

**Ministère de l'enseignement supérieur et de la recherche scientifique**  
**ECOLE NATIONALE POLYTECHNIQUE**



***Département de Génie Mécanique***  
***Projet de fin d'études***

*Réalisé par*

***Rabah Mehaddi***

*Pour l'obtention du*

***Diplôme d'Ingénieur d'Etat en Génie Mécanique***

***Etude numérique et expérimentale des fontaines faibles  
laminaires inclinées***

*Proposé et dirigé par :*

***Mr Bouzid BENKOUSSAS, MC (A), ENP***

***Mr Amor BOUHDJAR, DR, CDER***

*En collaboration avec :*

***Mr Olivier VAUQUELIN, Prof., Université de la Méditerranée de Marseille***

***Mr Philippe BOURNOT Prof., Université de la Méditerranée de Marseille***

ملخص :

في هذا العمل أجريت مجموعة من عمليات المحاكاة الرقمية وسلسلة من التجارب على سير الينابيع المنخفضة الميلان، وقد مكنت التجارب من تحديد أنماط عديدة من عدم الاستقرار نتيجة لزاوية الميل، و لقد أثبتنا أن ثبات عملية التدفق الصفحي بلغ زاوية  $\alpha = 5^\circ$  و بعد ذلك تم فقدانه تم أيضا قياس الارتفاع النهائي للنافورة من أجل عدة أرقام مختلفة من عدد Froude وعدد Reynolds و ستخلصنا ارتباط Philippe صالحة للنافورة المنحدرة وثابت التناسب يتطلب كحد أقصى هو  $\alpha = 8^\circ$  ، حسبنا أيضا أطوال العودة للجدران المائلة، وتمت ملاحظة من أجل جدران خفيفة الميلان وعدد صغير من Froude كان يخضع لظروف تجريبية و لوحظ إمكانية وجود اتجاه لعدد كبير من Froude .

كلمات مفتاحية: ينابيع مائلة، FDS، عمليات المحاكاة الرقمية، أنماط التدفق

Résumé :

Des simulations numériques et une série d'expériences ont été effectuées sur les fontaines faibles inclinées. Ses expériences nous ont permis de mettre en évidence plusieurs modes d'instabilité due à l'angle d'inclinaison. Nous avons montré que le régime laminaire était stabilisé jusqu'à un certain angle ( $\alpha=5^\circ$ ) puis devenais instable. Nous avons aussi mesuré la hauteur finale de fontaine pour différent nombre de Froude et de Reynolds et nous avons conclues que la corrélation de Philippe et al était valide pour une fontaine inclinée et que la constante de proportionnalité passe par un maximum à  $\alpha=8^\circ$ . Des mesures des longueurs de retour du fluide sur la paroi inclinées ont été faites et il a été observé qu'à de faible pente de la paroi et à de faibles nombres de Froude, cette mesure était sujette aux conditions d'expérimentation, mais une tendance a pu être observée pour de grand nombre de Froude.

Mots clés : fontaines inclinées, FDS, simulation numérique, régimes d'écoulement.

Abstract:

Numerical simulations and experiments were carried on weak inclined fountains. These experiments help to show many instable modes of the flow due to inclination of the injection. We showed that laminar flow is stabilized by the inclination to certain angle of inclination then decline to being disturbed. We have also measured fountain height for different Froude and Reynolds numbers and we conclude that the correlation of Philippe et al still valid for weak inclined fountains and the constant of proportionality go through a maximum at  $\alpha=8^\circ$ . We have also measured the left length of the flow on the inclined wall. We showed that this measure is disturbed by the experiments conditions but we have observed a tendency of this length to be scaled with Froude number.

Key words: inclined fountains, FDS, numerical simulation, fountain behavior.

# Remerciements

Je remercie Dr B. BENKOUSSAS et Dr A. BOUHDJAR pour la proposition du sujet et leur encadrement. Je les remercie aussi pour m'avoir sélectionné pour ce stage, pour avoir cru en moi, aussi pour leur soutien et leurs conseils.

Je remercie les membres du jury, Mr. Benbraïka et Mr. Boubkeur pour avoir pris le temps et le soin de lire ce rapport.

J'adresse mes sincères remerciements à Pr. Ph. BOURNOT pour m'avoir accueilli au sein de l'UNIMECA, pour la confiance qu'il m'a accordée et pour m'avoir permis de réaliser ce stage dans de bonnes conditions.

Je remercie Pr. Olivier VAUQUELIN pour son encadrement et ses conseils avisés.

Je tiens aussi à remercier Mr Aymeric LAMORLETTE pour son aide et son amitié.

En fin, je remercie ma famille, mes enseignants, mes amis et mes collègues de l'ENP.

# **Dédicaces**

Je dédie ce modeste travail à toute ma famille et tous mes amis, plus particulièrement à une amie qui a toujours été présente, il s'agit de

Massiva merci

## Sommaire

<b>Introduction .....</b>	<b>1</b>
<b>Chapitre I : Généralités .....</b>	<b>4</b>
1. Travaux antérieurs : .....	5
1.1. Fontaines turbulentes .....	5
1.2. Fontaines transitoire : .....	7
1.3. Fontaine laminaire : .....	8
1.4. Etudes des fontaines planes : .....	16
2. Position du probleme : .....	20
3. Conclusion : .....	20
<b>Chapitre II : Etude numérique .....</b>	<b>21</b>
1. Description de FDS : .....	23
2. Historique de FDS : .....	23
3. Modèles présents dans FDS : .....	23
3.1 Modèle hydrodynamique : .....	23
3.1.1. Approximation des faible nombre de Mach : .....	24
3.1.2 Conditions aux limites pour la vitesse : .....	26
3.1.3. Modélisation de la turbulence sur FDS : .....	27
3.2. Modèle de combustion : .....	27
3.3. Modèle radiatif .....	27
4. Données d'entrée : .....	28
5. Données de sortie : .....	29
6. Tests de robustesse numérique .....	30
6.1 Sensibilité du modèle .....	30
6.2 Sensibilité du maillage .....	31
7. Etude des fontaines inclinées à l'aide de FDS .....	32
7.1 Géométrie : .....	32

7.2. Maillage : .....	33
7.3. Modèle et conditions aux limites : .....	34
<b>Chapitre III : Résultats numérique et interprétation.....</b>	<b>46</b>
1. Résultats de simulation : Observations sur le développement de la fontaine .....	47
2. Evolutions de la fontaine en fonctions du nombre de Froude.....	51
3. Etudes des hauteurs de fontaine sur FDS:.....	54
4. Conclusion :.....	55
<b>Chapitre IV : Etude expérimentale des fontaines .....</b>	<b>56</b>
1. Description du banc expérimentale et de l'instrumentation :.....	57
2. Procédure expérimentale :.....	50
<b>Chapitre V : Résultats expérimentaux et interprétation.....</b>	<b>52</b>
1. Mesures qualitatives :.....	53
1.1. Régimes 'steady' (fontaine permanente): .....	54
1.2. Régime de 'bobbing alternée' :.....	55
1.3. Régime de 'bobbing simultanée' : .....	57
1.4. Régime du 'Bobbing transitoire' : .....	59
1.5. Régime 'Bobbing avant' :.....	61
1.6. Régime de 'Full bobbing ' :.....	63
1. Evolutions des régimes en fonction de l'angle d'inclinaison :.....	64
2. Résultats quantitatif :.....	66
2.1. Etudes des hauteurs finales de fontaines :.....	66
1.2. Etude de la longueur retour en amont de la fontaine( $L_r$ ) : .....	70
<b>Conclusion générale et perspectives .....</b>	<b>77</b>
<b>Bibliographies:.....</b>	<b>80</b>
<b>Annexes : .....</b>	<b>83</b>

## Listes des figures et des tableaux :

Figure 1: Schéma de formation d'une fontaine .....	1
Figure 2: Eruption volcanique au mont St.Helens, USA [Ref] .....	2
Figure 3: Schéma type de ventilation d'un local.....	2
Figure 1.1: Fontaine turbulente.....	7
Figure 1.2: Formation d'une fontaine laminaire .....	9
Figure 1.3 : Diagramme Froude-Reynolds des différents régimes d'écoulements mis en évidence par Williamson et al. [13] .....	11
Figure 1.4 : visualisation d'une fontaine faible permanente $Re = 42$ et $Fr = 0.24$ , avec $U = 0.88$ cm/s, $D = 4.8$ mm et $\Delta\rho/\rho = 0.00646$ .....	12
Figure.1.5 : Visualisation du mode d'oscillation 'flapping' à $Re = 144$ et $Fr = 0.5$ , avec $U = 3.2$ cm/s, $D = 4.8$ mm et $\Delta\rho/\rho = 0.00454$ .....	12
Figure 1.6 : Visualisation du 'bobbing' laminaire à $Re = 246$ et $Fr = 1.5$ , avec $U = 5.4$ cm/s, $D = 4.8$ mm et $\Delta\rho/\rho = 0.033$ .....	13
Figure 1.7 : Visualisation de fontaine à $Fr = 5515$ et $Re = 210$ avec $U=27.6$ cm s-1, $D=0.76$ mm , $\Delta\rho/\rho=0.001861$ .....	14
Figure1.8 :(a) graphe logarithmique de $H_f/D = f(Fr^{\frac{1}{2}}Re^{\frac{1}{2}})$ .....	15
Figure 1.9 : schéma type d'un injecteur pour la production d'une fontaine plane.....	16
Figure 1.10 : visualisation d'une fontaine permanente (steady) plane à $Fr=1.4$ et $Re=28.6$ ...16	
Figure 1.11 : Évolution temporelle d'une fontaine plane en mode flapping à $Fr=7.8$ et $Re=20.6$ .....	17
Figure 1.12 : Diagramme Froude Reynolds et les régimes d'instabilité des fontaines plane..18	
Figure 1.13 : courbe de la constante $C=f(\alpha)$ .....	19
Figure 2.1 : Grille en contact avec une paroi. ....	27
Figure 2.2 : géométrie et de la maquette simulé sous FDS.....	32
Figure 2.3 : Dimension de la maquette expérimentale construite sous FDS.....	33

Figure 2.4 : Maillage sur FDS avec système de coordonnées.....	34
Figure 2.5 : Conditions aux limites.....	35
Figure 2.6 : représentation du domaine Froude Reynolds pour différents angles d'inclinaisons.....	35
Figure 3.1 : Évolution d'une fontaine inclinée de 10°, Fr=108 et Re=1288, en fonction du temps .....	39
Figure 3.2 : courbes de $t / (D/U) = f(\text{Fr})$ pour différents angles d'inclinaison .....	40
Figure 3.3 : Évolution de la constante b en fonction du nombre de Froude .....	41
Figure 3.4 : Évolution d'une fontaine inclinée d'un Angle $\alpha=10^\circ$ en fonction du nombre de Froude et de Reynolds.....	43
Figure 3.5 : Pénétration maximale en fonction du nombre de Froude .....	44
Figure 4.1 : Maquette expérimentale avec le laser qui éclaire une fontaine. ....	47
Figure 4.2 : Débitmètre Aalborg .....	47
Figure 4.3 : laser monochromatique.....	48
Figure 4.4 : Deux dispositions du laser pour la visualisation du plan horizontal ou vertical. .	51
Figure 4.5 : mesure de la mire avec Image J.....	51
Figure 5.1 : Diagramme des régimes en fonction de $\alpha$ et U pour l'injection d'Hélium.....	53
Figure 5.2 : Image typique d'une fontaine inclinée en régime permanent ( $\alpha=12^\circ$ ) .....	54
Figure 5.3 : visualisation du régime de 'bobbing alternée' pour Fr=5.1, Re=102 et $\alpha=2.5^\circ$ .....	56
Figure 5.4 : visualisation du 'bobbing simultanée' à Fr=7.3, Re=121 et $\alpha=4^\circ$ .....	58
Figure 5.5 : visualisation du 'bobbing transitoire' à Fr=10.3, Re=144 et $\alpha=4^\circ$ .....	60
Figure 5.6 : visualisation du 'bobbing avant' à Fr=4.3, Re=93 et $\alpha=12^\circ$ .....	62
Figure 5.7 : visualisation du 'full bobbing' à Fr=10.3, Re=144 et $\alpha=12^\circ$ .....	63
Figure 5.8 : Diagramme des régimes en fonction de $\alpha$ et $\text{Fr}^{1/2} \text{Re}^{2/3}$ , et leur relation avec les régimes mis en évidence par Williamson et al [13] .....	64
Figure 5.9 : Diagramme des frontières des régimes en fonction de $\alpha$ et Fr pour $\Delta\rho/\rho=0,8513$ et $0,7575$ .....	66



Figure 5.10: Hauteurs finales de fontaines en fonction de Fr pour une pente $7 < \alpha < 15$ , $\Delta\rho/\rho=0,7575$ .....	67
Figure 5.11 : Hauteurs finales de fontaine en fonction de Fr pour une pente $7 < \alpha < 15$ et $\Delta\rho/\rho=0,8513$ .....	68
Figure 5.12: Hauteur finales de fontaine en fonction de $Fr^{1/2}Re^{1/2}$ pour une inclinaison $7 < \alpha < 15$ et $\Delta\rho/\rho=0,7575$ .....	69
Figure 5.13 : Hauteur finales de fontaine en fonction de $Fr^{1/2}Re^{1/2}$ pour une inclinaison $7 < \alpha < 15$ et $\Delta\rho/\rho=0,8513$ .....	69
Figure 5.14 : Évolution de la constante de proportionnalité de la loi empirique $\frac{H_f}{D} = C Fr^{\frac{1}{2}} Re^{\left(\frac{1}{2}\right)}$ , en rouge ( $Y_{He}=50\%$ ) en bleu ( $Y_{He}=100\%$ ) .....	70
Figure 5.15: Séquence d'image à $\alpha=9^\circ$ , $Fr=14.5$ , $Re= 305$ .....	71
Figure 5.16 : $L_r \sin(\alpha)/D$ en fonction du nombre de Froude pour $8 < \alpha < 15$ et $\Delta\rho/\rho=0,7575$ .....	72
Figure 5.17 : $L_r \sin(\alpha)/D$ en fonction du nombre de Froude pour $7 < \alpha < 15$ et $\Delta\rho/\rho=0,8513$ .....	73
Figure 5.18 : Longueur retour divisé par la hauteur en fonction de $Fr^{1/2}Re^{1/2}$ pour $7 < \alpha < 15$ et $\Delta\rho/\rho=0,8513$ .....	74
Figure 5.19 : Longueur retour divisé par la hauteur en fonction de $Fr^{1/2}Re^{1/2}$ pour $7 < \alpha < 15$ et $\Delta\rho/\rho=0,7575$ .....	74
Figure 5.20 : Longueur retour en fonction de $Fr^{1/2}Re^{1/2}$ pour $\alpha=12^\circ$ et $\Delta\rho/\rho=0,7575$ .....	75
Tableau 1.1 : type de comportement des fontaines transitoires et turbulentes.....	8
Tableau 1.2 : comportement des fontaines faibles laminaires.....	9
Tableaux 1.3 : Récapitulatif des études réalisées antérieurement.....	10
Tableau 2.1 : comparaison des résultats de simulations FDS pour différent maillage.....	31
Tableau 4.1 : Nombres de Froude et de Reynolds pour le mélange d'air/hélium qui ont été testé pour chaque angle d'inclinaison ( $\alpha$ varie entre $2.5^\circ$ et $15^\circ$ ).....	49
Tableau 4.2 : Nombres de Froude et Reynolds pour l'hélium pur qui ont été testé pour chaque angle d'inclinaison ( $\alpha$ varie entre $2.5^\circ$ et $15^\circ$ ).....	50

## **Nomenclature:**

$H_f$  : hauteurs finales de fontaines

$H_i$  : hauteurs initiales de fontaines

$L_r$  : longueurs retours de l'écoulement pariétal amont

$Fr$  : nombre de Froude

$Re$  : nombre de Reynolds

$Y_{He}$  : fraction massique d'hélium dans un mélange.

