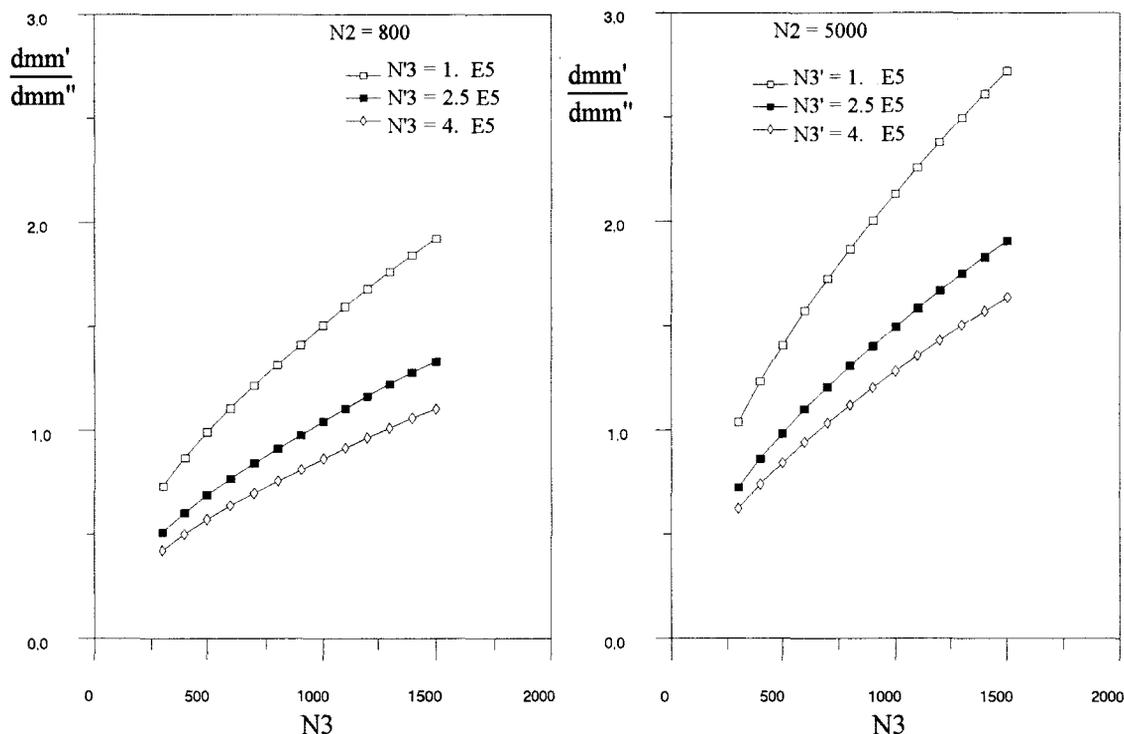


Fig. 4-33 Représentations du rapport de tailles d_{mm}'/d_{mm}'' en fonction du débit liquide ($N3$) pour différentes épaisseurs de film ($N3'$), la quantité de mouvement du gaz ($N2$) étant fixée.

