

Atomisation et évaporation dans un jet coaxial de Lhe/GHe : influence de l'enthalpie du courant gazeux

Pierre Etienne Wolf, Yves Ladam, Pierre Thibault, Bernard Castaing, Laurent Puech,

CRTBT/CNRS, BP66X, 38042 Grenoble CEDEX

1 Introduction

Les phénomènes de fractionnement de l'oxygène liquide par le co-courant gazeux rapide d'hydrogène, dans la géométrie coaxiale, ont été clairement identifiés au sein du GdR comme constituant une étape importante dans le processus de combustion. Plusieurs études centrées principalement sur ce thème ont été soutenues. Par ailleurs les équipes travaillant directement sur Mascotte ont régulièrement cartographié les taux de présence et la granulométrie du liquide .

La physique en jeu dans ce fractionnement est très complexe, et plusieurs approches distinctes ont été utilisées par les équipes du GdR :

- analyse microscopique des phénomènes en jeu : simulations numériques en diphasique [1],[9], étude du fractionnement de gouttes individuelles [7], identification des étapes du fractionnement sur des situations modèles[2],[8],[13].
- analyse statistique des taux de présence des constituants en fonction de la position, dans des géométries proches de celle de Mascotte [4],[5],[6].

L'approche proposée initialement au CRTBT était une étude statistique des distributions de tailles de gouttes et de leurs fréquences de passage en un point donné de l'espace, en fonction des paramètres de contrôle (pression, débits). L'idée de base était d'une part que cette distribution est une donnée de grande valeur pour d'éventuelles simulations sur la combustion, et, d'autre part, le fait que la forme de ces distributions peut donner des informations sur les phénomènes dominants dans le fractionnement. La proposition du CRTBT s'appuyait expérimentalement sur l'utilisation de capteurs de température de très petites dimensions [10], (jusqu'à $1\mu\text{m} \times 1\mu\text{m}$ aujourd'hui), capables de distinguer entre phase liquide ou gazeuse, sur des échelles de temps très courtes. Cette proposition, semblable dans son principe à celle de la fibre optique du groupe du LCD [5], est décrite rapidement au §6.

Pour des raisons de similitude de rapport de densité avec la situation LOX/GH₂, il était prévu d'utiliser comme fluides de l'hélium liquide à $T=4.2\text{K}$, et de l'hélium gazeux à $T=80\text{K}$. Après des efforts soutenus (§2), nous avons été convaincus que notre situation expérimentale était telle que les gouttes engendrées par fractionnement étaient évaporées très rapidement, voire même que le jet liquide pouvait être évaporé avant d'être réellement fractionné [11]. Nous avons donc réorienté notre étude vers une mesure quantitative de l'efficacité de l'évaporation de gouttes par un écoulement gazeux chaud. Pour les raisons expliquées au §2, l'utilisation de la sonde de température devient inopérante, et nous avons dû développer des approches expérimentales basées sur la diffusion de la lumière. Par ailleurs, ce changement de fluide cryogénique a impliqué des modifications lourdes de l'équipement déjà important utilisé dans cette étude.

Le principal résultat de notre travail est de présenter une mesure quantitative de densité interfaciale, en fonction de la position dans la chambre, et ce pour une unique géométrie coaxiale, et une faible plage de rapport de quantités de mouvement (M) et de nombre de Weber. Ces résultats sont présentés en fonction d'un nombre sans dimension (S) caractéristique de l'excès d'enthalpie transporté par le gaz. L'effet de ce paramètre sur la densité interfaciale est très important et a été mesuré sur une dynamique de plusieurs décades. Ces résultats sont présentés au §3.

Au cours de ce travail, nous avons également découvert qu'une propriété spécifique de l'hélium (son très faible indice optique), constitue un atout très intéressant pour une étude quantitative de la densité interfaciale lorsque cette densité est importante. Ce point est crucial pour pouvoir tirer des informations quantitatives d'une simple image d'une région dense du spray. Cette analyse est rapportée au §4. Pour les autres fluides, qui ne bénéficient pas de cet atout, il serait certainement hasardeux de prendre au pied de la lettre des mesures de densité optique obtenues dans la région dense.

Cette contribution est donc organisée de la façon suivante:

- 2 Jet coaxial LHe/GHe. Introduction du paramètre S.
- 3 Résultats concernant la densité interfaciale.
- 4 Propagation de la lumière en milieu dense.
- 5 Les différentes versions de notre expérience.
- 6 Les micro thermomètres.
- 7 Perspectives
- 8 Conclusions.

2 Jet coaxial LHe/GHe. Introduction du paramètre S.

2.1 Expérience initiale.

L'équipe 'hydrodynamique cryogénique' du CRTBT a développé des thermomètres inspirés de la méthode du fil chaud, fonctionnant à la température de l'hélium liquide [10]. Ces capteurs sont rapidement décrits à la section §6. Le point essentiel est qu'ils rendent possible la détection de variation de température sur une échelle spatiale de quelques microns, et une échelle de temps de l'ordre de la microseconde.

Notre proposition de départ consistait à étudier le niveau de mélange de deux fluides injectés en géométrie coaxiale en détectant une variation de température locale. Les deux fluides injectés devaient avoir deux températures différentes. L'utilisation d'hélium liquide ($T \sim 4.2\text{K}$) et d'hélium gazeux à la température du N_2 liquide permet d'avoir un rapport de densité ρ_L/ρ_G variant d'environ 200 à 50 suivant la pression, et d'avoir un grand contraste de température. Par ailleurs l'utilisation d'hélium liquide rend accessible la région hypercritique ($P_c=2.2$ bar, $T_c=5.2\text{K}$), et permettrait une variation importante de la tension de surface qui s'annule au point critique.

Utiliser la température comme sonde permet l'observation de phases non mélangées ($T=4.2$ K dans le liquide ou $T=77\text{K}$ dans le gaz), aussi bien que des taux de mélange intermédiaires issus soit du mélange intime des deux flux, soit de la diffusion de la chaleur. Ce principe est probablement équivalent à l'utilisation de colorant dans un mélange eau/eau [13], à la différence près qu'il y a ici une vraie interface avec tension de surface.