$P$  : pression

$g$ : l'accélération gravitationnel

$\rho$  : densité du fluide injecté

$\rho_0$  : densité du milieu ambiant

$D$  : diamètre de la buse d'injection

$C$  : constante de proportionnalité

# Introduction

Un jet réfère à la situation générale où un fluide est injecté dans un autre. Dans le cas du jet d'un fluide de densité  $\rho_1$  injecté du haut vers le bas dans un environnement de densité  $\rho_2$  tel que  $\rho_1 < \rho_2$  ou du bas vers le haut tel que  $\rho_1 > \rho_2$  est appelé jet à flottabilité négative ou fontaine. Ceci bien entendu réfère aux fontaines massiques, qui sont produites par une différence de masse volumique entre le fluide injecté et l'environnement, ce qui implique une interaction entre eux.

On peut aussi produire des fontaines avec l'injection d'un fluide de même nature que l'environnement dans lequel il est injecté. Exemple : l'injection du haut vers le bas de l'air chaud dans une enceinte remplie d'air froid. La différence de densité est la conséquence de la différence de la température des deux milieux.

Les trois phases de formations d'une fontaine sont décrites schématiquement dans la figure 1. A l'amorce de l'injection, la fontaine pénètre dans son environnement comme dans le cas d'un panache, (figure 1.a). La fontaine continue de monter et inter-réagit avec son environnement ce qui diminue de son inertie jusqu'à s'arrêter à une certaine hauteur  $H_i$ , (figure 1.b). L'écoulement forme une capsule à son sommet dans laquelle du fluide vient s'accumuler. Puis la fontaine s'effondre sur elle-même et forme un panache annulaire descendant qui vient entourer l'écoulement ascendant qui continue à être injecté. L'interaction entre les deux panaches et le milieu extérieur diminue la hauteur de la fontaine à  $H_f$ , (figure 1.c).

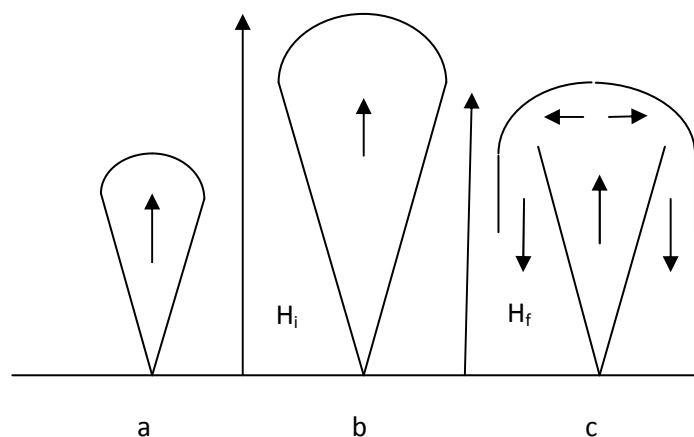


Figure 1: Schéma de formation d'une fontaine

## Introduction

---

Ce type d'écoulement peut être rencontré dans divers processus industriels ou phénomènes naturels, comme l'évolution des éruptions volcaniques où il y'a éjection de matière lourde dans l'atmosphère, (figure 2) et le remplissage des cavités des couches géologiques par du magma.



Figure 1: Eruption volcanique au mont St.Helens, USA

On rencontre aussi ce type d'écoulement dans des applications en ingénierie comme la ventilation des hangars d'avions ou dans la lutte contre la pollution environnementale telle que dans le déversement de fluide polluant dans la mer, (figure 3).

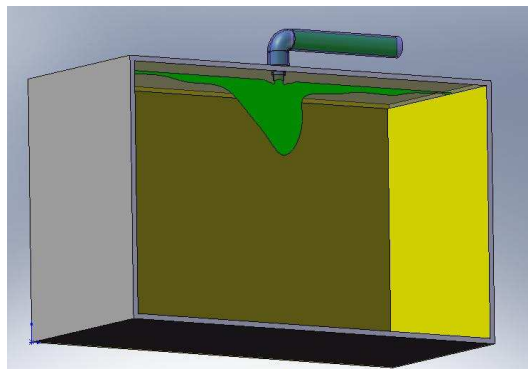


Figure 2: Schéma type de ventilation d'un local.

## Introduction

---

Le plan de ce mémoire s'articule autour de cinq chapitres. Nous présentons dans le premier chapitre une étude succincte des travaux antérieurs. Notre étude est considérée comme une continuité de ses travaux. Un deuxième chapitre introduit le logiciel FDS (Fire Dynamics Simulator) qui servira d'outil numérique pour la modélisation des fontaines inclinées ainsi que le pré-dimensionnement du banc expérimental.

Nous présentons ensuite les résultats numériques obtenus et qui sont axés essentiellement sur la phénoménologie en écoulement pariétal et ses implications en ce qui concerne le flux de gravité qui s'y développe dans le chapitre trois.

Dans le quatrième chapitre nous décrivons le banc expérimental ainsi que l'instrumentation utilisée et la procédure expérimentale suivie. Dans le cinquième chapitre les résultats des expériences et des mesures effectuées expérimentalement ainsi que les interprétations de la phénoménologie des fontaines en injection inclinées non saillantes sont résumés. Une conclusion générale sur l'étude réalisée suivie d'une bibliographie assez complète sont introduites à la fin du mémoire.

# **Chapitre I : Généralités**

# Chapitre I : Généralités

---

L'étude des jets à masse volumique variable a débuté par l'étude des panaches turbulents qui s'est conclue en 1956 par un modèle théorique unidimensionnel basé sur des hypothèses simples dont la principale considère que l'entraînement du fluide ambiant par le panache est proportionnel à la vitesse moyenne du jet. Un panache peut être produit par l'injection verticale d'un fluide léger dans un environnement lourd donc l'inertie s'additionne à la flottabilité du jet. Certains travaux ont été réalisés sur les jets afin d'élucider les effets de ces hypothèses dans le cas où la flottabilité s'oppose à l'inertie du jet. Nous montrerons comment l'étude de ces fontaines a évolué et comment la compréhension des modes d'instabilités est devenue primordiale.

## 1. Travaux antérieurs :

### 1.1. Fontaines turbulentes

Plusieurs travaux ont été réalisés sur les fontaines verticales axisymétriques de différentes natures et configurations. L'un des premiers était réalisé par J.S. Turner [1] en 1966. Son étude expérimentale a consisté à injecter verticalement de l'eau saline (lourde) dans un bac remplis d'eau pure. A partir de considération dimensionnelle où il suppose que les seuls paramètres influant sur cet écoulement sont son inertie et sa flottabilité. Dans ses résultats, Il propose une corrélation sur les hauteurs finales de la fontaine en fonction du nombre de Froude densimétrique (Fr) :

$$\frac{H_f}{D} = C. Fr^{1/2} \quad (1.1)$$

Où Fr est le ratio de l'énergie cinétique à l'injection et de sa flottabilité :

$$Fr = \frac{u^2}{gD \frac{(\rho - \rho_0)}{\rho}} \quad (1.2)$$

$H_f$  : hauteur finale de la fontaine (m).

$D$  : diamètre de la buse d'injection (m).

$g$  : la gravité ( $m/s^2$ ).

$\rho$  : la masse volumique du milieu extérieur ( $Kg/m^3$ ).

$\rho_0$  : la masse volumique du fluide injecté ( $Kg/m^3$ ).

## Chapitre I : Généralités

---

$u$  : vitesse d'injection (m/s).

$C$  : une constante sans dimension.

Turner valide son hypothèse sur une plage du nombre de Froude variant entre 2 et 450 avec la valeur de la constante  $C$  égale à 3.48.

Pantzlaff et al. [2] ont mené une investigation expérimentale sur les fontaines turbulentes sur une plage du nombre de Froude variant entre 112.5 et 3048 et une plage du nombre de Reynolds variant entre 2500 et 15000. Dans leur configuration expérimentale, ils injectent une eau dans laquelle du KCl a été dissous dans une eau pure. Une différence de viscosité cinématique entre le jet et l'environnement inférieure à 0.5% est considérée (frottements visqueux entre le jet et l'environnement extérieur sont négligeables). Ils ont conclu par leur travail que la corrélation de Turner est valide avec une constante  $C$  de 2.97.

Mizushina et al. [3], en 1982 ont étudié expérimentalement les fontaines turbulentes. Ils ont injecté de l'eau froide dans un bassin rempli d'eau chaude maintenue à une certaine température. Le but de cette configuration est de chercher d'atteindre de grands nombres de Froude avec des nombres de Reynolds faibles. La plage des nombres de Froude et de Reynolds utilisée dans leurs expériences est de 12.5 à 33800 pour le nombre de Froude et de 1740 à 5420 pour le nombre de Reynolds. Ils ont conclu que la corrélation de Turner reste valide avec une constante  $C$  de 3.32.

*Après analyse nous constatons, que l'effet du nombre de Reynolds a peu être une influence directe sur la constante de la corrélation en plus d'autres paramètres tels que la différence de masse volumique. La corrélation de Turner reste valide donc pour les fontaines turbulentes axisymétriques avec une large plage du nombre de Froude.*

En 1980, Mcdougall [4] propose un modèle théorique unidimensionnel basé sur les hypothèses de Morton [5]. Il confirme numériquement la validité de l'utilisation des hypothèses de Morton. Ce travail a été repris par Bloomfield et al. [6] en 1999. Ils ont montré que la corrélation de Turner reste valide pour des nombres de Froude assez grands ( $Fr > 2$ ). Les travaux réalisés par ces auteurs montrent que l'écoulement en proche injection est turbulent, (figure 1.1).



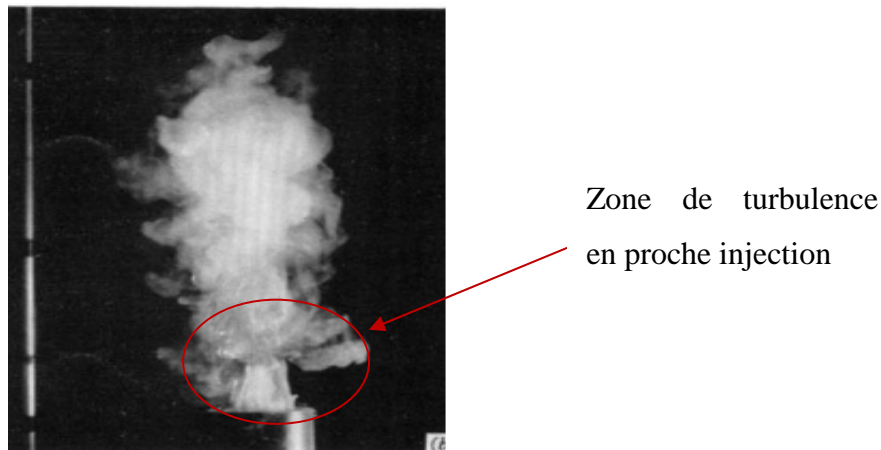


Figure 1.1: Fontaine turbulente.

### 1.2. Fontaines transitoires :

Les fontaines transitoires sont des fontaines dont le nombre de Reynolds à l'injection se situe entre 200 à 300 et 1200 à 3000 selon différents auteurs. Ces types de fontaines montrent des comportements très différents suivant la plage du nombre de Froude dans laquelle elles sont considérées.

En 2006, Kaye et Hunt [7] proposent un modèle théorique pour la détermination des hauteurs initiales de fontaine  $H_i$ . Ce modèle se base sur les hypothèses théoriques de Morton [5] pour les panaches turbulents. Ils ont montré que pour un nombre de Froude élevé la corrélation de Turner reste valide par contre elle change de nature pour des nombres Froude faible. En effet Kaye et Hunt montrent que l'exposant de la corrélation est égal à 1.

Kaye et Hunt ont exploité les résultats obtenus expérimentalement par Baines et al. [8] et numériquement par Lin et Armfield et ont montré que les hauteurs finales de fontaines turbulentes se comportent différemment suivant la plage des nombres de Froude dans laquelle elles sont calculées, ainsi ils mettent en évidence trois types de comportement, (tableau 1.1) :

## Chapitre I : Généralités

Tableau 1.1 : type de comportement des fontaines transitoires et turbulentes

Nombre de Froude	Type de comportement	corrélation
$Fr \geq 4.5$	fontaine forcée	$\frac{H_f}{D} = C \cdot Fr^{\frac{1}{2}}$
$0.5 \leq Fr \leq 4.5$	fontaine faible	$\frac{H_f}{D} = C \cdot Fr$
$0 \leq Fr \leq 0.5$	fontaine très faible	$\frac{H_f}{D} = C \cdot Fr^{\frac{1}{3}}$

Cette définition des régimes d'écoulements est celle qui est le plus souvent admise et utilisée pour les fontaines.

En 1998, Zhang et Badour [9] ont étudié expérimentalement les jets d'eau salines dans de l'eau pure. Ils ont montré que les hauteurs des fontaines turbulentes suivent deux lois empiriques très différentes suivant la plage du nombre Froude considérée : Pour  $Fr \geq 24.5$  les hauteurs finales de fontaines suivent mieux la loi de Turner  $\frac{H_f}{D} = C Fr^{1/2}$  mais pour  $Fr \leq 24.5$  elles sont mieux représentées par la corrélation  $\frac{H_f}{D} = C Fr^{1/6}$ .

En 2004, Lin et Armfield [10] ont étudié les fontaines à des nombres de Froude et Reynolds moyens. Ils ont trouvé que les zones de transition doivent être classées contrairement aux fontaines turbulentes, suivant le nombre de Froude et le nombre de Reynolds. Ils ont montré que les hauteurs de fontaines sont affectées par les effets des forces visqueuses du fluide et conclu que les hauteurs finales doivent être corrigées par le nombre de Reynolds et proposent la corrélation empirique suivante :

$$\frac{H_f}{D} = C Re^{\frac{1}{4}} Fr^{\frac{1}{2}} \quad (1.3)$$

### 1.3. Fontaine laminaire :

Les fontaines laminaires sont des fontaines pour lesquelles le nombre de Reynolds est inférieur à 200. Dans la figure 1.2 on montre la formation d'une fontaine laminaire par une visualisation à l'aide d'une camera rapide.