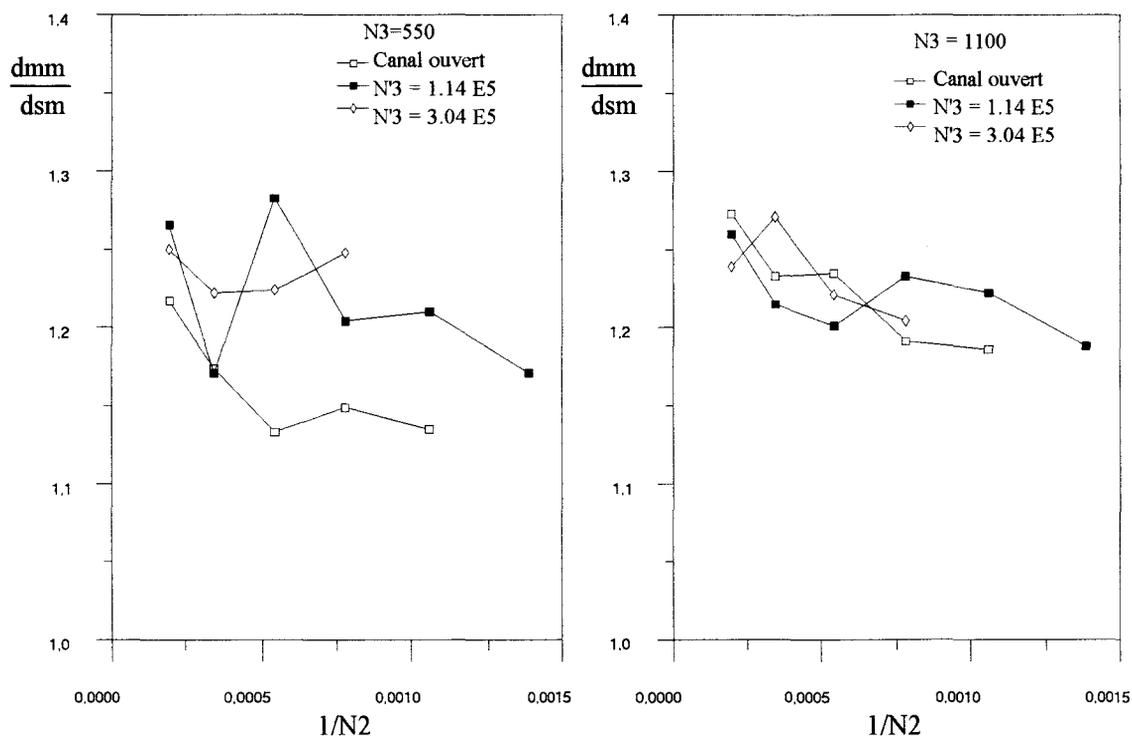


Fig. 4-34 Dispersion des résultats mesurée par le rapport $\sigma_d = d_{mm} / d_{sm}$ en fonction de la quantité de mouvement du gaz ($1/N2$), en canal ouvert et pour différentes épaisseurs de film ($N3'$), le débit liquide ($N3$) étant fixé.