Pour une géométrie typique ($\phi_{\text{Liqu}}=5\text{mm}$, $\phi_{\text{Gaz,ext}}=6.7$ mm), des débits d'hélium liquide (resp gazeux) de 0.5-2.5 g/s (resp 0.3-1 g/s) conduisent à des nombres de Reynolds supérieurs à 10^4 , et des rapports de débits massiques de 1-8. Une situation typique de débits est explicitée table 1.

Vitesses	$V_{\text{liq}}=0.40$ m/s	$V_{\text{gaz}}=53$ m/s
Reynolds	$Re_{\text{liq}}=78000$	$Re_{\text{gaz}}=20000$
Weber(buse)	$We=90000$	
Rapport des quantités de mouvement	$M=82$	

Table 1 : Grandeurs pertinentes pour la situation de référence 1g/s de liquide et 0.5 g/s de gaz à 80K.

C'est cette expérience que nous avons élaborée de septembre 1995 à septembre 1997, en travaillant plus particulièrement sur les microcapteurs de température, et le déplacement 2D du capteur dans la chambre d'expérience.

Nous avons obtenu des cartographies des distributions de température qui sont disponibles dans [14]. Ces distributions montrent l'absence de liquide au delà d'une région cônica, courte, que nous avons identifiée comme étant pratiquement confondue avec le cône potentiel. Nous avons finalement conclu que l'absence de gouttes en deça du cône liquide était dû à une évaporation quasiment instantanée du liquide, après ou pendant le fractionnement[11]. Le produit de cette 'réaction' est 'un gaz brûlé' dont la température est d'environ 25K, ce qui est clairement observé (figure 6).

2.2 Mesurer l'importance de l'évaporation

La capacité du gaz à évaporer le débit liquide peut être caractérisée par le rapport entre le débit de l'excès d'enthalpie du gaz (H_{gaz}) par rapport à la vapeur saturante (H_{vap}), et le débit de chaleur latente :

$$S = \frac{m_{\text{gaz}}(H_{\text{gaz}} - H_{\text{vap}})}{L m_{\text{liqu}}}$$
Equ (1)

qui, dans la situation de référence (table 1), vaut $S=10$.

Cette grandeur, basée sur un simple bilan d'enthalpie, ne permet pas de comparer les échelles de temps de vaporisation à celles de fractionnement. Cependant, la valeur $S=10$ indique clairement que beaucoup de chaleur est disponible pour évaporer le liquide.

Nous avons confirmé cette analyse en aménageant des accès optiques à la chambre d'expérience, qui nous ont clairement montré la disparition très rapide du brouillard au delà d'un cône (Voir figure 1).

Nous avons alors profondément modifié notre expérience afin de pouvoir faire varier le paramètre S dans une fourchette raisonnable. Le gaz est obtenu par évaporation d'hélium liquide. De la chaleur peut lui être injectée avant la buse pour faire varier sa température, donc $H_{\text{gaz}} - H_{\text{sat}}$. La densité du gaz est alors environ 30 fois supérieure à celle du §2.1. Afin de conserver des M et des We du même ordre que dans la Table 1, le débit de gaz doit être augmenté d'un facteur $\sqrt{\rho_{4.2K} / \rho_{80K}} \sim 5$.

Vitesses	$V_{\text{liq}}=0.40$ m/s	$V_{\text{gaz}}=10$ m/s
Reynolds	$Re_{\text{liq}}=78000$	$Re_{\text{gaz}}=650000$
Weber(buse)	$We=85000$	
Rapport des quantités de mouvement	$M=77$	

Table 2 : Grandeurs pertinentes pour la situation de référence 1g/s de liquide et 2.5 g/s de gaz à 4.2K.

2.3 Méthodes de mesure

Dans la situation de circulation de deux fluides quasiment isothermes, l'utilisation de la température comme sonde devient inefficace car le rapport signal sur bruit diminue beaucoup. Aussi avons nous abandonné cette méthode locale pour utiliser une approche plus globale, en mesurant la densité interfaciale moyenne en fonction de la position par des méthodes optiques. Nous montrons à la section §4 que la lumière diffusée par unité de volume, dans le cas d'un spray d'hélium liquide, donne une mesure sensiblement linéaire de la densité interfaciale, y compris dans des régions de spray dense. Cette particularité est assez spécifique à l'hélium.

Des accès optiques ont été aménagés dans le cryostat de façon à pouvoir imager la région d'intérêt avec une CCD, avec des angles d'observation de 0° , 45° et 90° . Plusieurs types de sources de lumière ont été utilisés (faisceau étendu ou nappes en lumière blanche, faisceau laser).

Les résultats quantitatifs présentés en section §3 ont été obtenus en utilisant un faisceau laser séparé en deux faisceaux par un 'beam splitter', qui impactent sur le spray à deux hauteurs différentes. Les deux points d'impact peuvent être déplacés en hauteur. Quoique donnant des informations relativement limitées sur l'ensemble de la chambre, cette méthode a été finalement préférée car elle permet de s'affranchir des problèmes de projection (reconstruction d'Abel), que donnent des éclairages étendus et de diminuer au maximum les problèmes de