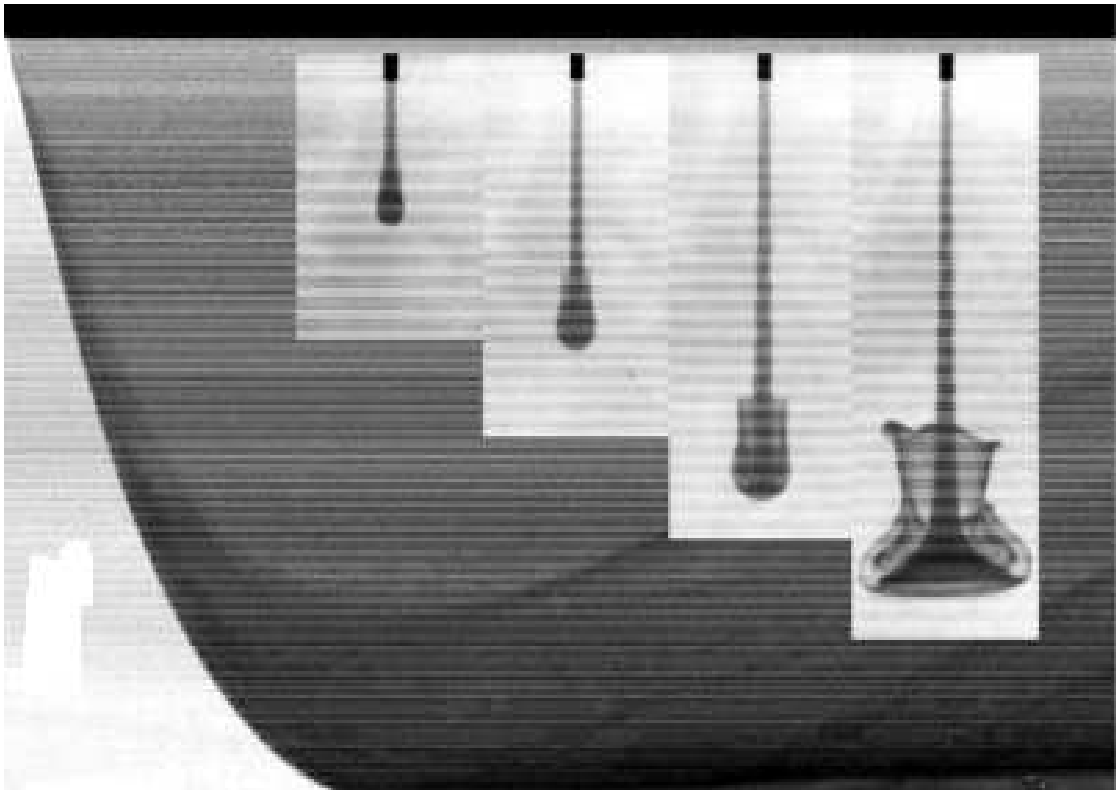


Figure 1.2: Formation d'une fontaine laminaire

Conditions:  $Q=0.127 \text{ cm}^3/\text{s}$ ,  $D=0.1372 \text{ cm}$ ,  $\Delta\rho/\rho = 4.5 \times 10^{-3}$ ,  $t=0.5 \text{ s}$ ,  $1 \text{ s}$ ,  $2 \text{ s}$ , et  $4 \text{ s}$

Lin et Armfield [11, 12] en 2000, dans leurs investigations ont utilisé une large plage de nombres Froude variant de 0.0025 à 1 pour les fontaines faibles suivant la définition de Kaye et Hunt et ils ont proposé eux aussi deux types de comportements différents, (tableau 1.2):

Tableau 1.2 : comportement des fontaines faibles laminaires

Nombre de Froude	Nombre de Reynolds	Type de fontaines	Corrélation
$.02 < Fr < 0.5$	$10 < Re < 400$	Fontaine faible	$\frac{H_f}{D} = C \cdot Fr^{\frac{1}{2}}$
$0.3125 \cdot 10^{-5} < Fr < 0.02$	$10 < Re < 1600$	Fontaine très faible	$\frac{H_f}{D} = C Re^{2/3} Fr^{1/3}$

## Chapitre I : Généralités

Ils ont montré que pour les faibles nombres de Reynolds, la prise en compte des effets visqueux est importante pour une meilleure description des fontaines laminaires et transitoires. Cette conclusion est reprise dans l'étude théorique et expérimentale menée par Philippe et al. [13] en 2005. Leurs expériences ont consisté dans l'injection d'eau pure dans un réservoir rempli d'eau saline. Ils ont montré que les effets visqueux sont très significatifs et doivent être pris en compte dans l'évaluation des hauteurs finales de fontaines laminaires. La plage des nombres Froude et Reynolds utilisé dans ces expériences est de 0.5 à 20000 et de 0 à 160 respectivement, ils ont proposé que :  $\frac{H_f}{D} = C Re^{\frac{1}{2}} Fr^{\frac{1}{2}}$ .

Les auteurs ont remarqué que l'écoulement ne se sépare pas en deux panaches interagissant par un effet d'appel d'air l'un par rapport à l'autre et de l'environnement extérieur, mais plutôt par du frottement visqueux ainsi le mélangeage se fait par diffusion massique plus que par convection dans le milieu environnant de la fontaine.

Tableaux 1.3 : Récapitulatif des études réalisées antérieurement.

fontaine turbulente	Turner (1966) Pantzlaff et al (1999) Mizushina et al (1982)	$H_f/D \sim Fr^{\frac{1}{2}}$ $H_f/D = 3.32 Fr^{\frac{1}{2}}$ $H_f/D = 2.97 Fr^{\frac{1}{2}}$	$Fr \geq 2$ $12.5 < Fr < 33800, 1740 < Re < 5420$ $112.5 < Fr < 3048, 2500 < Re < 15000$
Fontaine Turbulente/ Transitoire	Zhang et Badour (1998) Lin & Armfield (2004) Kaye & Hunt (2006)	$\frac{H_f}{D} \sim \begin{cases} Fr^{\frac{1}{2}} \\ Fr^{\frac{1}{6}} \end{cases}$ $\frac{H_f}{D} \sim Re^{\frac{1}{4}} Fr^{\frac{1}{2}}$ $\frac{H_f}{D} \sim \begin{cases} Fr^{\frac{1}{2}} \\ Fr \\ Fr^{\frac{1}{3}} \end{cases}$	$\begin{cases} Fr \geq 24.5 \\ Fr \leq 24.5 \end{cases}$ $1 < Fr < 32$ et $200 < Re < 1600$ $\begin{cases} Fr \geq 4.5 \\ 4.5 \geq Fr \geq 0.5 \\ Fr \leq 0.5 \end{cases}$
Fontaine Laminaire	Lin est Armfield(2000) Lin est Armfield(2000) Philippe et al (2005)	$\frac{H_f}{D} \sim Re^{\frac{2}{3}} Fr^{\frac{1}{3}}$ $\frac{H_f}{D} \sim Fr^{\frac{1}{2}}$ $\frac{H_f}{D} \sim Re^{\frac{1}{2}} Fr^{\frac{1}{2}}$	$0.3125 * 10^{-5} < Fr < 0.02$ et $10 < Re < 1600$ $0.02 < Fr < 0.5$ et $10 < Re < 400$ $0.5 < Fr < 20000$ et $0 < Re < 160$

## Chapitre I : Généralités

Nous remarquons le manque de certitude dans les résultats des différentes études, (tableau 1.3) sur les fontaines verticales et dans le but d'apporter plus de précision, Williamson et al. [14] en 2008, ont réalisé un travail expérimental dans lequel ils ont repris l'intervalle des nombres de Froude et de Reynolds correspondants aux régimes laminaire et transitoire jusqu'à la limite inférieure du régime turbulent. Ils ont mis en évidence différentes instabilités et ont proposé une corrélation qui prend en compte les effets visqueux et ont défini les limites de son utilisation. La procédure expérimentale de Williamson et ses coauteurs consiste dans l'injections du bas vers le haut d'eau saline dans un réservoir rempli d'eau pure, les outils de visualisations sont deux cameras rapides.

Les expériences ont été faites sur une plage du nombre de Froude variant de 0.25 à 5000 et une plage du nombre de Reynolds variant 15 à 1900. Ils ont mis en évidence plusieurs régimes instables qui sont délimités par des lignes continues d'équations  $Fr^{1/2} = \frac{C}{Re^3}$ , (figure 1.3). Nous remarquons que dans la région laminaire  $Fr^{1/2} < 10$  et  $Re < 200$ , différents régimes d'écoulements existent et montrent une dépendance aux nombres de Reynolds et Froude.

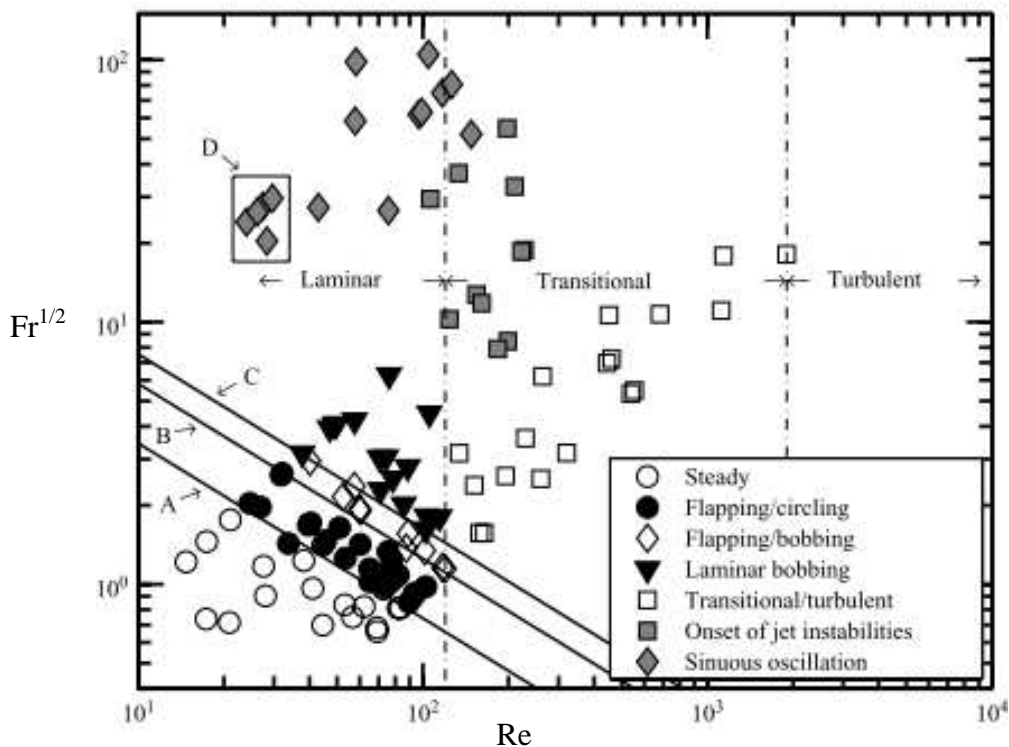


Figure 1.3 : Diagramme Froude-Reynolds des différents régimes d'écoulements mis en évidence par Williamson et al. [14]

## Chapitre I : Généralités

Le premier régime est un régime permanent (steady), l'écoulement est stable et ne présente aucune instabilité. La constante C dans la corrélation qui délimite le régime stable vaut 14.2, (figure 1.4), (courbe A, figure 1.3).

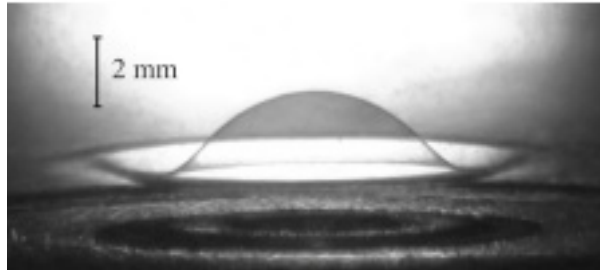


Figure 1.4 : visualisation d'une fontaine faible permanente  $Re = 42$  et  $Fr = 0.24$ , avec  $U = 0.88$  cm/s,  $D = 4.8$  mm et  $\Delta\rho/\rho = 0.00646$ .

En augmentant les nombres de Froude et de Reynolds, le régime devient instable et la fontaine oscille suivant deux modes. Le premier est le 'flapping' : la fontaine oscille dans un plan vertical qui contient son axe de symétrie. Le deuxième est le 'circling' : la fontaine tourne autour de l'axe de symétrie, son sommet toujours décalé. La combinaison des deux modes d'oscillation correspond au régime appelé 'flapping/circling'. La fontaine peut être du type flapping ou circling ou une combinaison des deux à la fois. Ce qui fait que la fontaine ne peut plus être considérée comme axisymétrique. Ces types de régimes sont délimitées par les courbes A et B de constante C dans la corrélation égale à 14.2 et 24 respectivement. La figure 1.5, illustre le mode 'flapping'.

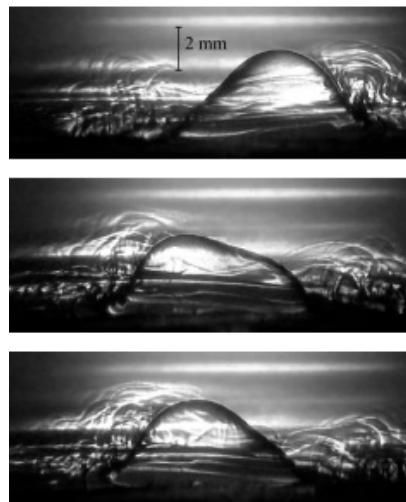


Figure.1.5 : Visualisation du mode d'oscillation 'flapping' à  $Re = 144$  et  $Fr = 0.5$ , avec  $U = 3.2$  cm/s,  $D = 4.8$  mm et  $\Delta\rho/\rho = 0.00454$ .

## Chapitre I : Généralités

Le ‘bobbing’ laminaire, (figure 1.6) est hautement instable et tridimensionnel. Ce type d’écoulement se caractérise par une grande fluctuation dans la hauteur finale de la fontaine. La différence de ce régime avec le ‘flapping/circling’ réside dans le fait que le sommet de la fontaine reste toujours dans l’axe de la buse d’injection. La région couverte par le ‘bobbing’ laminaire est délimitée par la droite  $Fr^{1/2} = 10$ , la courbe C de constante C dans la corrélation égale à 31.2 et  $Re < 200$ . Ce type d’instabilité se manifeste par une continuelle montée et descente de la fontaine puis un effondrement sur elle-même en éjectant de la matière sous forme de bulles.

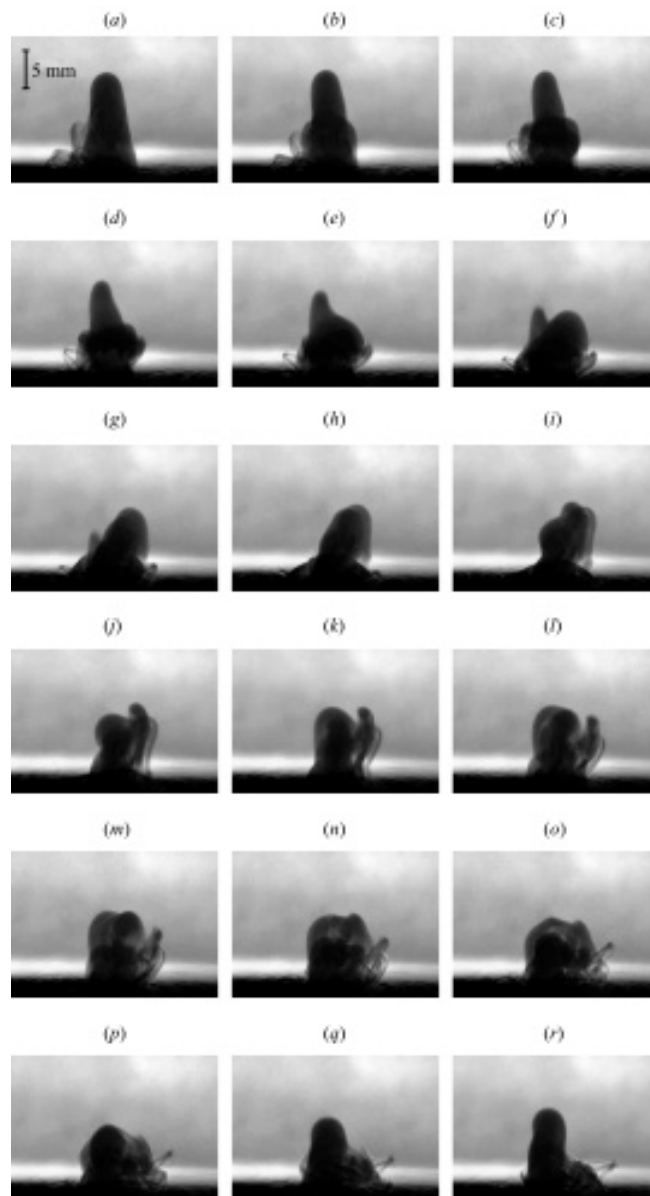


Figure 1.6 : Visualisation du ‘bobbing’ laminaire à  $Re = 246$  et  $Fr = 1.5$ , avec  $U = 5.4$  cm/s,  $D = 4.8$  mm et  $\Delta\rho/\rho = 0.033$

## Chapitre I : Généralités

---

Entre les deux régions de ‘flapping/circling’ et de ‘bobbing laminaire’, il existe une région où  $24\text{Re}^{-2/3} < \text{Fr}^{1/2} < 31.2\text{Re}^{-2/3}$  qu’on appelle ‘flapping/bobbing’. Dans cette région les deux modes d’instabilité cohabitent et peuvent se manifester soit simultanément ou alternativement.