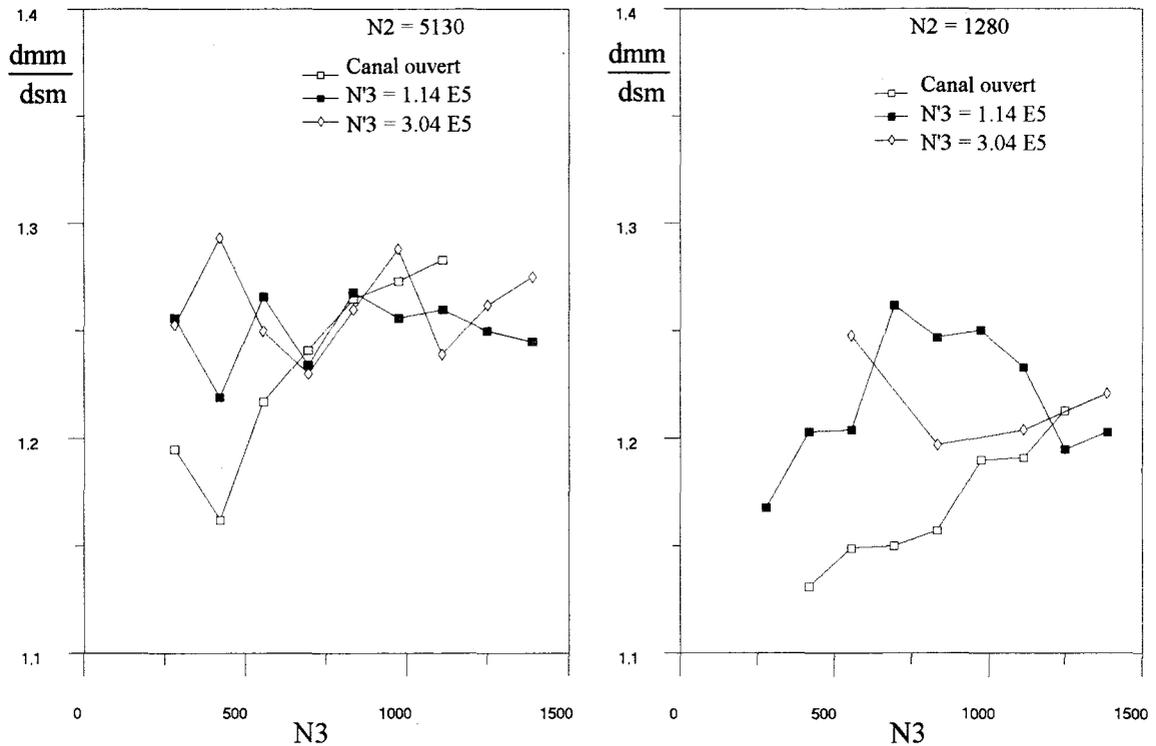


Fig. 4-35 Dispersion des résultats mesurée par le rapport $\sigma_d = d_{mm} / d_{sm}$ en fonction du débit liquide (N_3), en canal ouvert et pour différentes épaisseurs de film ($N'3$), la quantité de mouvement du gaz étant fixée.

On retrouve sur ces courbes de dispersion des tailles les mêmes tendances que pour la médiane en masse, à savoir des valeurs plus faibles pour un écoulement de film en canal ouvert dans le cas des faibles débits liquides, particulièrement lorsque la quantité de mouvement du gaz est élevée. Par contre, le différentiel de dispersion entre les deux systèmes de pulvérisation a disparu lorsque le débit liquide est suffisamment important. On en conclut que la dispersion ne sera pas un facteur de discrimination entre les deux systèmes dans le régime d'alimentation en liquide qui nous intéresse.

La synthèse qui suit ce chapitre met l'accent sur les possibilités d'amélioration du procédé de fragmentation entrevues grâce à ces dernières analyses, dans les conditions initiales de l'écoulement en tuyère.

Références

- (1) Tishkoff J.M. , Ingebo R.D. & Kennedy J.B. , *Liquid particle size measurement techniques* , ASTM symposium on Particulate Size Measurement , Kansas City , MO , 23-24 June , 1983 .
- (2) Collier R.J. , Burckhardt C.B. & Lin L.H. , *Optical holography* , Academic , 1971 .

Synthèse générale

L'examen d'un procédé de pulvérisation pneumatique développé dans ce travail provient d'une volonté de meilleure compréhension du phénomène de fragmentation afin d'en acquérir la maîtrise, l'application principale étant la pilotage du spectre de taille des gouttelettes produites.

Dans un souci de mieux appréhender les conditions imposées à l'injection du liquide par le milieu extérieur, une étude préliminaire de l'écoulement du fluide porteur seul a été menée. Des observations ombroscopiques réalisées sur maquette, associées à des mesures de pression pariétale, permettent de retrouver les deux régimes de fonctionnement connus dans un élargissement brusque classique et de déterminer la pression à la base de l'injecteur, paramètre important car il règle l'aspiration du liquide. Un sondage du champ des vitesses par vélocimétrie laser couplé à l'exploitation d'un code de calcul numérique viennent compléter le portrait général de l'écoulement.