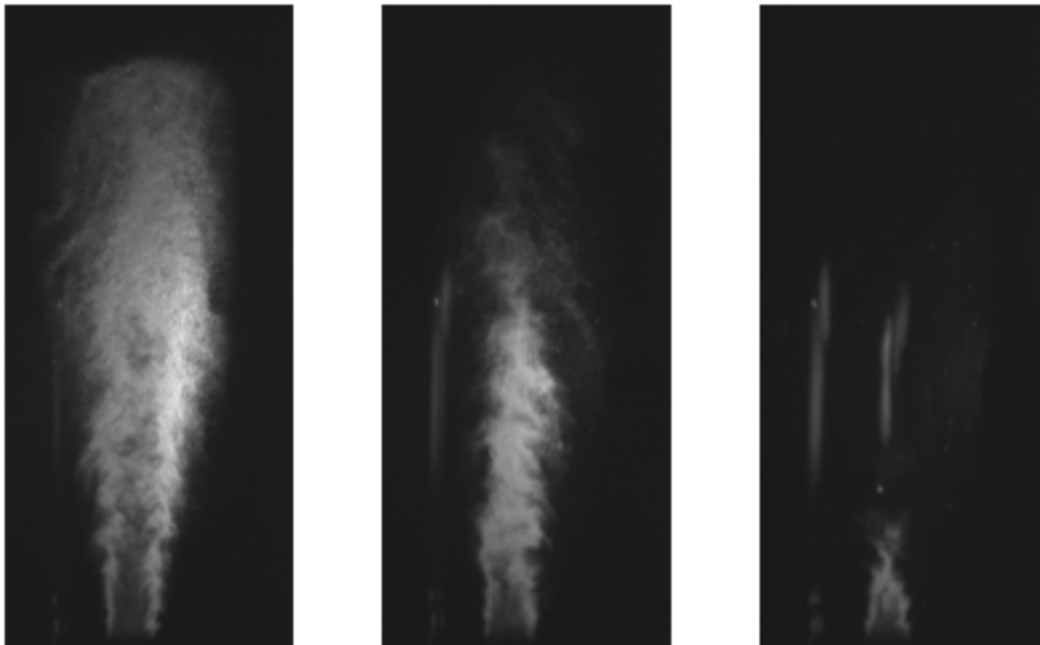
définition de l'obscurité, qui sont très sérieux pour de faibles densités d'interface. Elle permet surtout, après une calibration extensive de l'ensemble de la chaîne d'acquisition, et l'utilisation de diffuseurs connus [14], de donner des valeurs absolues de densité d'interface.

L'utilisation d'une nappe de lumière blanche contenant l'axe du spray permet également de s'affranchir des problèmes de perspective mais pas de réaliser des mesures absolues. Les résultats obtenus alors restent donc en partie qualitatifs.

3 Densité interfaciale.

3.1 Aspect qualitatif

Le phénomène d'évaporation lorsque S devient de l'ordre de l'unité est bien mis en évidence dans la figure 1. Pour des débits de liquide et de gaz fixés, le paramètre S est augmenté de 0.6 à 4.3. On constate une disparition rapide du brouillard dans la chambre. Ces images ont été obtenues avec des angles d'observation très faibles (0.5° à 8°), ce qui permet d'avoir un maximum d'intensité, et d'utiliser des temps de pose de $1/10000$ s. Le fait que le coeur du jet paraisse noir est un artefact lié au fait que dans cette région, au contraire, le spray est tellement dense qu'il devient optiquement épais (opaque). Une analyse quantitative de ces images est donc très sujette à caution. Il est alors difficile de tirer une information quantitative de ce genre de clichés, quoiqu'ils manifestent très clairement l'importance de l'évaporation.



$S = 0.6, M = 48, We = 3200$

$S = 1.7, M = 72, We = 4900$

$S = 4.3, M = 120, We = 8000$

Figure 1 : image du spray à 4° , pour des valeurs croissantes de S . $S=1$ correspond potentiellement à une évaporation totale.

3.2 Aspects quantitatifs

Comme mentionné au §3.1, l'utilisation d'un faisceau laser à une distance x de l'injecteur permet, en mesurant l'intensité diffusée à 45° , d'accéder de façon absolue à la densité d'interface $\Sigma(r)$, en fonction de la distance à l'axe du jet. Cette grandeur introduite dans le contexte du GdR par R.Borghini [16], est ainsi accessible à l'expérience. L'influence de l'évaporation se manifeste directement sur cette quantité.

Sur la figure 2 est reportée cette densité $\Sigma(r)$ pour $x=36\text{mm}$ (correspondant sensiblement au centre de la fig.1). Les débits massiques étant fixés (1.25 g/s pour le liquide et le gaz), on constate une réduction d'un facteur 30 de la densité d'interface sur l'axe entre $S=0.33$ et $S=1.75$. Le facteur de réduction hors de l'axe est encore bien supérieur.

Une analyse plus détaillée de ces courbes montre également que la largeur à mi hauteur de cette courbe diminue sensiblement lorsque S augmente. Ceci traduit simplement le fait que le gaz susceptible d'évaporer des gouttes sur l'axe a une probabilité plus importante d'être un produit d'évaporation, ou bien d'avoir déjà échangé de la chaleur avec le liquide. Il est donc moins affecté par la valeur de S que le gaz se trouvant sur les bords du spray.

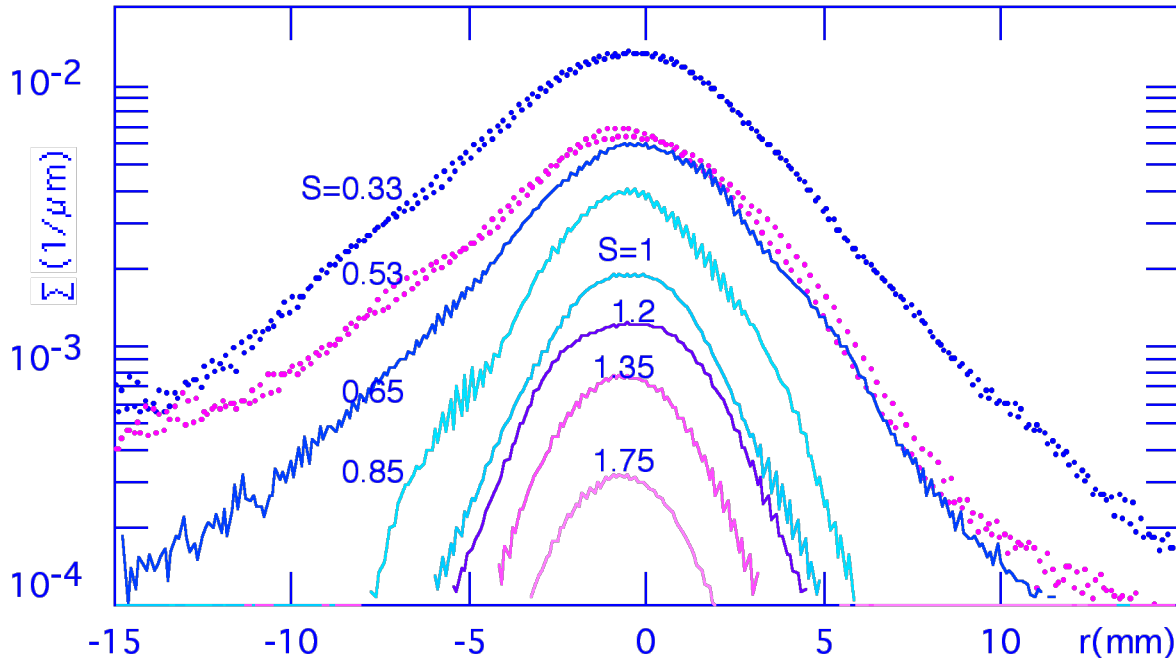


Fig 2 : densité d'interface en fonction de la distance à l'axe, à $x=36$ mm (6 diamètres), pour les valeurs de S indiquées. Les grandeurs pertinentes sont données Table 3.