Pour la région à faible nombre de Reynolds qui se situe à  $\text{Fr} \geq 100$  nous voyons apparaître un phénomène intéressant, due principalement à l’interaction entre le panache redescendant et ascendant. Comme on peut le voir sur la figure 1.7, l’interaction provoque un comportement en oscillation sur tout le contour de la fontaine.



Figure 1.7 : Visualisation de fontaine à  $\text{Fr} = 5515$  et  $\text{Re} = 210$   
avec  $U=27.6\text{cm s}^{-1}$ ,  $D=0.76\text{mm}$ ,  $\Delta\rho/\rho=0.00186$

Si on se fixe un nombre de Froude donné et qu’on fait croître le nombre de Reynolds, on remarque qu’à partir d’une certaine limite après avoir dépassé tous les régimes d’instabilité qui se situe dans la zone laminaire, l’écoulement devient de plus en plus chaotique, et entre dans la zone transitoire ( $\text{Re} > 400$ ).

De toutes ces observations que Williamson a effectuées, on peut dire que la force de flottabilité stabilise la fontaine aux faibles nombres de Reynolds, et l’idée de Williamson est de considérer qu’à partir d’une certaine limite ou l’influence du nombre de Reynolds, n’est



## Chapitre I : Généralités

plus significative sur les hauteurs finales, alors à ce moment on peut considérer que l'on passe en zone de transition et que les forces de frottements sont négligeables.

On peut ajouter à ce propos que dans la zone laminaire le mélangeage du fluide injecté avec l'extérieur se fait essentiellement par diffusion de matière mais quand on entre en zone de transition on voit que l'écoulement devient plus chaotique et par conséquent le mélange se fait par l'entraînement de la matière. Quand on augmente le nombre de Reynolds la convection devient prépondérante et la diffusion de matière devient négligeable.

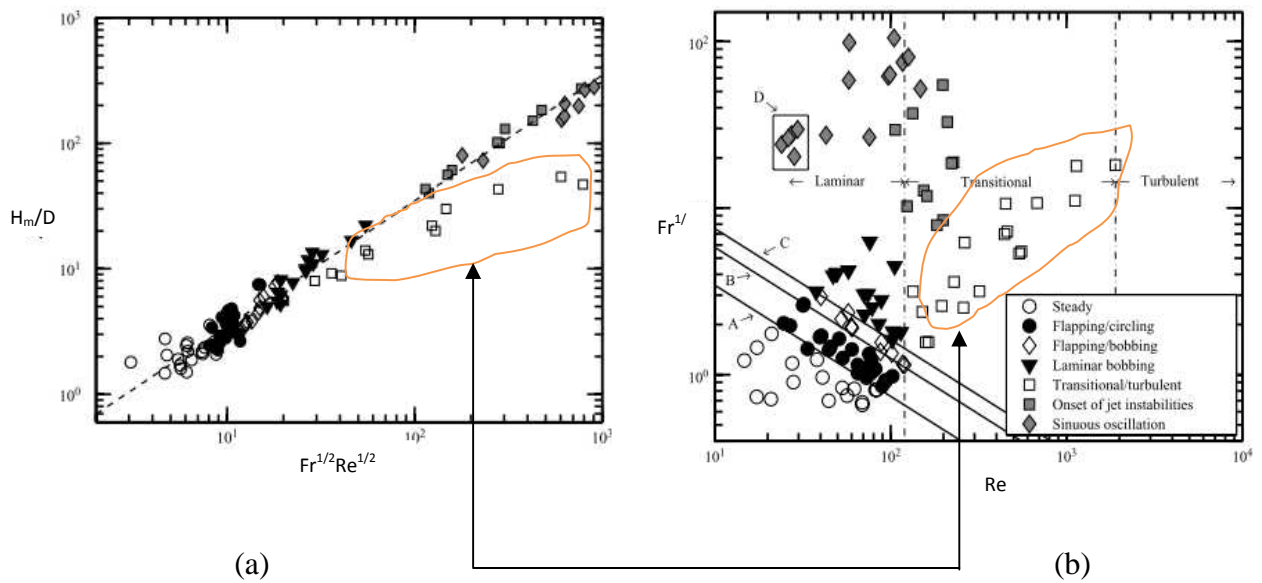


Figure 1.8 : (a) graphe logarithmique de  $\frac{H_m}{D} = f\left(Fr^{\frac{1}{2}}Re^{\frac{1}{2}}\right)$

(b) diagramme Froude Reynolds de Williamson.

Afin de quantifier les hauteurs finales des fontaines, Williamson et al ont proposé la même corrélation que Philippe et al. [13], (figure 1.7.a) et ont remarqué que les points qui sont en zone de transition ( les points entourés en rouge dans la figure 1.8) ne suivent pas parfaitement la corrélation proposée, ce qui peut nous faire croire qu'une définition de la zone laminaire pour les fontaines peut être faite à partir de l'observation des hauteurs finales de fontaines, et de l'influence des forces de viscosité sur ces dernières.

### 1.4. Etudes des fontaines planes :

Les fontaines planes sont des fontaines en deux dimensions, qui se développent sur un plan. Ce type de fontaine peut être produit par l'injection de fluide dans une buse rectangulaire dont la largeur est négligeable devant la longueur, (figure 1.9).

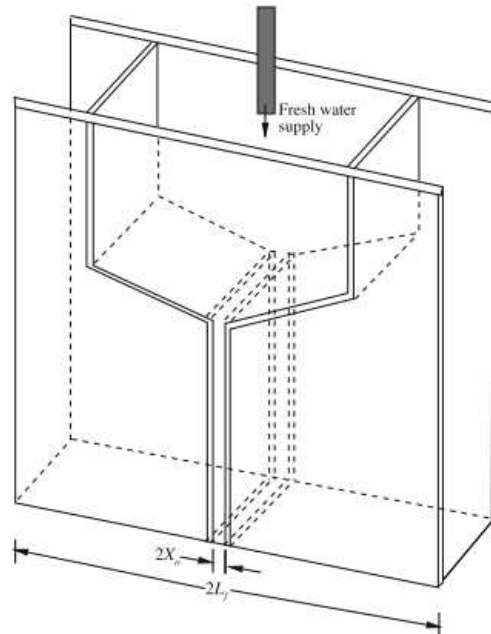


Figure 1.9 : schéma type d'un injecteur pour la production d'une fontaine plane.

L'intérêt de ce type de configuration est une simplification du problème des fontaines, surtout dans les cas où les régimes d'instabilité sont fréquents et la fontaine n'est plus axisymétrique. En effet dans ce cas la modélisation mathématique devient compliquée car elle doit prendre en considération les trois dimensions de la fontaine, ce qui justifie largement l'utilisation des fontaines planes.

A titre d'information, Srinaranaya et al. [15], en 2009, ont étudié expérimentalement les fontaines planes et ont essayé de trouver les mêmes régimes d'instabilité pour les fontaines planes déjà rapportées pour les fontaines axisymétriques. Ils ont rapporté que le régime permanent existe pour les fontaines planes et se manifeste à de faibles nombres de Froude et de Reynolds, (figure 1.10).

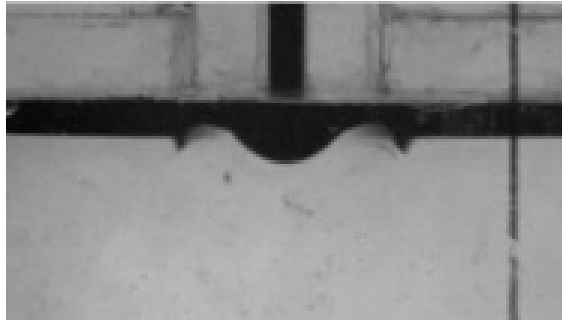


Figure 1.10 : visualisation d'une fontaine permanente (steady) plane à  $Fr=1.4$  et  $Re=28.6$

En augmentant le nombre de Froude et le nombre de Reynolds, les auteurs ont remarqué que la fontaine commence à devenir instable. Ce mode d'instabilité s'appelle 'flapping' et il s'apparente au 'flapping/circling' observé précédemment pour les fontaines axisymétriques, à la différence que le 'circling' a disparu du fait de l'élimination du troisième degré de liberté, (figure 1.11).

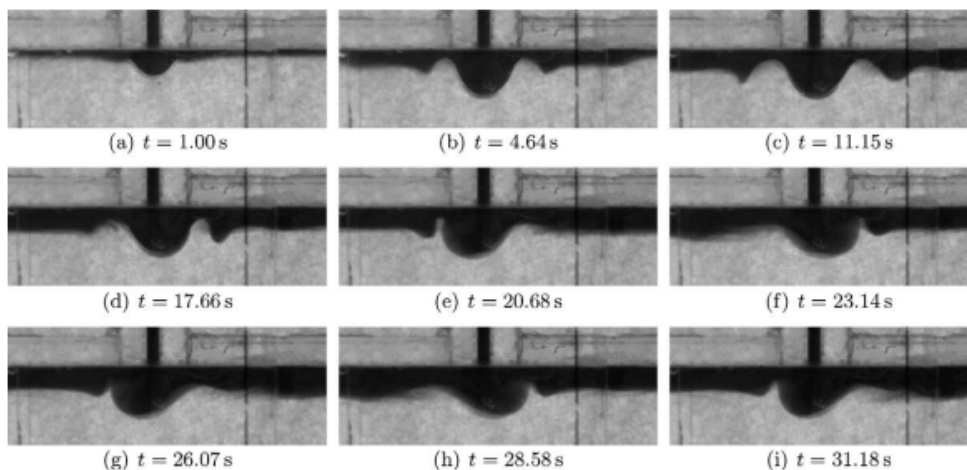


Figure 1.11 : Évolution temporelle d'une fontaine plane en mode flapping à  $Fr=7.8$  et  $Re=20.6$

D'autres modes d'instabilités tels que le 'laminar unsteady' et le 'jet type behaviour' sont mis en évidence. Le 'laminar unsteady' s'apparente au 'bobing laminaire' mis en évidence par Williamson et al. [14].

Le diagramme Froude Reynolds présenté ci-dessous montre la répartition de tous ses régimes et la frontière de leur existence.

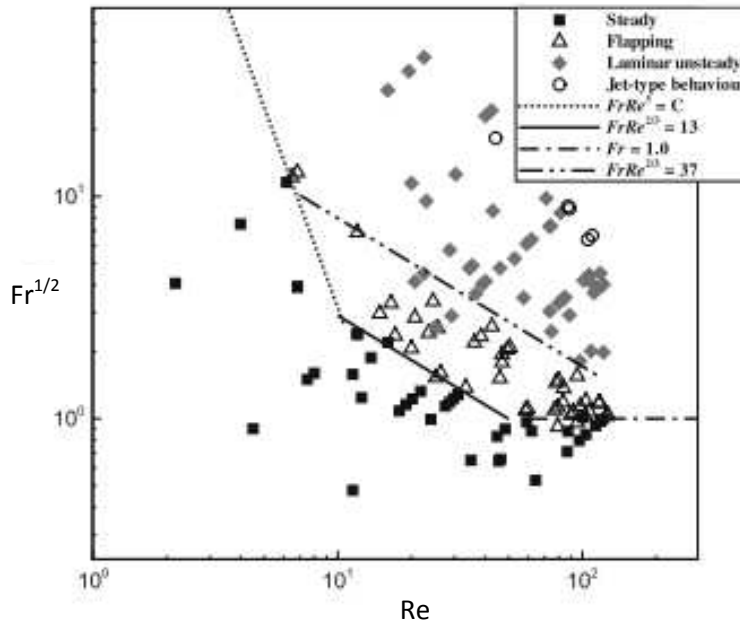


Figure 1.12 : Diagramme Froude Reynolds et les régimes d'instabilité des fontaines planes.

### 1.4.1. Hauteur de fontaines planes :

L'étude des hauteurs finales des fontaines planes a évolué de la même manière que les fontaines axisymétriques. Parmi les premières études faites sur les fontaines planes turbulentes on cite celle de Campbell et Turner [16]. L'hypothèse considérée concerne la dualité entre la flottabilité et l'inertie. Elle a permis de confirmer que le nombre de Froude est le seul qui gouverne les hauteurs de fontaines planes turbulentes. Leur corrélation est  $H_f/X_i = C Fr^{2/3}$ . Cette étude fut confirmée par Baines et al. [17].

Mais l'étude de Srinarayana et al. [15] prouve qu'on ne peut pas considérer uniquement l'opposition des forces d'inertie et de flottabilité mais aussi les effets de la viscosité qui ont un impact important sur les hauteurs finales. Ils évaluent les hauteurs finales de fontaine empiriquement et proposent la corrélation suivante :  $H_f/X_i = C Fr^{1/2} Re^{-1/2}$

$$\text{Avec } Fr = \frac{u^2}{gX_i \frac{(\rho - \rho_0)}{\rho}} \text{ et } Re = \frac{uX_i}{\nu}$$

Où  $X_i$  est la largeur du canal d'injection.

### 1.5. Etudes des fontaines inclinées :

A notre connaissance il y a peu d'études sur les fontaines inclinées, nous citons celle de Lynn et al. [18] dans laquelle ils ont étudié expérimentalement les fontaines turbulentes inclinées.

Dans leurs expériences, ils ont varié l'angle d'inclinaison  $\alpha$  entre 0 et 75°, en considérant l'hypothèse des hauteurs finales obéissant à la loi empirique de Turner quel que soit l'angle d'inclinaison. Ils ont adimensionné la constante C dans la corrélation de telle manière à retrouver sa dépendance à l'angle d'inclinaison. Ils ont observé qu'entre 0 et 10° la hauteur de la fontaine augmentait jusqu'à atteindre un accroissement d'environ 20% à  $\alpha=10^\circ$ .

La constante C adimensionnée permet de tracer la courbe de la figure (1.13). Cette constante est donnée par la relation suivante :  $C = (H_f/D)/Fr^{\frac{1}{2}}$ .

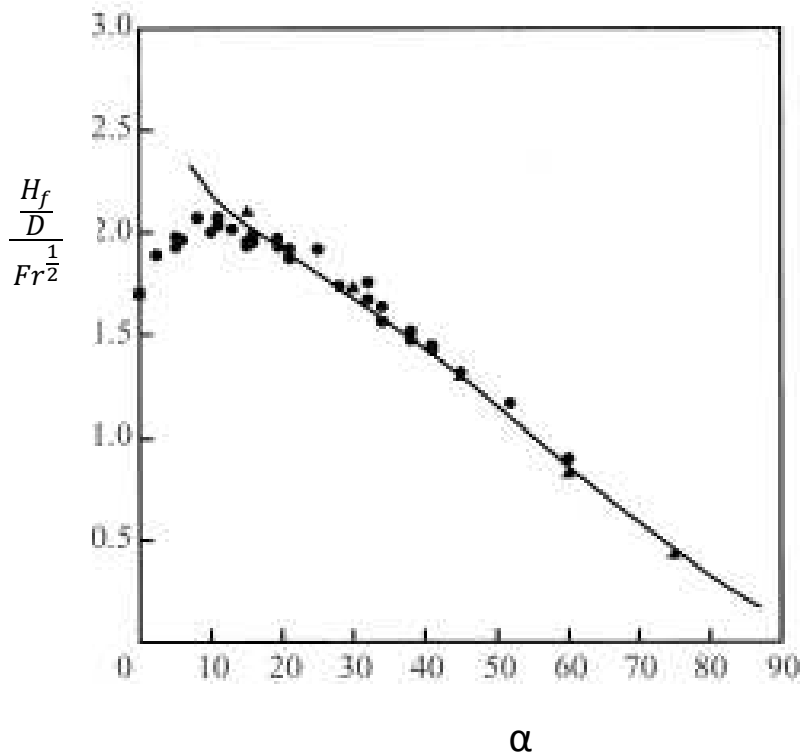


Figure 1.13 : courbe de la constante  $C=f(\alpha)$

### 2. Position du probleme :

Il peut être constaté qu'un nombre importants d'études ont été faites sur les fontaines verticales, par contre peu sur les fontaines inclinées turbulentes. Au vue de la recherche bibliographique, il n'y a pas eu de travaux sur les fontaines inclinées laminaires. Par conséquent, nous nous sommes intéressés à ces dernières mais en inclinées, afin d'élucider les comportements de ces fontaines et essayer de les confronter à ceux mis en évidence par Williamson et al. [14].