Dans la suite du travail, on s'est efforcé d'isoler les phénomènes importants. Un calcul sommaire portant sur la solidification des gouttelettes a montré qu'on pouvait l'ignorer; elle n'influe donc en rien dans le déroulement de la fragmentation. L'introduction du liquide a nécessité une correction de la relation exprimant la pression d'injection. Cela étant, le phénomène de pulvérisation est dissociable en deux phases successives. D'une part, la mise en contact des deux flux suivie de la fragmentation et d'autre part l'entraînement des gouttelettes dans la tuyère. Nous nous sommes pour notre part limités au premier de ces aspects, en raison de sa prédominance dans la production des gouttelettes. On s'intéresse donc à la dislocation d'un film liquide horizontal par l'impact d'un jet de gaz ascendant, schéma générique de la rencontre entre phases fluides dans le pulvérisateur étudié. Une comparaison des ordres de grandeur des différentes forces en présence dans le processus de fragmentation dévoile les grandeurs prépondérantes dans la formation des gouttelettes. L'analyse dimensionnelle permet d'exprimer ces quantités sous la forme de nombres sans dimension reliés à travers une équation particulière. La pulvérisation de métal liquide originelle peut alors être transposée par simple respect de l'ordre de grandeur des nombres sans dimension en une pulvérisation mettant en présence l'eau et l'air aux conditions ambiantes, d'autant plus aisée à étudier. Une maquette en similitude locale reproduit les conditions géométriques du pulvérisateur prévalant à l'impact.

Des observations de l'évolution de la dislocation du film liquide par chronophotographie mettent en évidence les principales propriétés de la pulvérisation: rapide perte de cohésion du film à l'impact avec l'air, les fragments liquides issus du

film étant rapidement réduits en gouttelettes ; étirement continu des lambeaux , filaments et gouttes expulsés du film et soumis à des détachements successifs jusqu'à atteindre la stabilité . A la suite de cette étude qualitative , une analyse métrologique apporte quelques éclaircissements sur les rôles respectifs de différentes grandeurs sur la production de gouttelettes . Grâce à des mesures granulométriques réalisées à l'aide d'une technique d'analyse d'images vidéo , on suit l'évolution d'une grandeur statistique représentative de la population de gouttelettes produites en fonction des conditions d'alimentations . La dépendance marquée de la taille des gouttelettes avec l'épaisseur du film liquide est soulignée par la mesure de celui-ci , grâce à l'emploi d'une méthode similaire . La confirmation de cette tendance est apportée en fixant cette épaisseur à une valeur déterminée ; la vitesse du liquide est alors perçue comme revêtant un rôle subalterne . Enfin , une méthode holographique procure , outre la validation recherchée des mesures granulométriques provenant de la technique d'imagerie , quelques résultats vélocimétriques portant sur les particules liquides .

Les données collectées grâce aux mesures permettent finalement d'explicitier les équations provenant de l'analyse dimensionnelle et régissant la production des gouttelettes . Une fois établies , ces relations démontrent la forte incidence sur les résultats à la fois de l'épaisseur du film liquide et du rapport des quantités de mouvement du liquide et du gaz . Par contre , la tension de surface et la viscosité du liquide interviennent peu . Dans le cas de la pulvérisation à épaisseur de film constante , on note l'apparition d'une influence du nombre de Reynolds .

Si on revient au procédé industriel , il apparaît au vu des résultats deux moyens d'action essentiels visant à améliorer la répartition granulométrique d'une production de gouttelettes , les conditions d'alimentation en liquide étant données .

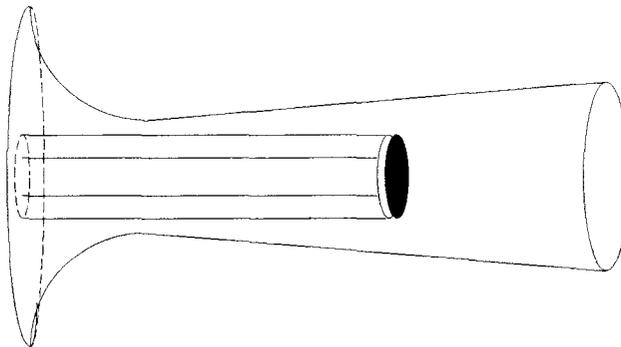
Le premier résulte de la formule [8] obtenue au chap. IV . En effet , l'étude menée à épaisseur de film constante a montré la supériorité des résultats dans le cas de forts débits liquides lorsque cette épaisseur est astreinte à une faible valeur fixée , l'augmentation compensatoire de la vitesse du liquide n'affectant que peu la fragmentation . On veillera de même à maximaliser le périmètre de contact entre le liquide et le gaz . Cependant , cette amélioration nécessite le recours à une technique de pompage du métal en fusion , la pression à l'injection devenant supérieure à la pression ambiante du fait de l'introduction d'une butée sur le dessus de l'injecteur , destinée à contraindre l'épaisseur .