Grandeur	S=0.53	S=1.75
Reynolds Liquide	10^5	10^5
Reynolds Gaz	$2 \cdot 10^6$	$2 \cdot 10^5$
Weber (Buse)	$3 \cdot 10^4$	$7 \cdot 10^4$
Rapport M	20	40
Vitesse liquide	0.5 m/s	0.5 m/s
Vitesse gaz	8 m/s	16 m/s

Table 3 : les grandeurs importantes fixées dans Fig 2 et 3.

Dans le but d'obtenir une information plus globale, la densité d'interface peut être intégrée. Une grandeur intéressante est la surface liquide-gaz présente dans une tranche horizontale d'épaisseur unité. Ceci nécessite une intégration numérique $\int \Sigma 2\pi r dr$, où le poids des 'ailes' du spray est souvent très important, ce qui peut engendrer des erreurs systématiques. Nous ne présentons donc pas ici ce type de résultat.

Une intégration le long du parcours du faisceau donne un nombre adimensionné $\langle N \rangle = \int \Sigma dr$, qui compte le nombre moyen de traversées d'interfaces par une ligne droite croisant le jet. Ceci revient simplement à mesurer l'intensité totale diffusée. La variation de ce nombre (déterminé à un facteur près de l'ordre de 2, cf §4) est reportée figure 3, pour quatre distances à la buse.

Cette figure permet de souligner deux points très importants :

- Pour $S \ll 1$, le nombre $\langle N \rangle$ dépasse la centaine pour les trois hauteurs. Ceci signifie que le spray est optiquement épais. Avec un milieu autre que l'hélium, ce spray serait totalement opaque : le faisceau incident serait atténué d'un facteur $\exp(-100)$!

- Lorsque S devient de l'ordre de 1, la quantité d'interface diminue extrêmement rapidement avec S, et ce d'autant plus rapidement que S est grand.

Sur 2 à 3 décades en $\langle N \rangle$ ces résultats sont compatibles avec $\langle N \rangle \propto \exp(-S/S_0(x))$, où le nombre $S_0(x)$ est étonnamment petit : sur la Figure 3, nous avons porté cette relation pour $S_0=0.5, 0.28$ et 0.22 pour $x=25, 36$ et 54 mm. La dépendance rapide avec S ne permet cependant pas d'établir cette dépendance fonctionnelle sur une large gamme de S .

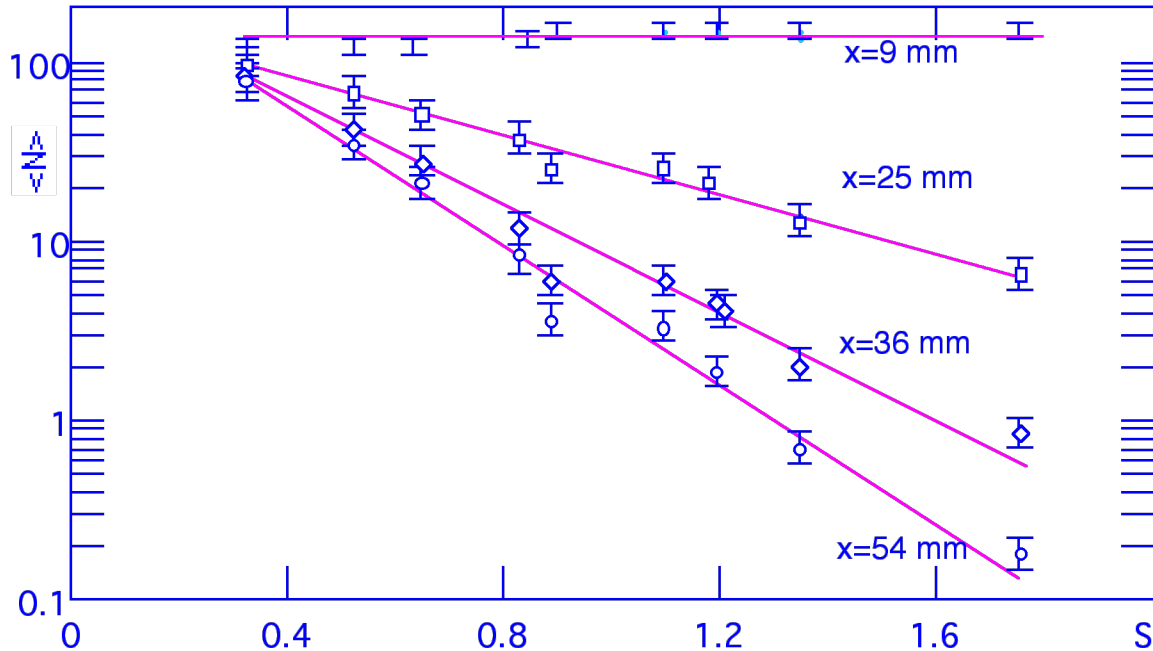


Fig 3: nombre $\langle N \rangle$ de traversées d'interfaces liquide-gaz par une ligne droite passant par l'axe du jet, en fonction du paramètre S , pour différentes valeurs de la distance à la buse x , et pour des conditions de débits fixées (table 3). Les barres d'erreur représentent l'ordre de grandeur des fluctuations, évaluées sur 4 à 8 images elles mêmes moyennées sur 16 clichés.

Ces résultats sont caractéristiques de nos observations pour des débits de l'ordre de ceux mentionnés section §2.2. En faisant varier le rapport des débits massiques d'un facteur trois (et donc M d'un facteur 9), la quantité d'interface varie, mais dans des proportions qui restent modérées comparativement à la dynamique de la figure 3.