Nous nous sommes aussi intéressés à l'écoulement pariétal de ces fontaines et aux différents régimes qui peuvent subsister, en fonction du nombre de Froude et de l'angle d'inclinaison.

Nous évaluerons les hauteurs de fontaines pour différents fluides injectés afin de quantifier l'influence de l'angle d'inclinaison et de la différence de densité ( $\Delta\rho/\rho$ ) sur ces dernières. Enfin nous calculons les longueurs de retour en amont de la fontaine et nous essayons de les corréler en fonction du nombre de Froude et de Reynolds.

### 3. Conclusion :

On peut remarquer pour les fontaines turbulentes, que la constante de proportionnalité dans la corrélation de Turner est toujours différente d'une étude à une autre. Ceci s'explique par le fait qu'il existe d'autres paramètres d'influences tel que le nombre de Schmidt, ou le profil de l'écoulement à l'injection qui peut être du type Poiseuille, un profil plat (Top hat) ou un profil gaussien.

On peut conclure aussi que les régimes d'instabilité qui se manifestent entre le régime laminaire permanent et le régime turbulent ont une influence non négligeable sur les hauteurs finales des fontaines. Ces derniers peuvent être utilisés pour délimiter les frontières des différents régimes d'écoulements.

Nous remarquons aussi qu'il y a peu d'études qui ont été faites sur les régimes d'écoulements des fontaines inclinées et sur les fontaines inclinées planes.

Nous rappelons que toutes ces études ont été faites en tenant compte de l'hypothèse de Boussinesq qui suppose que  $\Delta\rho \ll \rho$ . Turner quant à lui impose comme hypothèse l'existence d'une influence de la différence de densité ( $\Delta\rho/\rho$ ) sur les hauteurs finales de fontaine quand celle-ci n'est plus négligeable, mais ne résout pas parfaitement le problème puisque qu'il suppose que les hauteurs finales de fontaine doivent être corrélées par un

## **Chapitre I : Généralités**

---

paramètre qui est l'équivalent de la fonction panache pour les jets. Il définit ce paramètre comme étant le ratio entre le nombre de Froude à l'injection et le nombre de Froude quand la dilution du fluide est presque totale dans son environnement mais cette définition reste peu précise.

# **Chapitre II :**

## **Etude numérique**



## Chapitre II : Etude numérique

---

L'idée d'étudier numériquement la dynamique du feu date du début de l'informatique, en effet les équations gouvernant la dynamique des fluides furent introduites plus d'un siècle auparavant. Malgré cela les modèles mathématiques décrivant la dynamique du feu sont relativement récents, ceci est dû à la complexité du problème. Les causes de cette complexité peuvent être résumées en trois aspects principaux :

Premièrement, il existe une grande variété de scénarios décrivant un départ de feu pour une géométrie donnée, et ceci est dû principalement à la nature accidentelle des incendies. Deuxièmement, les capacités de calculs dont nous disposons ne nous permettent pas de simuler toutes les possibilités requises par le problème. En effet n'importe quelle étude portant sur la dynamique du feu doit prendre en compte l'aspect aérodynamique de l'écoulement et son caractère multiphasique, les phénomènes de turbulence et de combustions ainsi que l'aspect transfert radiatif et convectif conjugué au transfert de chaleur. Finalement les modèles mathématiques qui décrivent la dégradation des matériaux solides peuvent ne pas être disponibles. En effet la modélisation mathématique des transformations physico-chimiques des matériaux réels en combustion n'est qu'à ses balbutiements.

Afin de répondre à ces problèmes, la méthodologie qui a été adoptée, est celle de résoudre des problèmes simples " qui se prêteraient au jeu de la simulation" et puis généraliser les méthodes développées durant ses études à des problèmes plus complexes.

A ce jour plusieurs approches ont émergé dont deux sont largement utilisées par les codes de CFD (Computational Fluid Dynamics). Chacune de ces approches traite le problème comme un processus tridimensionnel évoluant dans le temps. La première est l'approche dite à 'zone', elle est basée sur des simplifications dues à des observations expérimentales, qui constitue le découpage du volume du local considéré en deux zones : une zone supérieure chaude qui contient les gaz brûlés et une couche inférieure constituée d'air frais. Pour chacune des deux zones, les bilans de masse et d'énergie ainsi que les équations décrivant d'autres processus physiques comme : la pyrolyse, les transferts radiatif et convectif ... sont établies. L'avantage de cette méthode réside dans l'obtention de résultats rapides et donc moins coûteux en termes de temps de calcul, malheureusement de part sa nature cette méthode n'est pas évolutive. La seconde approche est celle dite des champs, plus précise mais plus chère en temps de calcul comparativement au modèle à zones.

## Chapitre II : Etude numérique

---

Tous ces développements sont principalement dûs à la base conceptuelle que constituent les équations RANS (Reynolds-averaged de Navier-Stokes) et plus particulièrement le modèle de turbulence  $k - \epsilon$ .

L'utilisation des modélisations sur des codes CFD a rendu possible la description du feu dans des géométries complexes ce qui a donné un nouveau souffle à la dynamique des fumées et de la combustion.

### 1. Description de FDS :

Le code FDS (Fire Dynamics Simulator) est un logiciel de CFD conçu par le NIST (National Institute of Standards and Technology) pour étudier les problèmes liés aux écoulements des fumées et à la combustion.

FDS résout une forme particulière de l'équation de Navier-Stokes pour des écoulements à faible vitesse mus par les phénomènes de transfert thermique avec une disposition particulière au transport des fumées.

### 2. Historique de FDS :

La première version de FDS a été publiée en Février 2001, la version 2 en Décembre 2001, la version 3 en novembre 2002 et la quatrième version en Juin 2004, et plus récemment la version 5 en Octobre 2007.

A travers son développement FDS a été ajusté afin de répondre aux problèmes pratiques de combustion et à la protection contre les incendies, et en même temps il constitue un outil pour l'étude de la combustion et de la dynamique des feux.

### 3. Modèles présents dans FDS :

#### 3.1 Modèle hydrodynamique :

Dans le code source de FDS est programmé une forme des équations de Navier-Stokes appropriée aux écoulements à faible nombre de Mach qui sont chargés de fumée et transportant la chaleur qui provient des feux.

L'approximation de faibles vitesses implique la filtration des ondes acoustiques tout en permettant une grande variation de la température et de la densité. Ceci donne aux équations un caractère elliptique approprié aux écoulements à faibles vitesses avec

## Chapitre II : Etude numérique

convection thermique. La turbulence est traitée à l'aide de la méthode LES (Large Eddy Simulation) qui est le mode de traitement par défaut. Le code FDS peut également faire la résolution en mode DNS (Direct Numerical Simulation) si le maillage considéré est assez fin, les termes dissipatifs sont calculés directement.

Les équations fondamentales sont les suivantes :

L'équation de conservation de la masse :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla(\rho u) = 0 \quad (2.1)$$

Equation de conservation de la quantité de mouvement :

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho u) + \nabla(u u) + \nabla P = \rho f + \nabla \tau_{ij} \quad (2.2)$$

Equation de conservation de l'énergie cinétique :

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho u) + \nabla(u h) = \frac{DP}{Dt} + \dot{q}''' - \nabla q + \Phi \quad (2.3)$$

Equation d'état pour les gaz parfait :

$$P = \frac{\rho RT}{M} \quad (2.4)$$

Où :

$h$  : l'enthalpie par unité de masse.

$u$  : la pression

$T$  : la température

$f$  : le terme des forces extérieur

$$\tau_{ij} = \mu \left( \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \mu \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \delta_{ij} = \mu \left( 2S_{ij} - \frac{2}{3} \delta_{ij} (\Delta u) \right), S_{ij} = \frac{1}{2} \left( \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right)$$

( $\delta_{ij}$  : symbole de Kronecker)

$\dot{q}'''$  : la chaleur dégagée par unité de volume.

$q$  : la densité du flux de chaleur.

### 3.1.1. Approximation des faible nombre de Mach :

Le code FDS a été conçu pour simuler des écoulements à faible nombre de Mach, ce qui impose le filtrage des ondes acoustique qui croissent du fait de l'élimination des effets de compressibilités dues aux ondes de chocs.

## Chapitre II : Etude numérique

---

Dans cette optique une approximation de l'équation d'état est faite en décomposant la pression en deux termes, une pression de référence dite de "background" appliqué sur tout le domaine considéré et une perturbation induite par l'écoulement, alors on peut écrire :

$$P(\vec{x}, t) = \overline{P}_m(z, t) + \tilde{p}(\vec{x}, t) \quad (2.5)$$

Où :

- $P$  : champs de pression instantanée.
- $\overline{P}_m$  : champs de pression background.
- $\tilde{p}$  : perturbation induite par l'écoulement.

Dans l'équation d'état et d'énergie la pression  $P$  est remplacée par la pression background afin de filtrer les ondes acoustiques.

La pression ambiante est noté  $\overline{P}_0(z)$  elle est dérivée de l'équation suivante :

$$\frac{d\overline{P}_0(z)}{dz} = -\rho_0(z)g \quad (2.6)$$

Où :  $\rho_0$  est la densité ambiante.

En utilisant l'équation d'état, on peut écrire la pression ambiante en fonction de la température ambiante  $T_0(z)$  :

$$\overline{P}_0(z) = P_\infty \exp\left(-\int_{z_\infty}^z \frac{Mg}{RT_\infty} dz\right) \quad (2.7)$$

Où le signe  $\infty$  indique le niveau du sol.

On remarque que  $T_0(z)$  est l'inconnue du problème, on propose une forme linéaire pour la température  $T_0(z) = T_\infty + \Gamma z$ , où le terme  $\Gamma$  est une constante. Ce qui nous donne pour la pression ambiante :

$$\overline{P}_0(z) = P_\infty \left(\frac{T_0(z)}{T_\infty}\right)^{\frac{Mg}{R\Gamma}} \quad (2.8)$$

## Chapitre II : Etude numérique

### 3.1.2 Conditions aux limites pour la vitesse :

#### 3.1.2.1 Condition wall (paroi rigide) :

Quand l'équation de la quantité de mouvement est intégrée sur une cellule en contact avec la paroi le terme le plus difficile à déterminer est celui des contraintes de viscosité par exemple  $\overline{\tau_{xz}}|_{z=0}$ . Afin de contourner ce problème, FDS utilise le modèle de Werner et Wengel, qui peut être résumé comme suit par les équations ci dessous en posant  $\overline{\tau_{xz}}|_{z=0} = \tau_w$  et en définissant une vitesse adimensionnée  $u^+ = u/u^*$  avec  $u^* = \sqrt{\tau_w/\rho}$  et une dimension de l'espace suivant la direction de la normale a la paroi  $z^+ = z/l$  avec  $l = \mu/(\rho u^*)$  alors on écrit :

$$|\tau_w| = \frac{2\bar{\mu}|\tilde{u}|}{\Delta z} \quad \text{Pour } z^+ \leq 11.81$$

$$|\tau_w| = \bar{\rho} \left[ \alpha \left( \frac{2\bar{\mu}}{\bar{\rho} \Delta z} \right)^\beta + \eta \left( \frac{2\bar{\mu}}{\bar{\rho} \Delta z} \right)^\beta |\tilde{u}| \right]^\gamma \quad \text{pour } z^+ > 11.81,$$

Ou :

$$\alpha = \frac{1-B}{2} A \frac{1+B}{1-B}$$

$$\beta = 1 + B$$

$$\eta = (1 + B)/A$$

$$\gamma = 2/(1 + B)$$

Avec  $A=8.3$ ,  $B=1/7$ .

$\bar{\mu}$  Représente la viscosité moléculaire de la cellule voisine et  $\tilde{u}$  la vitesse moyenne sur la paroi de la cellule, perpendiculaire à la normale de la paroi.

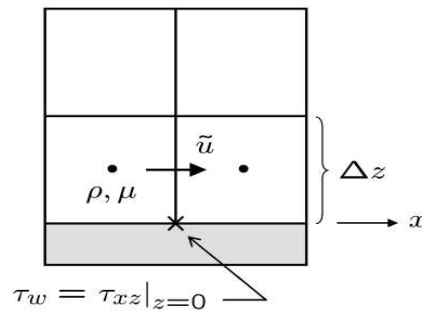


Figure 2.1 : Grille en contact avec une paroi.

## Chapitre II : Etude numérique

---

### 3.1.2.2 Condition open (ouvert à l'atmosphère) :

la condition open est indispensable pour la résolution d'un problème tel le déploiement d'une fontaine ou d'un panache, car ces deux écoulements ont une particularité au sens où c'est l'écoulement à l'intérieur du domaine qui génère ses propres conditions aux limites du fait de la quantité de fluide que par exemple une fontaine turbulente a besoin pour s'alimenter.

Donc au début du calcul de l'écoulement la condition à la frontière est une condition de pression atmosphérique mais de plus en plus que la fontaine se développe, elle aspire de l'air ce qui crée une dépression au niveau des limites du domaine donc change ces conditions de manière imprévisible en fonction du temps. Cette difficulté peut être surmontée du fait de la condition open dont le principe est le suivant :

Si un flux de matière pénètre dans le domaine, un bilan simple nous permet de calculer la pression totale à l'interface est égale à la pression atmosphérique, par contre quand le flux est sortant la pression statique à l'interface est égale à la pression atmosphérique.

### 3.1.3. Modélisation de la turbulence sur FDS :

La différence importante entre les codes CFD réside dans le traitement de la turbulence. Sur FDS, il n'existe que les deux méthodes de traitement de la turbulence LES et DNS.

### 3.2. Modèle de combustion :

Le modèle de combustion est basé sur l'approximation que la combustion est contrôlée par le mélange des espèces. Cela implique que toutes les espèces influentes sont considérées comme dépendantes d'un scalaire  $Z$ . Le débit calorifique est produit par une couche sans épaisseur pour laquelle le scalaire  $Z$  correspond aux conditions stoechiométriques. Il est alors calculé à partir de la consommation d'oxygène par l'intermédiaire du facteur de Thornton, modifié par Huggett.

### 3.3. Modèle radiatif

Les transferts de chaleur radiatifs sont résolus par la méthode des volumes finis (FVM), qui régit l'équation de transport radiatif dans un gaz gris. La dépendance des propriétés émissives des produits de combustion est calculée à l'aide d'un modèle à bande large en considérant les mailles comme emplies d'un gaz gris.

## Chapitre II : Etude numérique

---

Ainsi, pour chaque maille, un nombre prédéfini de rayons est calculé (tir radiatif), définissant ainsi différents trajets optiques. Deux modèles radiatifs sont utilisés par FDS : A l'intérieur de la flamme, le rayonnement constitue un ratio du débit calorifique total. A l'extérieur de la flamme, une formulation en  $T^4$  correspondant à la loi de Stefan-Boltzmann est utilisée.

Les principaux avantages de cette méthode sont :

- Une faible approximation, due à une prise en compte fidèle à la physique réelle ;
- Une bonne résolution, même pour les faibles trajets optiques.

Les inconvénients de la méthode sont :

- La nécessité de discrétiser selon de nombreux angles, afin de créer des rayons passant par un maximum de cellules ;
- Un coût en temps calcul pouvant être considérable.

#### 4. Données d'entrée :

Tous les paramètres d'entrée requis par le code FDS pour décrire un scénario donné sont introduits via un fichier texte.

Les données d'entrée déterminent la taille physique du domaine, le maillage et d'autres géométries additionnelles. L'écriture des données se fait à l'aide de liste de noms intégrés dans le code que nous appellerons namelist (GRID, VENT, OBST.....), suivies par des paramètres de repérage.