Le second moyen d'action , le plus immédiat , consiste en l'élévation de la quantité de mouvement du fluide pulvériseur , sans changement notable du dispositif en place . Or , en positionnant l'injecteur au col de la tuyère , la limitation imposée par les conditions critiques fixe la valeur de cette quantité de mouvement . Il est nécessaire de déplacer l'injecteur vers l'aval pour surmonter cette valeur limite . A cet effet , il est possible d'obtenir par le calcul la position pour laquelle la quantité de mouvement atteint son maximum . On renvoie pour cela au § II.4 où , à partir de l'équation de continuité et des rapports caractéristiques des écoulements unidimensionnels et isentropiques on parvient à définir la relation liant la quantité de mouvement ρU^2 au nombre de Mach . On en déduit aisément la valeur du nombre de Mach maximisant la quantité de mouvement ; on trouve $M \approx 1.41$, ce qui augmente

ρU^2 de quelque 16 % par rapport aux conditions critiques . La position idéale de l'injecteur est donc située à $\frac{S}{S_1} \approx 1.13$.

Le déplacement de la position de l'injecteur ne va pas modifier de façon très notable la pression d'injection déterminant le débit de liquide , sur lequel on peut d'ailleurs agir par simple augmentation du diamètre du tube d'amenée . Ce changement permet , à ρU^2 donné , de diminuer les conditions génératrices .

Sur la figure on reproduit le schéma amélioré du pulvérisateur , le liquide étant maintenant astreint à s'écouler à la périphérie de l'injecteur (positionné en tenant compte de ce qui précède) suivant une épaisseur donnée .



Tuyère munie de l'injecteur coaxial à épaisseur de film contrôlée

En conclusion , l'apport principal de ce travail réside dans la formulation d'une relation de prédiction du diamètre moyen des gouttelettes issues d'une pulvérisation en fonction des grandeurs intéressées dans le processus de la fragmentation subie par un liquide sous l'impact d'une lame de gaz . Cette équation ne prétend pas devenir la panacée pour tout système de pulvérisation similaire mais est au contraire restreinte à un domaine de validité déterminé .

Résumé

De par sa complexité aucun processus de pulvérisation d'un liquide en fines gouttelettes ne peut être appréhendé par voie purement théorique. Seule l'expérience permet de relier la population de particules produites au système de pulvérisation adopté. Cependant, la spécificité de cette relation nécessite une étude complète de tout pulvérisateur différant des cas déjà répertoriés.

Le système retenu dans ce travail concerne la pulvérisation d'un film de métal liquide soumis à un jet d'air perpendiculaire, en tuyère supersonique. Dans un premier temps seul l'écoulement porteur est analysé, par voies expérimentale et numérique, ainsi que par une approche analytique globale.

En considérant l'écoulement diphasique, on montre que la solidification des gouttelettes peut être négligée, de sorte que la fragmentation du film est un phénomène purement mécanique. Le bilan des ordres de grandeur des forces en présence et une analyse dimensionnelle apportent les paramètres sans dimensions du problème. En gardant ceux-ci constants, on substitue à l'écoulement donné une pulvérisation aqueuse à faible vitesse, de mise en oeuvre expérimentale plus aisée.

L'observation du développement de la fragmentation sur maquette, en similitude locale, est ensuite entreprise par une méthode photographique à prise de vues rapprochées. Des mesures granulométriques viennent spécifier la relation entre les paramètres sans dimensions. La loi d'évolution obtenue permet d'envisager de possibles améliorations du système de pulvérisation.

Mots-clés:

Pulvérisation pneumatique
Analyse dimensionnelle
Similitude locale
Fragmentation d'un film liquide
Granulométrie par analyse d'images vidéo