3.3 Autres nombres sans dimension

Notre expérience est par principe limitée à l'utilisation d'un unique couple de fluides : LHe-GHe. Ceci ne permet pas de faire varier d'autres facteurs qui peuvent avoir un rôle important dans la comparaison entre fractionnement et évaporation.

- Si le nombre S ne porte aucun information sur la dynamique des échanges de chaleur entre le liquide et le gaz, il semble cependant être un facteur déterminant en ce qui concerne la comparaison entre l'efficacité de l'évaporation et celle du fractionnement. Le fait que la densité d'interface diminue très rapidement lorsque S dépasse l'unité est une indication directe du fait que sur l'échelle de temps nécessaire au fractionnement du jet liquide, l'échange de chaleur entre les deux phases est suffisant pour permettre l'évaporation. Ceci est dû au fait que le nombre de Prandtl (liquide et gaz) n'a pas de valeur particulièrement exotique (entre 0.7 et 1) dans notre situation. Ceci est à contraster avec les systèmes liquide/liquide, où le nombre de Schmidt peut être varié dans de grandes proportions [13]. Pour faire varier de façon significative le nombre de Prandtl, il serait nécessaire de se rapprocher du point critique liquide-gaz avec une précision incompatible avec l'utilisation de deux fluides à des températures distinctes.

- Le nombre S fait un bilan énergétique global. A l'échelle de longueur du processus d'évaporation, la quantité pertinente est plutôt $\Delta H_{\text{gaz}}/L$ où ΔH_{gaz} et L sont évalués par unité de volume de fluide [15]. Pour

faire varier ce nombre avec la température du gaz sans faire varier S , il serait nécessaire de modifier le rapport des débits massiques, ce qui a une incidence directe sur le fractionnement (We et M varient), indépendamment de toute évaporation. Il est donc délicat de séparer ces deux effets.

4 Propagation de la lumière en milieu dense.

Lorsque la lumière se propage dans un spray, elle est diffusée par les particules si il y a un contraste d'indice optique entre le gaz et le liquide. Pour des particules grandes par rapport à la longueur d'onde λ (typiquement $5 \mu\text{m}$), l'approximation de l'optique géométrique est valable : la lumière est réfractée ou réfléchi sur les interfaces liquide-gaz, d'où le lien de l'intensité diffusée avec la densité d'interface.

En optique géométrique, la quantité totale de lumière diffusée par une particule ne dépend pas du contraste d'indice, mais sa répartition angulaire en dépend fortement. Dans l'hélium, ce contraste est exceptionnellement faible ($n_{\text{liqu}}/n_{\text{gaz}}=1.02$). Ceci a pour conséquence que la lumière est défléchi par une particule d'un angle en moyenne très faible : $\langle 1-\cos\theta \rangle \sim 0.004$. Pour qu'un faisceau laser soit effectivement réparti dans 4π stéradians, il faut que la lumière ait rencontré typiquement $\langle N \rangle = 1/\langle 1-\cos\theta \rangle \sim 250$ gouttelettes. Tant que ce chiffre n'est pas atteint, la lumière se déplace essentiellement en ligne droite. Ceci est très différent d'une situation plus habituelle, par exemple l'interface eau/air ($n_{\text{liqu}}/n_{\text{gaz}}=1.33$) qui conduit à $\langle 1-\cos\theta \rangle \sim 0.1$, c'est à dire que $\langle N \rangle \sim 10$ gouttelettes suffisent à défocaliser totalement le faisceau. Il est alors très difficile de faire de l'imagerie dès que $\langle N \rangle$ atteint quelques unités (régime de diffusion multiple).

Par ailleurs, la distribution angulaire de l'intensité, lorsque $n_{\text{liqu}}/n_{\text{gaz}}$ est proche de 1, est largement non gaussienne : la probabilité de subir une déviation d'un angle grand (par exemple 45°) est bien plus grande que ce que laisse supposer la valeur $\langle 1-\cos\theta \rangle$. Nous avons vérifié théoriquement que ce type d'événements 'rares' domine l'intensité collectée à des angles grands. Une image physique correcte de la situation est alors la suivante : pour être collecté à un angle grand, un photon typique suit un parcours comportant un nombre éventuellement grand de petites déviations (propagation quasi ballistique) ; il subit alors un événement rare, puis parcourt à nouveau un chemin quasi ballistique. Ceci a pour conséquence directe le fait que l'intensité collectée à grand angle est sensiblement linéaire en $\langle N \rangle$ (et donc en densité d'interface), jusqu'à des valeurs de l'ordre de $\langle N \rangle = 100$.