Au début de chaque ligne d'instruction on doit écrire le caractère "&" suivi immédiatement par un namelist, les différents paramètres appartenant au groupe d'un même namelist doivent être séparés par des virgules ainsi que les paramètres de repérage, et chaque ligne se termine par un slash, par exemple la ligne d'instructions suivante :

```
&DUMP NFRAMES=1800, DT_HRR=10, DT_DEVC=10, DT_PROF=30 /
```

#### Les paramètres d'entrée peuvent être :

- des nombres naturels (T\_END=5400) ;
- des nombres réels (CO\_YIELD=0.008) ;
- un groupe de nombres réels ou naturels (XYZ=6.04, 0.28, 3.65) ou (IJK=90, 36,38) ;
- des caractères (CHID='WTC\_05\_v5') ;

## Chapitre II : Etude numérique

---

- un groupes de caractères (SURF\_IDS='burner','STEEL','BRICK');
- des paramètres logiques (POROUS\_FLOOR=.FALSE.).

### La structure d'un fichier d'entrée :

Les namelist peuvent être introduits dans n'importe quel ordre dans le fichier de données d'entrées mais c'est toujours une bonne idée d'organiser le fichier en bloc.

Typiquement, les informations générales concernant le titre du fichier, la géométrie extérieure du local et le maillage sont introduits au début du fichier puis suivent les détails sur la géométrie, l'écoulement, les ouvertures ..., et enfin les données de sortie que l'on désire visualiser. Chaque fichier se termine par le namelist TAIL qui ne joue aucun rôle à part celui d'indiquer que c'est la fin du fichier. Nous donnons ici un exemple de fichier de données pour FDS d'entrée. Pour tout autre détail, se référer au manuel de FDS [23].

### 5. Données de sortie :

Les quantités que calcule FDS sont les suivantes :

- La température du gaz.
- La vitesse du gaz.
- La concentration des différentes espèces ( $H_2O$ ,  $CO_2$ ,  $CO$ ,  $N_2$ )
- La concentration des fumées et estimations de la visibilité.
- La pression.
- L'énergie dégagée par unité de volume.
- La densité du gaz.
- Le Flux de masses et d'énergies.
- ...

L'évolution temporelle des phénomènes étudiés, en un point particulier du domaine numérique considéré, est calculée par FDS puis les données sont sauvegardées dans un fichier texte. La plupart de ces données sont visualisé par le logiciel SMOKEVIEW, sous forme de plan qui coupe le domaine ou bien une partie du domaine. Mais tout le domaine peut utiliser pour visualiser une iso-surface d'une quantité particulière.



## Chapitre II : Etude numérique

---

D'autres output peuvent être obtenus à partir de capteurs (devices) que l'on choisit au préalable dans le fichier d'entrée. Ceci constitue à notre sens une faiblesse du logiciel puisque le post-traitement doit être maîtrisé avant de lancer le calcul.

### 6. Tests de robustesse numérique

Les techniques numériques utilisées pour résoudre les équations de FDS peuvent être à l'origine d'un terme-source d'erreur. Le modèle hydrodynamique utilisé est du second ordre tant spatialement que temporellement. Ceci implique que le terme d'erreur associé à l'approximation de la discrétisation spatiale est de l'ordre du carré de la taille de la cellule, et que l'approximation due à la discrétisation temporelle est de l'ordre du carré du pas de temps. Plus le maillage est fin, plus l'erreur due à la discrétisation diminue, et meilleure est la modélisation des mouvements fluides.

Une technique utilisable pour tester la sensibilité du solveur des mouvements fluides est d'augmenter la qualité du maillage jusqu'à ce que la solution n'évolue plus. Le solveur étant numériquement le même en DNS et en LES, les calculs en DNS se prêtent bien à cette validation. Des essais et simulations DNS ont été réalisés sur des flammes laminaires en différentes conditions de gravité afin de valider ce solveur. D'autres validations ont été réalisées en calculant le mélange de liquides de salinité différente. Dans un tel test, la convergence de la solution numérique ne peut être réalisée que si le modèle hydrodynamique est stable.

#### 6.1 Sensibilité du modèle

L'analyse de sensibilité consiste à évaluer l'influence de l'incertitude sur les paramètres d'entrée sur les paramètres de sortie. Les paramètres d'entrée du modèle peuvent être les propriétés physiques des solides et gaz, les conditions aux limites, les conditions initiales par exemple. Les paramètres peuvent être aussi exclusivement numériques, comme la qualité du maillage.

Le paramètre physique de sortie principal d'un modèle de CFD appliqué à l'incendie est le débit calorifique, qui doit être reproduit au mieux, car il correspond aux termes sources de chaleur, de gaz. Les études de validation effectuées montrent la bonne reproduction par FDS du transport des espèces et de la chaleur si le débit calorifique est reproduit. Ainsi, les données de sortie du modèle sont sensibles au débit calorifique, mais autant que lors d'un essai réel.

## Chapitre II : Etude numérique

### 6.2 Sensibilité du maillage

La taille des cellules du maillage est l'un des paramètres principaux conditionnant une bonne simulation. En général, plus le maillage est fin, plus fidèle est la simulation. FDS utilise une précision de second ordre spatio-temporelle, ce qui signifie que doubler le maillage engendre une division par 4 de l'erreur de discrétisation. Du fait de la non linéarité des équations du modèle, cela n'implique pas une division similaire de toutes les erreurs sur les paramètres calculés. Une étude de la sensibilité du maillage consiste à calculer plusieurs fois la même simulation en doublant le nombre de mailles jusqu'à la convergence des données de sortie. A chaque doublement de la densité du maillage, la durée de simulation est multipliée par 16. Ainsi, un compromis doit être choisi entre la précision du modèle due au maillage et la puissance de calcul de la machine. Les différentes études présentées ci-après montrent que la précision du modèle est fonction du diamètre caractéristique du feu divisé par la taille de la maille. Cette taille caractéristique est relative au débit calorifique considéré.

Friday [19] a étudié l'influence du maillage sur un feu de propylène de source calorifique prescrite. Le paramètre étudié était la température à 12 cm du plafond, pour un domaine de 3,0 m x 3,0 m x 6,1 m. Les tailles des mailles choisies pour l'analyse ont été 30 cm, 15 cm, 10 cm et 7,5 cm. Aucun changement important de température n'a été observé entre ces diverses simulations. Bounagui et al. [20] ont étudié l'effet du maillage sur la simulation sur la température de flamme d'un brûleur à propane de 0,1 m de côté (1500 kW) et comparé cette température à la théorie. Les résultats sont présentés dans le tableau ci-dessous :

Cas étudié	Taille de la maille (m)	Température
Simulation n°1	0,20 x 0,20 x 0,20	479°C
Simulation n°2	0,14 x 0,14 x 0,14	593°C
Simulation n°3	0,10 x 0,10 x 0,10	962°C
Simulation n°4	0,08 x 0,08 x 0,08	967°C

Tableau 2.1 : comparaison des résultats de simulations FDS pour différent maillage.

Les résultats montrent que pour une telle flamme de 1500 kW, la convergence numérique s'observe pour une taille de mailles inférieure ou égale à 10 cm. Xin [21] a évalué l'influence du maillage et de la taille du domaine sur des flammes brûleurs

## Chapitre II : Etude numérique

carrés au méthane de 1 mètre de côté. Il a montré que la sensibilité du maillage était particulièrement importante dans la zone autour de la surface du brûleur, et que la taille du domaine pouvait être influente si sa dimension était inférieure au double de la hauteur de flamme. La taille minimale du domaine est donc dépendante de la taille de la flamme. Nous rappelons aussi qu'un domaine contenant plus d'un millions de maille ne peut être simulé car ceci constitue une limite pour FDS.

### 7. Etude des fontaines inclinées à l'aide de FDS

#### 7.1 Géométrie :

Les configurations géométriques dans la figure 2.2 sont celles qui ont été retenues pour les simulations. Les dimensions de la paroi, par laquelle le fluide est injecté ont été choisies sur la base de l'influence des conditions extérieures de telle façon que les effets de dépression à l'aval de l'écoulement pariétal soient négligeables.

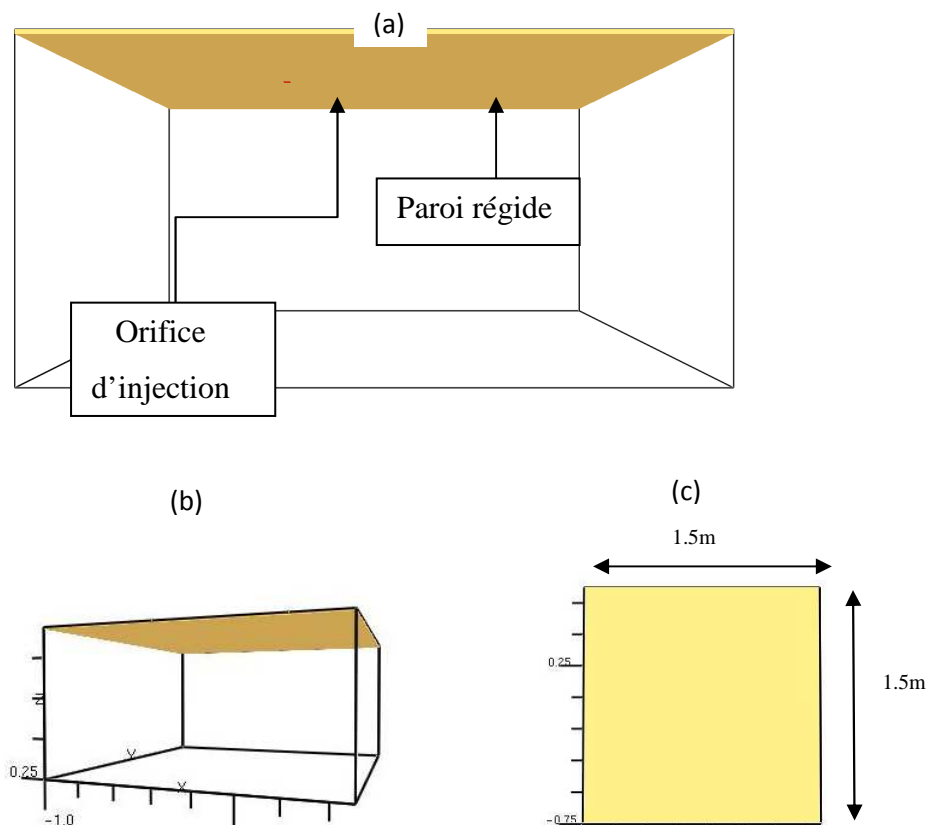


Figure 2.2 : Géométrie de la maquette simulé sous FDS

Les figures 2.2. a , b , c , montrent la première configuration géométrique utilisée pour modéliser les fontaines inclinées sous FDS. Les dimensions de la paroi sont 1.5m×1.5m, la

## Chapitre II : Etude numérique

hauteur du domaine est de 0.75m. Nous précisons ici le fait que d'autres hauteurs verticales ont été utilisées pour les fontaines dont la sur hauteur sortait du domaine de calcul. La buse d'injection se situe à 50cm de l'extrémité gauche et à 1m de l'extrémité droite suivant la direction X et au milieu suivant la direction Y. Toutes les mesures ont été effectuées avec cette maquette.

Les dimensions de la paroi dans la figure (2.3.a et b) sont de 1m×2m et la hauteur verticale du domaine de calcul est 0.75m. Cette configuration est une reproduction de la maquette expérimentale. Nous avons modélisé à partir de cette configuration les limites, en nombres de Froude, de Reynolds et de l'angle d'inclinaison, pour lesquelles l'influence des conditions extérieures est négligeable.

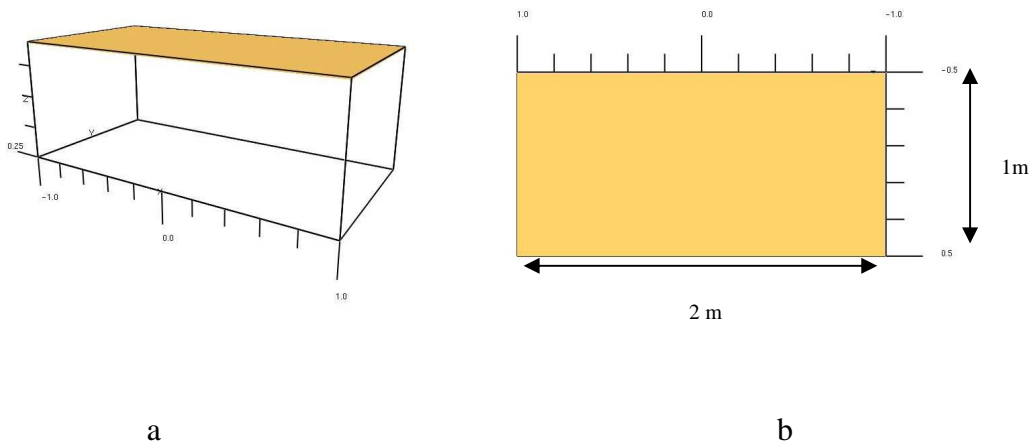


Figure 2.3 : Dimension de la maquette expérimentale construite sous FDS

### 7.2. Maillage :

Le maillage que propose FDS est rectangulaire et régulier ce qui constitue un problème puisque la buse d'injection doit être maillée en 20 à 40 cellules afin de bien reproduire la condition d'injection sachant que le rapport entre le diamètre d'injection et le côté de la paroi inclinée est 75.

Ceci donnerait un nombre trop important de mailles pour effectuer le calcul sur un P4 et conduirait à un trop grand nombre d'erreurs de calcul. Afin de palier à ce problème FDS propose un type de maillage irrégulier. Mais il ne peut être appliqué qu'à deux directions.

## Chapitre II : Etude numérique

Nous avons choisi la direction X afin de mieux modéliser le comportement pariétal de l'écoulement et pour limiter le temps de calcul. La direction X est discrétisée en 150 mailles, la direction Y en 150 mailles et Z en 75 mailles. Ce qui donne 1687500 cellules pour tout le domaine de calcul, (figure 2.4).

En ce qui concerne la discrétisation temporelle, elle est calculée grâce à la condition CFL (Courant, Friedrichs, Lewy) qui permet d'optimiser le pas de temps en fonction du régime d'écoulement et du maillage.