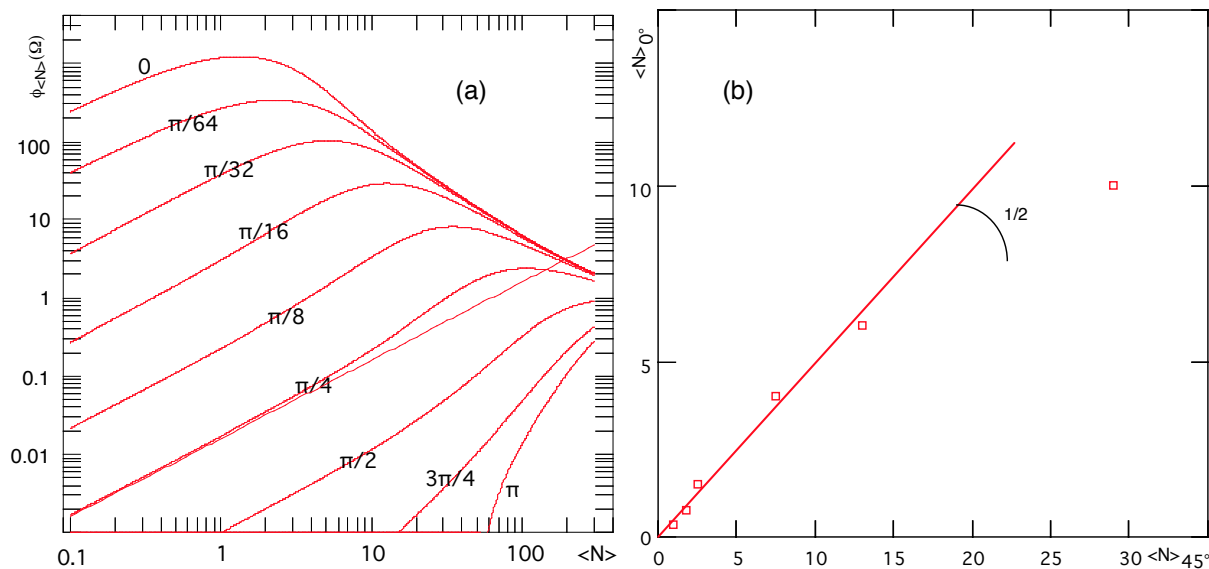


Fig 4:(a) Théorie : intensité collectée à divers angles en fonction du nombre $\langle N \rangle$ de gouttelettes croisées par la lumière lors de son parcours. (b) expérience: valeurs de $\langle N \rangle$ déduites dans une même expérience, de l'intensité entre 0° et 6° d'une part, et à 45° d'autre part.

Ceci est reporté sur la figure 4(a), issue de la référence [17], qui donne les détails de cette analyse. On constate également sur cette figure que les intensités collectées à des angles faibles (typ 5°) diminuent lorsque la densité d'interface augmente au delà de $\langle N \rangle \sim 1$; c'est ce qui explique l'aspect de la fig 1 au voisinage de la buse.

La figure 4(b) donne une comparaison entre deux mesures de $\langle N \rangle$ déduites de l'intensité collectée à 45° d'une part (photométrie absolue), et de la répartition angulaire de l'intensité collectée entre 0° et 6° d'autre part (photométrie relative). On constate une bonne linéarité, mais la pente est faussée d'un facteur proche de deux.

La valeur exacte de $\Sigma(r)$ est liée à l'intensité collectée à 45° ou 90° par un facteur dépendant de la forme des diffuseurs. Les différentes situations que nous avons envisagées théoriquement conduisent à une erreur systématique possible d'un facteur de l'ordre de 2. La comparaison entre les intensités collectées expérimentalement à $4^\circ, 45^\circ$ et 90° donne effectivement des désaccords de cet ordre. Etant donné la grande dynamique que présente la quantité $\langle N \rangle$ dans la figure 3, une telle erreur semble acceptable.

En conclusion de cette section, nous avons montré que les résultats présentés fig 2 et 3 peuvent être considérés comme fiables, et que cela n'aurait absolument pas été le cas avec des fluides autres que LHe/GHe car, dans la plus grande partie du spray, la diffusion est fortement multiple.

5 Les différentes versions de notre expérience.

Cette section a pour objectif de donner une idée de l'ampleur des moyens mis en jeu pour réaliser les expériences décrites ci dessus.

Les débits de liquides qui peuvent paraître modestes sont en fait déjà très importants, s'agissant d'hélium liquide, dont le coût est d'environ 20F/litre. Ceci conduit à environ 1F/sec de fonctionnement, ou 10kF pour un tir de 3h.

Notre jet se développe dans un cryostat spécialement conçu pour cette expérience, et qui puise l'hélium liquide directement dans un réservoir commercial de 500 l.

Dans la phase initiale (S~10), la chambre était constituée d'une enceinte à double paroi, de 100cm de haut, ϕ 80 cm, représentée figure 5. Le gaz à 80K est obtenu par un compresseur à 300K, puis un refroidissement dans un échangeur baignant dans du LN₂.

Dans la seconde phase de notre expérience (S~1), le gaz est obtenu par évaporation dans un second réservoir commercial. Deux difficultés majeures apparaissent alors: stabiliser (et mesurer) les deux débits des fluides cryogéniques, et assurer des pertes thermiques suffisamment basses pour atteindre réellement $S \ll 1$.

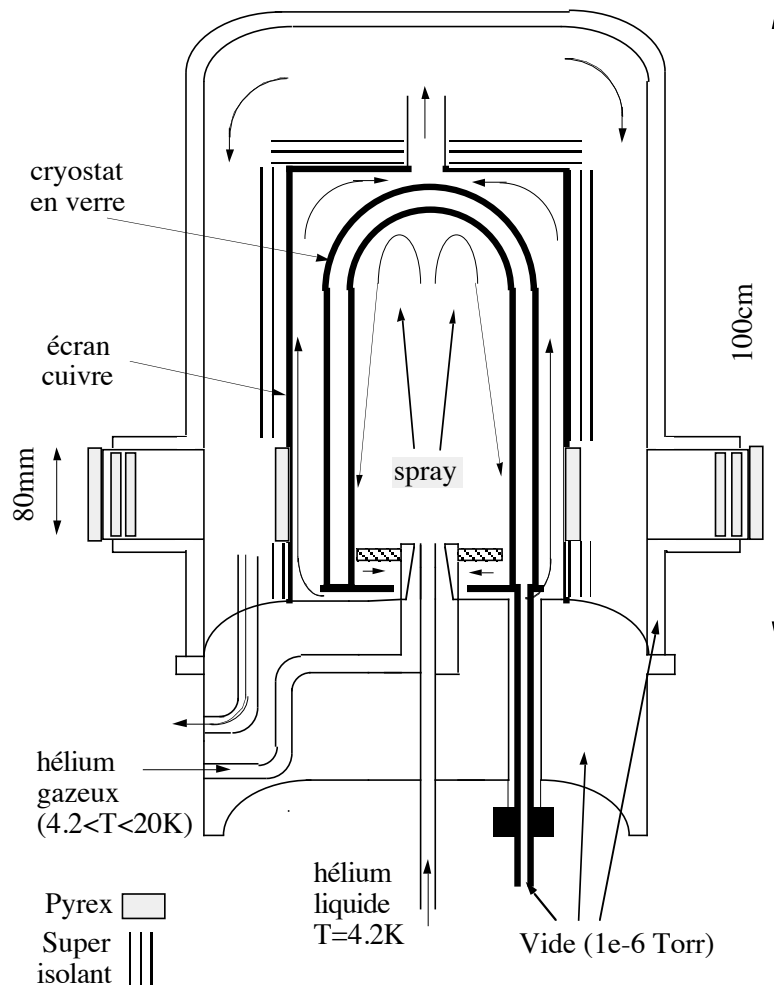


Figure 5 : le cryostat dans sa version finale. Les réservoirs ne sont pas représentés. Le parcours des fluides est schématisé.