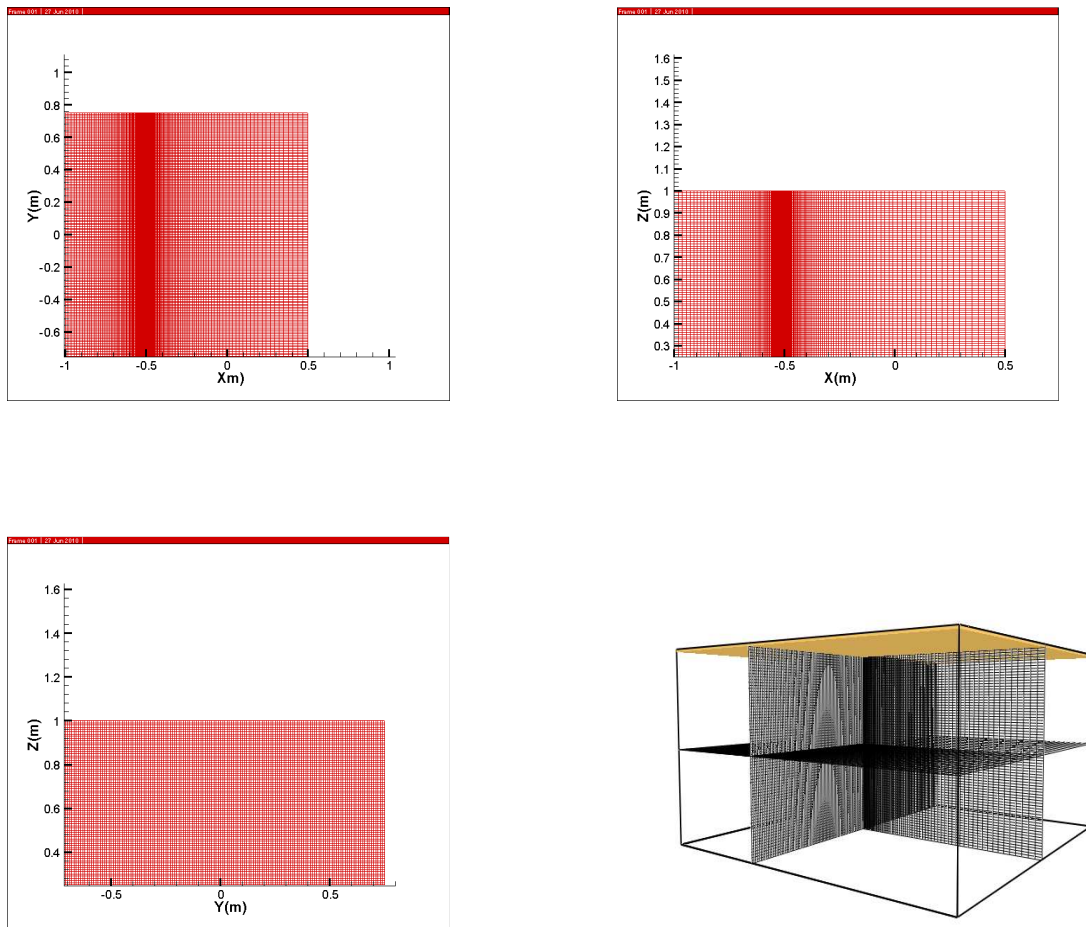


Figure 2.4 : Maillage sur FDS avec système de coordonnées

### 7.3. Modèle et conditions aux limites :

L'inclinaison se fait grâce à la fonction GVEC, qui incline le vecteur gravité ( $\vec{g}$ ) et on force le calcul isotherme en appliquant la fonction (ISOTHERMAL=.TRUE.). La paroi est modélisée par la fonction OBST et pour les autres conditions la condition OPEN (ouvert à l'atmosphère) est appliquée aux frontières. Quand à l'orifice d'injection on applique une condition de vitesse, (figure 2.5).

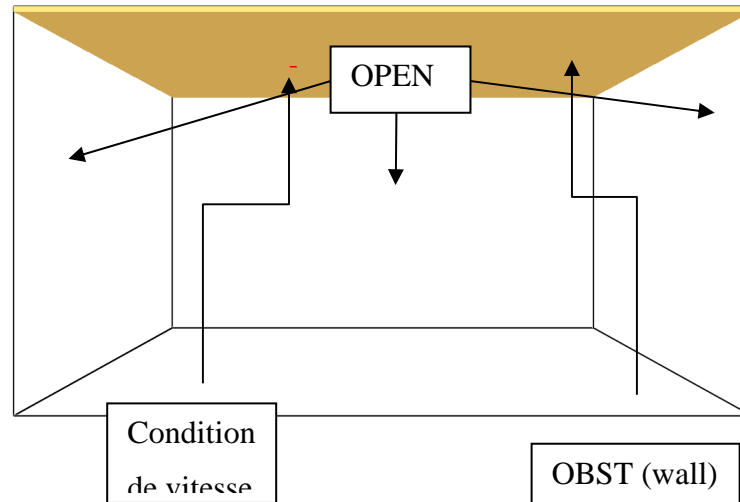


Figure 2.5 : Conditions aux limites

La simulation consiste à injecter un fluide léger, dans notre cas un mélange d'air hélium, dans un environnement plus lourd, l'air ambiant. Différentes vitesses d'injection ont été utilisées afin de varier les nombres de Froude et de Reynolds, et ceci pour différentes inclinaisons.

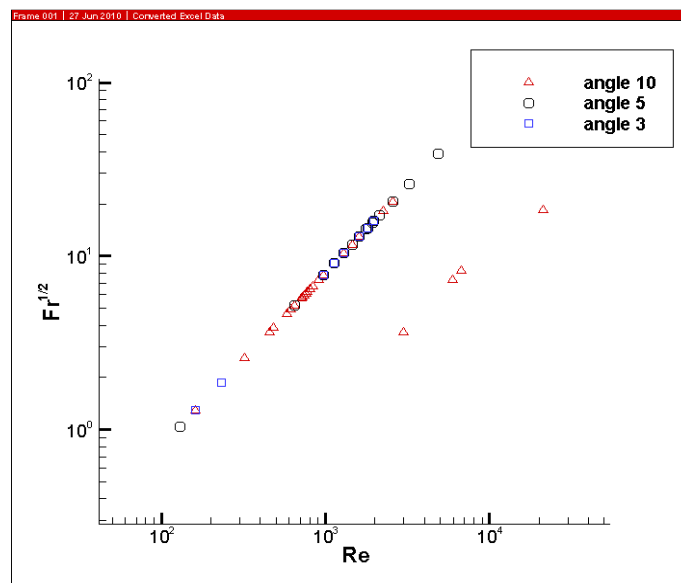


Figure 2.6 : représentation du domaine Froude Reynolds pour différents angles d'inclinaisons.

# **Chapitre III :**

## **Résultats numériques et interprétation**

## Chapitre IV : Etude expérimentale des fontaines inclinées

---

Dans ce chapitre nous présenterons les résultats des simulations numériques sur le logiciel FDS. Nous commençons par décrire la formation d'une fontaine inclinée en fonction du temps, ce qui nous permet de comprendre la différence qui existe entre une fontaine verticale et une fontaine inclinée. Dans un second temps nous décrivons la phénoménologie de l'écoulement sur la paroi et la manière dont il tend vers la turbulence. Nous quantifions le temps que met l'écoulement sur la paroi à atteindre le bord qui se trouve en aval de la fontaine, ce qui nous permet de conclure sur l'épaisseur de ce flux de gravité. Enfin nous calculerons les hauteurs finales de fontaines inclinées pour vérifier l'hypothèse de Lynn et al. [18] qui dit que les hauteurs finales de fontaines ( $H_f$ ) obéissent à la loi de Turner malgré l'inclinaison, ceci permettra de motiver nos investigations expérimentales.

### 1. Résultats de simulation : Observations sur le développement de la fontaine

Le mélange d'air hélium est injecté à une température de 20°C dans un environnement de même température afin d'assurer un écoulement isotherme.

L'observation des iso-vitesses, (figure 3.1), montre qu'à partir de  $t=0.5s$  l'écoulement sortant de la buse d'injection pénètre, sous l'effet de son inertie, dans l'environnement ambiant jusqu'à une certaine profondeur avec la formation de deux vortex au voisinage de la surface de la paroi. Ces deux vortex sont de dimensions différentes. Suivant l'inclinaison le vortex à l'aval se développe plus rapidement sous l'effet de sa flottabilité. Ceci conduit à une formation asymétrique. Les vortex sont la coupe d'un tore qui entoure la fontaine.

La figure 3.1 montre l'évolution temporelle d'une fontaine dont les nombres de Froude et Reynolds sont respectivement 108 et 1288, avec un angle d'inclinaison de 10°.

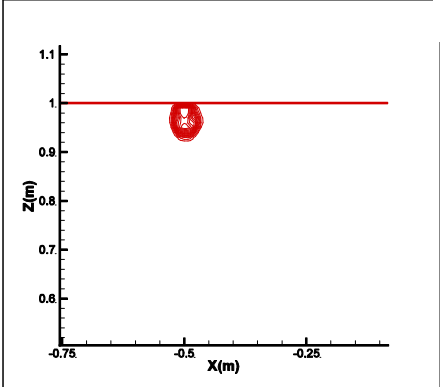
A  $t=0.7s$  le panache retombant (dans la direction opposée à la direction de l'injection) atteint la paroi alors que la fontaine continue de se développer. Elle atteint sa hauteur maximale à  $t=2s$  (la fontaine est en régime établi). Le panache retombant ne réduit pas de manière significative la hauteur maximale de la fontaine car la majeure partie du fluide retombe en amont de la fontaine ce qui réduit la surface d'interaction entre les panaches ascendant et descendant.

En comparant les figures à  $t=2s$  où l'écoulement pariétal n'a pas encore atteint les frontières du domaine et celles à  $t=90s$  où le régime est largement établi, on déduit que les

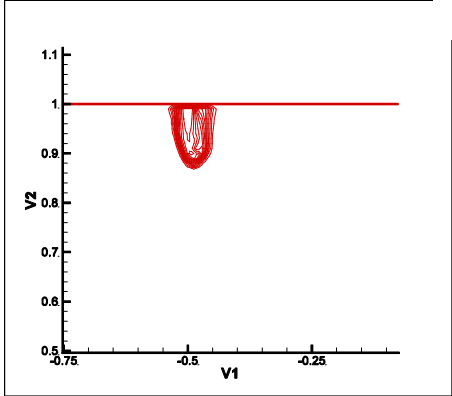
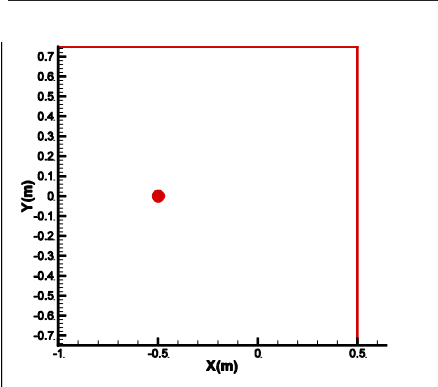


# Chapitre IV : Etude expérimentale des fontaines inclinées

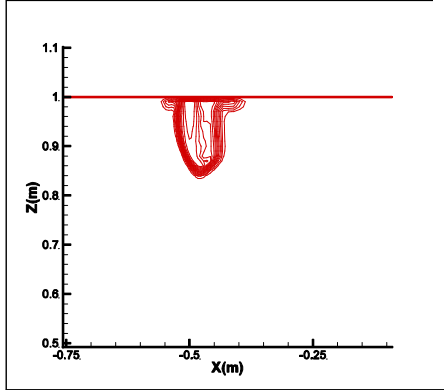
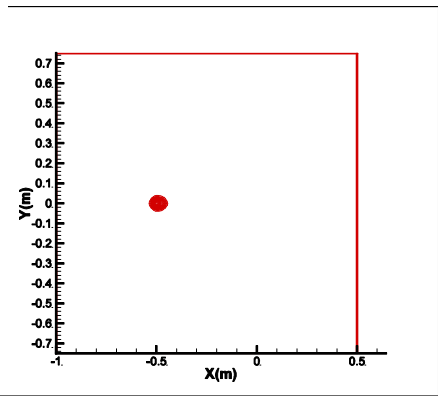
effets de bord n'ont aucune influence sur la fontaine puisque les hauteurs sont pratiquement identiques et le champ d'iso-vitesse de la coupe verticale.



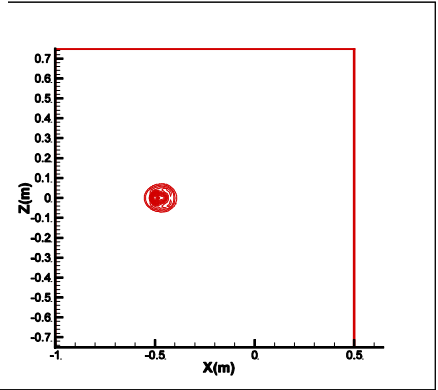
t=0.3 s



t=0.5 s



t=0.7 s



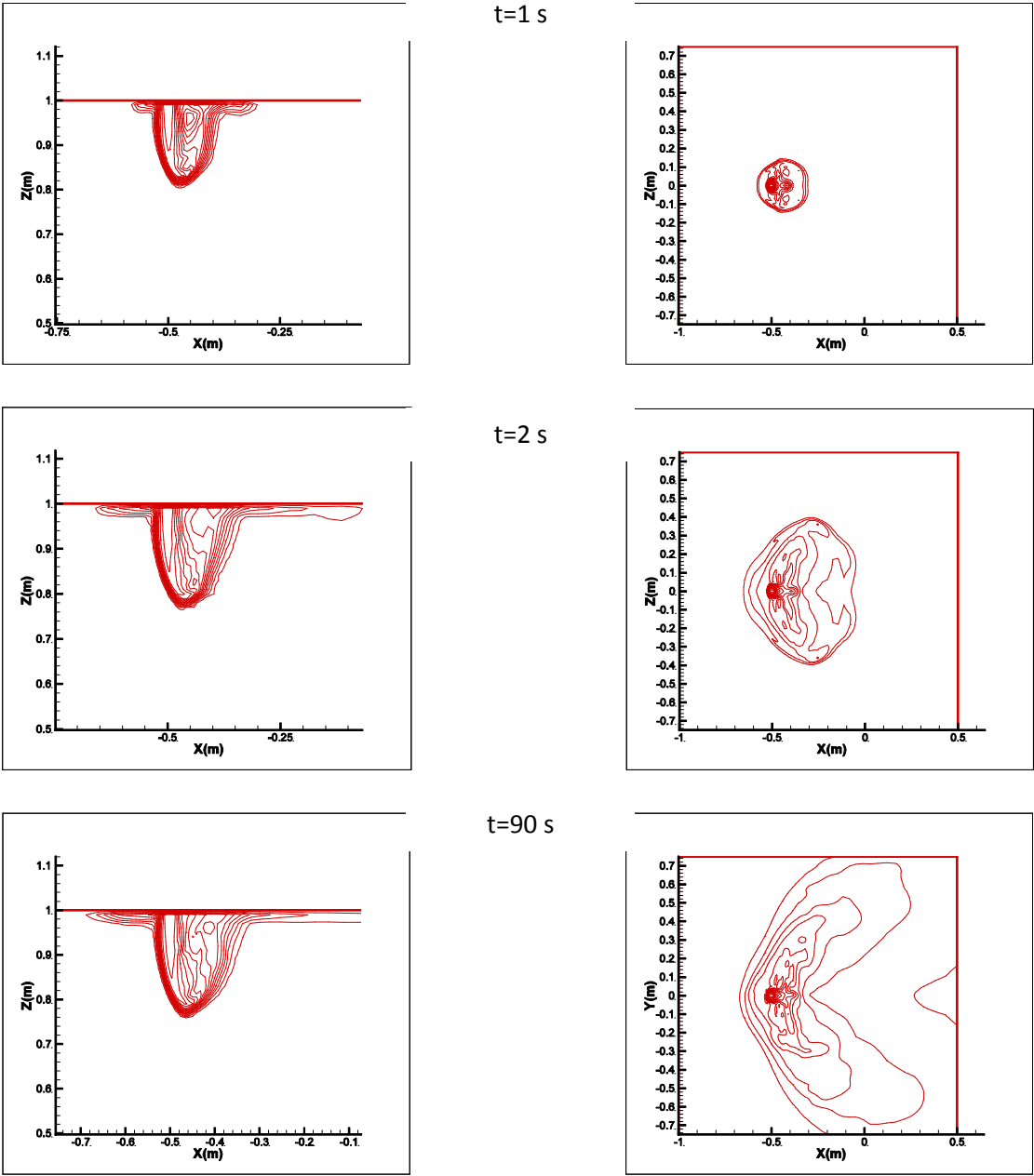


Figure 3.1 : Évolution d’une fontaine inclinée de  $10^\circ$ ,  $Fr = 108$  et  $Re = 1288$ , en fonction du temps

## Chapitre IV : Etude expérimentale des fontaines inclinées

Pour différents débits, l'écoulement met plus ou moins de temps afin d'arriver aux frontières du domaine. Afin de quantifier le temps que met l'écoulement pariétal à atteindre les frontières du domaine, nous supposons que les paramètres d'influence sont l'inertie, la flottabilité et les frottements du fluide sur la paroi. La relation décrivant donc cette dépendance peut être exprimée sous la forme :

$$t = C M^n F^m f^l \quad (4.1)$$

$$M = \frac{\pi}{4} d^2 U^2 \quad (\text{Inertie})$$

$$F = \frac{\pi g \nabla \rho}{4 \rho} d^2 U \quad (\text{Flottabilité})$$

$$f = k U^2 \quad (\text{Frottement})$$

En supposant que les deux premiers paramètres en l'occurrence l'inertie et la flottabilité ont des exposants comparables à ceux obtenus pour les hauteurs de fontaines ( $m=3/4$ ,  $n=-1/2$ ), l'analyse dimensionnelle nous permet de déterminer  $l = -1/2$ .