Quoique nous ne puissions quantifier cet effet, il est apparu clairement que la température du gaz ambiant recirculé par le jet a aussi un rôle déterminant sur le taux d'évaporation. Il est donc crucial que ce gaz soit à la température la plus basse possible, qui est celle obtenue par mélange des deux fluides injectés. Pour cela, il nous a fallu minimiser les pertes thermiques en introduisant un cryostat en verre à l'intérieur de la chambre, refroidi efficacement par les vapeurs froides issues du mélange. Des accès optiques ont été aménagés, tout en s'assurant que la convection des vapeurs ne puisse affecter la température de la chambre où se développe le jet. Cette configuration est décrite en détail dans la figure 5.

L'orientation du jet (vers le haut), avait été choisie de façon à faciliter la connection des lignes cryogéniques avec les réservoirs. Elle s'est finalement avérée très défavorable du point de vue de la convection, mais ne pouvait pas être changée à posteriori.

6 Les micro thermomètres.

L'intérêt de l'utilisation de l'hélium à basse température pour l'obtention de Reynolds exceptionnellement grands est aujourd'hui largement reconnu [18-19-20]. Deux types de capteurs ont été développés au CRTBT dans cet objectif [10]: des fils chauds basés sur la transition supraconducteur/normal d'un dépôt métallique sur une fibre de verre ; des thermomètres basés sur un dépôt semiconducteur sur les mêmes fibres. Les capteurs que nous avons utilisés ont une zone sensible de $5 \times 5 \times 5 \mu\text{m}$, leur temps de réponse dans un fluide au repos est de $1 \mu\text{s}$ à 4.2K et $10 \mu\text{s}$ à 180K. Leur résistance est mesurée en alternatif, à 10MHz, l'ensemble de la chaîne de mesure ne détériorant pas la rapidité de la réponse.

L'absence de gouttes dans la configuration initialement retenue a rendu inutiles ces performances pourtant intéressantes. Nous illustrons néanmoins le fonctionnement de ces capteurs sur la figure 6, qui nous permet aussi de montrer l'absence totale de phase liquide à $x/d=10$ ($x=60\text{mm}$), lorsque $S=10$.

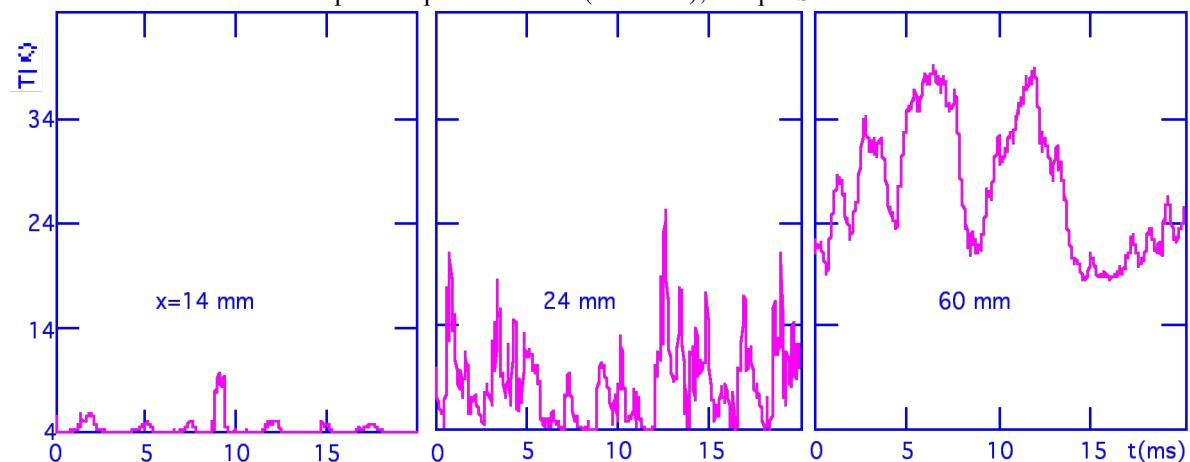


Fig 6 : signaux de température en fonction du temps enregistrés pour $x=14$, 24 et 60 mm pour les conditions de débits de la Table 1. L'absence totale de liquide à $x=60$ mm est manifeste. $x=14$ mm se situe dans une région où le taux de phase liquide est proche de 1. Ce taux diminue de deux décades en quelques millimètres au delà de $x=20$ mm.

7 Perspectives

L'expérience que nous avons acquise dans la détection de gouttelettes d'hélium liquide a été mise à profit dans un contexte très différent : les conduites de réfrigération du futur collisionneur de particule du CERN, le LHC. Ces conduites doivent refroidir, à une température inférieure à 2K, 27km d'aimants supraconducteur. Une conduite, $\Phi=40\text{mm}$, sensiblement horizontale, est très partiellement remplie d'hélium liquide (superfluide), qui se déplace lentement ($\ll 1\text{m/s}$). La puissance de réfrigération évapore une partie du liquide. Le gaz ainsi formé, très peu

dense, s'écoule à une vitesse élevée (1 à 10 m/s). Pour un fonctionnement correct dans le LHC, le mouillage de la paroi par le liquide est un facteur important [21].

Figure 7 : observation d'une section de conduite $\Phi=40\text{mm}$, pour des vitesses de gaz croissantes de gauche à droite. L'hélium est superfluide à $T=1.78\text{K}$. On voit clairement le brouillard apparaître à forte vitesse du gaz.

Dans cet écoulement diphasique cisailé, nous avons mis en évidence l'apparition d'un brouillard de gouttes pour des vitesses assez fortes du gaz d'hélium (voir figure 7). Il est probable que l'existence de ce brouillard explique l'augmentation constatée du périmètre mouillé alors que la quantité de liquide diminue. Une analyse quantitative de la granulométrie et de la densité de ce brouillard est en cours [22].

8 Conclusions

Le système proposé pour l'étude du fractionnement (LHe/GHe) nous paraît aujourd'hui trop lourd à mettre en oeuvre, par comparaison à d'autres études menées au sein du GdR sur des systèmes modèles plus simples. Le plus gros handicap de ce système est la nécessité d'une cryogénie forcément complexe, qui rend toute tentative de modification extrêmement lourde (voir §5).

L'objectif initial de cette étude n'a pas été réellement atteint, car la sonde envisagée pour détecter les gouttes n'était plus adaptée à la situation isotherme où les gouttes ont une durée de vie suffisante.

Néanmoins, nous avons obtenu des résultats originaux concernant l'efficacité de l'évaporation dans un spray coaxial, qui devraient pouvoir être confrontés à des résultats de simulations obtenues avec les méthodes que les équipes du GdR ont développées au cours des années passées. Nous estimons que les résultats quantitatifs des figures 2 et 3, devraient pouvoir être reproduits par les codes de simulation développés pendant le GdR, si ces derniers décrivent convenablement le fractionnement et la diffusion. C'est certainement là l'apport le plus intéressant de notre expérience.

L'interprétation qualitative donnée à cette efficacité est que l'échelle de temps nécessaire à l'échange de quantité de mouvement entre les fluides est similaire à celle nécessaire à l'échange de chaleur. A faible S , cet échange de chaleur a un effet modeste sur la morphologie du spray. Par contre, lorsque S atteint l'unité, les gouttes arrachées ont également une forte probabilité d'être évaporées, d'où un changement rapide de la densité d'interface avec S .

L'utilisation de l'optique dans l'hélium pour détecter des interfaces liquide/gaz est apparue comme bénéficiant d'atouts que les autres systèmes fluides n'ont pas. Nous avons déjà bénéficié de cet acquis dans le cadre d'autres expériences d'hydrodynamique sur l'hélium.

Références

- [1] J.Li, S.Zaleski, R.Scardovelli, GDR 1075, 5eme colloque, Simulations 3D de l'arrachage des gouttes sur une couche liquide plane.
- [2] L. Raynal, H. Rehab, E. Villiermaux, E.J. Hopfinger, GDR 1075, 5ème colloque, Etude expérimentale de l'instabilité de mélange dans les jets coaxiaux : longueur de dard liquide.
- [3] C. Chauveau, B. Vieille, X. Chesneau, I. Gökalp, GDR 1075, 5ème colloque, Etudes sur les régions de vaporisation des gouttes de Lox a haute pression.
- [4] P. Colin, D. Stepovski, GDR 1075, 5ème colloque, Taille et densité de gouttes dans la zone de rupture du jet.
- [5] J.L. Carreau, G. Monote, D. Le Visage, E. Porcheron, F.Roger, GDR 1075, 5ème colloque, Pulvérisation d'un jet liquide cryogénique ou non, par un jet de gaz coaxial.
- [6] P. Gicquel, L. Vingert, E. Brisson, GDR 1075, 5ème colloque, Caractérisation expérimentale d'un brouillard de Lox-GH2 en combustion issu d'un injecteur coaxial.
- [7] B. Vieille, C. Chauveau, I. Gökalp, GDR 1075, 6ème colloque, Etudes sur les régimes de déformation des gouttes de Lox dans un écoulement à haute pression.
Vieille B., Chauveau C., Gokalp I., 13th conference on liquid atomization and spray systems, (1997) p 195-201., Droplet breakup regimes under high pressure conditions.
- [8] L.Raynal, E.Villiermaux, E.J.Hopfinger, GDR 1075, 6ème colloque, Instabilité et production de gouttes à une interface de cisaillement liquide/gaz.
- [9] J.M. Fullana, J.Li, S.Zaleski, GDR 1075, 6ème colloque, Rétraction capillaire des films minces: un mécanisme tridimensionnel possible pour la production de gouttelettes.
- [10] Chanal O., Bagnenard B., Bethoux A.O., Chabaud B., Rev.Sci. Inst.**68**, p.2442; (1997), Micronic-size cryogenic thermometer for turbulence measurements.
- [11] Y. Ladam, P.E. Wolf, L. Puech, B. Castaing., GDR 1075, 6ème colloque, Implantation de méthodes optiques sur le jet LHe/GHe.
- [12] Y. Ladam, L. Puech, B. Castaing, O. Chanal, B. Chabaud, B. Hebral, 2nd Symp Turbulence Heat and Mass transfer, p741, Hanjalic&Peeters eds., Delft Univ. Press 97, Stripping of a helium jet by a coaxial gaseous helium jet.
- [13] Villiermaux E., Rehab. H, J. Fluid Mech.**425**, p.161, (2000) Mixing in coaxial jets.
- [14] Ladam Y., Thèse UJF, mars 2000, Atomisation et évaporation dans un jet mixte helium liquide- helium gazeux.
- [15] Spalding D.B. (1953) ; voir l'ouvrage de Kuo K.K., 'Principles of combustion' , Wiley Int. Ed.(1976) , ISBN 0471626058.
- [16] Borghi R., Burluka A.A., Zeitschrift fur Angewandte Mathematik und Mechanik. **79**, (1999) p.S37-40, Simple model for turbulent two-phase combustion with fast chemistry.
- [17] Y.Ladam, P.E. Wolf, P.Thibault, L.Puech, A paraître dans European Journal of Physics (Applied Physics) 2001, Light scattering by a liquid-gas helium spray.
- [18] Chavanne X., Chilla F., Castaing B., Hebral B., Chabaud B., Chaussy J., Phys. Rev.Lett.**79** (1997); p.3648, Observation of the ultimate regime in Rayleigh-Benard convection.
- [19] Chabaud B., Naert A., Peinke J., Chilla F., Castaing B., Hebral B., Phys. Rev.Lett.**73**, (1994); p.3227., Transition toward developed turbulence.
- [20] Niemela J.J., Skrbek L., Sreenivasan K.R., Donnelly R.J., Nature. **404**, no.6780; (2000); p.837-40., Turbulent convection at very high Rayleigh numbers.
- [21] Rousset B., Gauthier A., Jager B., van-Weelderden R., Weisend J.G. -II, International Cryogenic Engineering Conference. ICEC 17. IOP Publishing, Bristol, UK; (1998); p.671-4., Hydraulic behaviour of He II in stratified counter-current two-phase flow.
- [22] Di Muioio E., Rousset B., Thibault P., L. Puech, P.E. Wolf, accepted for presentation at ICEC, (2001).