En remplaçant dans la relation précédente nous trouvons :

$$t = c \left( \frac{D}{U} \right) Fr^{\frac{1}{2}} \quad (4.2)$$

La figure 3.2 montre que la relation reste vérifiée pour les trois angles 3,5 et 10 degrés.

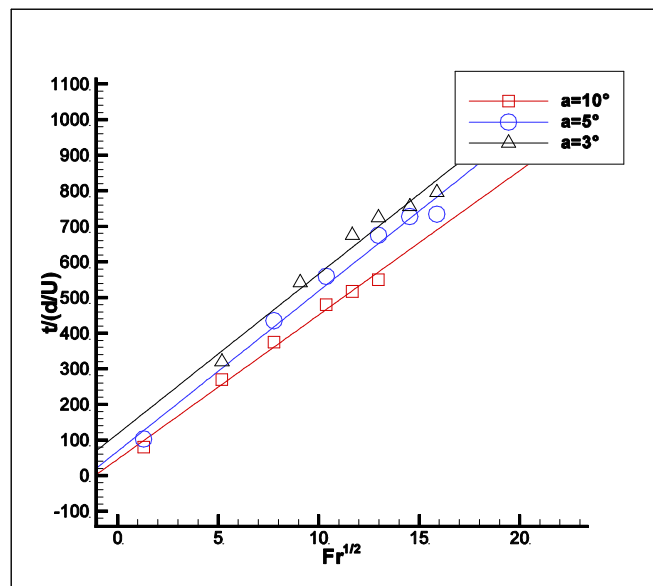


Figure 3.2 : courbes de  $t/(D/U)=f(Fr)$  pour différent angles d'inclinaison

## Chapitre IV : Etude expérimentale des fontaines inclinées

Ce résultat est tout fait intéressant car si l'on suppose que le temps de développement de la fontaine sur la paroi inclinée est fonction de la longueur de la paroi, du débit d'injection, et de l'épaisseur du flux de gravité  $e$ , ceci implique que l'épaisseur  $e$  est fonction du nombre de Froude ( $e = C \cdot Fr^\varphi$ ). Donc pour un nombre de Froude donnée, l'épaisseur  $e$  est constante.

Nous remarquons que les courbes sont des droites de fonction  $\frac{t}{D} = C Fr + b$ . Nous observons aussi que  $C$  varie très peu en fonction de  $\alpha$ , par contre la constante  $b$  varie fortement de l'angle, (figure 3.3) car ceci est du au fait que l'inclinaison augmente le courant de gravité pariétal, ce qui accrois la vitesse de déploiement de la fontaine sur la paroi.

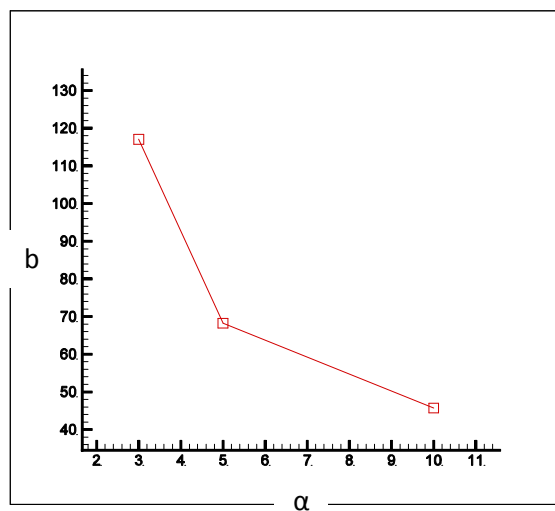


Figure 3.3 : Évolution de la constante  $b$  en fonction du nombre de Froude

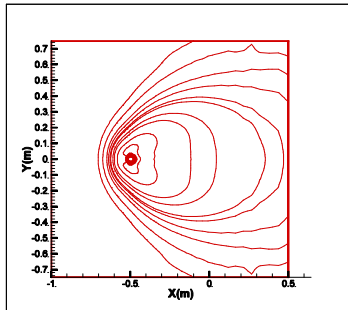
### 2. Evolutions de la fontaine en fonctions du nombre de Froude

La figure 3.4 montre les iso-densités de fontaine à différents nombres de Froude pour un angle d'inclinaison de dix degrés.

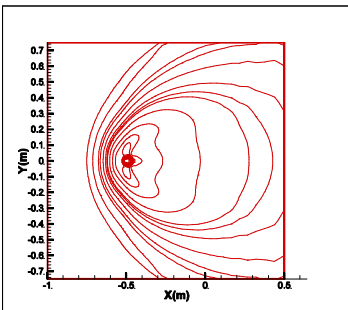
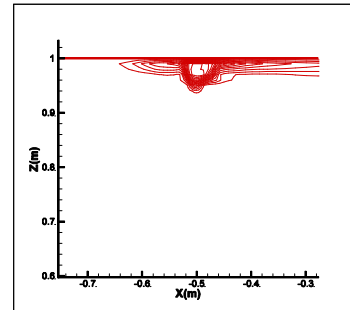
Nous remarquons qu'à mesure que le nombre de Froude augmente la hauteur de la fontaine s'accroît, et la recirculation qui apparait en aval de la fontaine commence à se déformer de plus en plus et le panache retombant s'éloigne de plus en plus du jet ascendant ce qui réduit de leur interaction visqueuse puisque à de faibles nombres de Froude ces deux écoulements frottent l'un contre l'autre. A de grands nombres de Froude et Reynolds ces deux écoulements interagissent par convection c'est à dire qu'une partie du panache retombant est entraînée par le jet par effet d'appel d'air. Par contre si nous regardons l'écoulement pariétal

## Chapitre IV : Etude expérimentale des fontaines inclinées

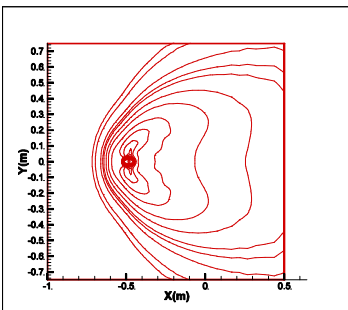
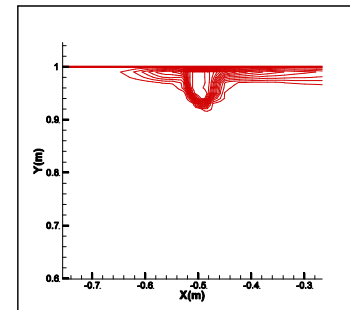
nous remarquons qu'à  $Fr=6.7$  les iso-densités forment des ellipses concentriques autour de la buse d'injection, mais plus on accroît le nombre de Froude on voit ces ellipses se déformer à cause des effets de bord puisque il y'a plus de matière qui afflue et s'étend radialement, donc une grande partie sort par les cotés de la plaque.



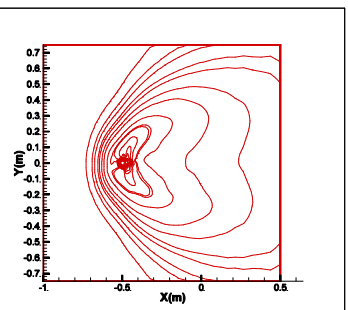
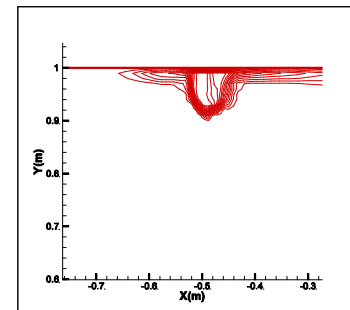
$Fr = 6.7, Re = 322$



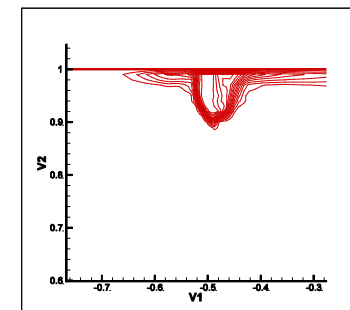
$Fr = 15.1, Re = 483$



$Fr = 21, Re = 579$



$Fr = 27, Re = 644$



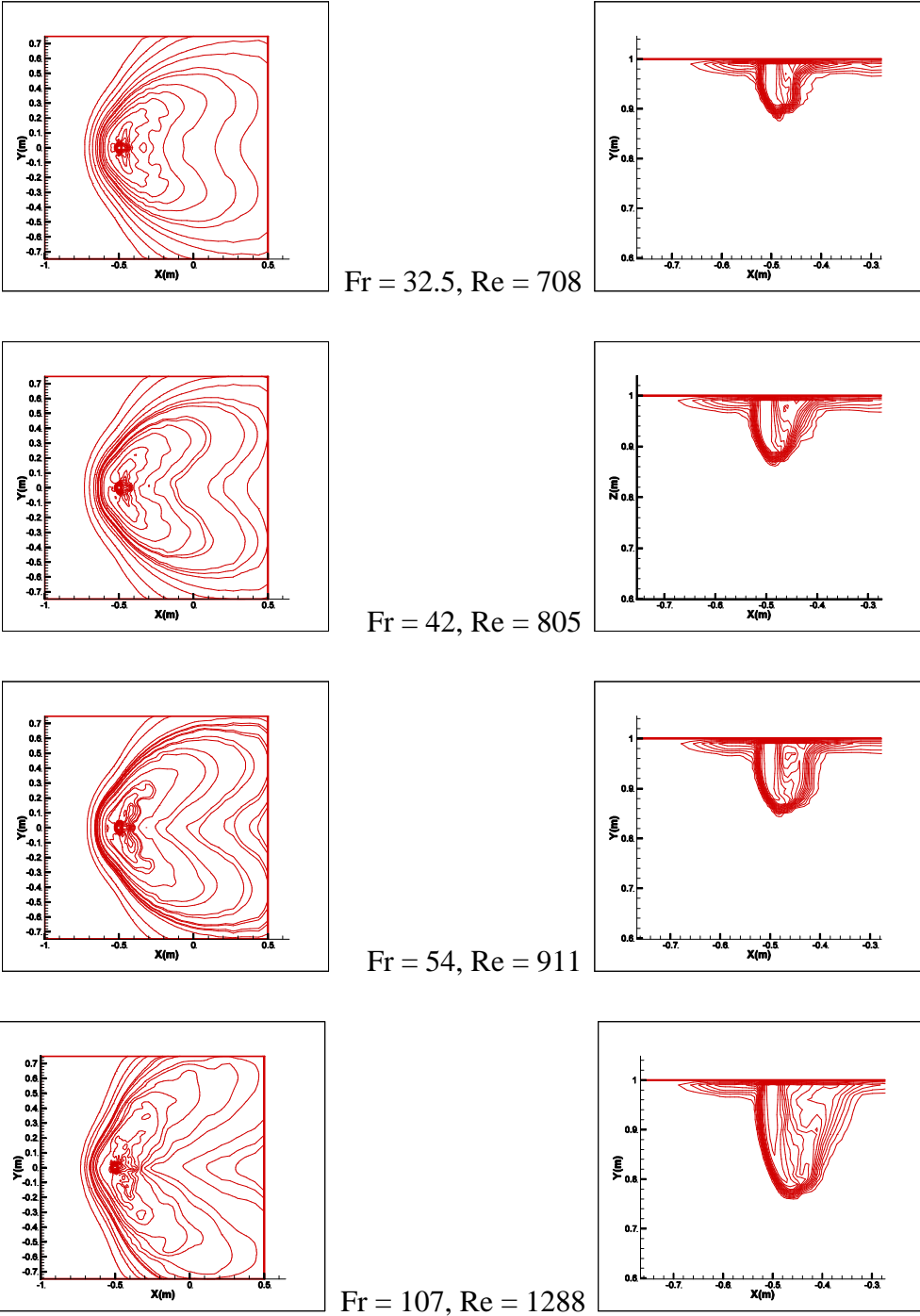


Figure 3.4 : Évolution d'une fontaine inclinée d'un Angle  $\alpha=10^\circ$  en fonction du nombre de Froude et de Reynolds

## Chapitre IV : Etude expérimentale des fontaines inclinées

On remarque aussi qu'à  $Fr=27$ , une autre source semble apparaître et s'éloigner de la source d'injection, à mesure que le nombre de Froude augmente. Cette seconde source représente le point d'impact du panache redescendant qui vient taper sur la plaque. Elle forme aussi des ellipses qui viennent déformer à leurs tours celles de la source principale.

A  $Fr > 50$ , l'écoulement pariétale devient turbulent, et on remarque qu'il bifurque de tel façon qu'une grande partie du mélange air-hélium s'échappe par les coté de la plaque.

Nous observons enfin que la longueur retour semble être constante

### 3. Etude des hauteurs de fontaine sur FDS:

Nous avons procédé à des mesures de hauteur de fontaines pour trois angles d'inclinaison de la plaque. Ses mesures ont été faites sur la base des résultats obtenu à l'aide des simulation FDS et les mesures ont été effectuées à l'aide du logiciel tec plot 360.

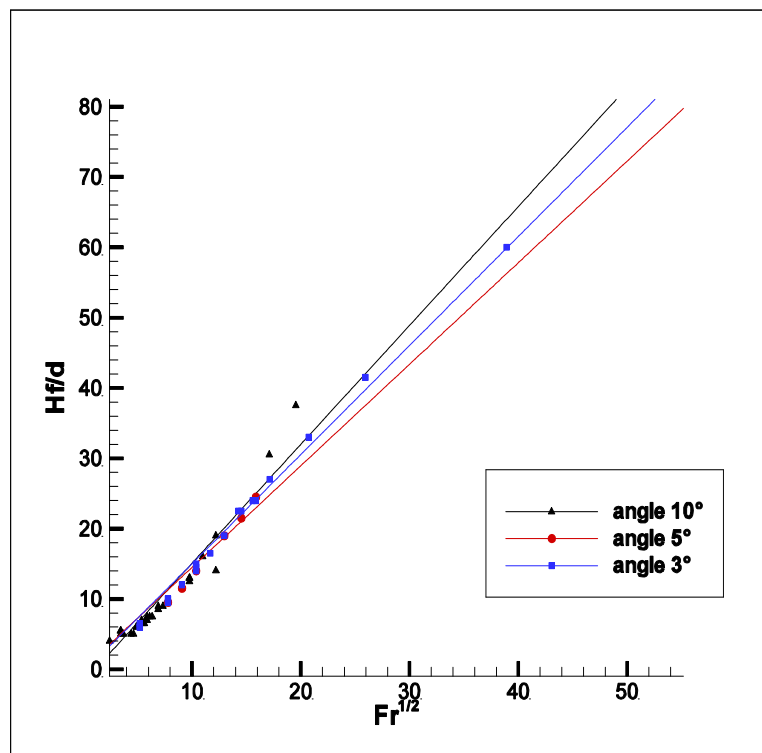


Figure 3.5 : Pénétration maximale en fonction du nombre de Froude

On remarque que les résultats, (figure 3.5) suivent la loi de Turner et que les constantes de proportionnalité passent par un minimum à l'angle  $\alpha=5^\circ$ .

## Chapitre IV : Etude expérimentale des fontaines inclinées

---

On remarque aussi que les points se recouvrent pour les faibles nombres de Froude, ceci est dû au fait que FDS simule très mal les régimes laminaire, et diffuse beaucoup de matière, d'autre part le maillage que nous avons adopté est trop grossier pour détecter les faibles changements de hauteur puisque le pas de maillage suivant la direction Z est de l'ordre de 1cm et l'ordre d'accroissement de 1mm.

### 4. Conclusion :

La simulation des fontaines inclinées sur le logiciel FDS est très intéressante du point de vu de facilité de prise en main, ce qui permet de faire rapidement des calculs de dimensionnement des maquettes expérimentales.

Par contre la simulation d'un jet d'Hélium dans de l'air pose un problème pour la simulation des régimes laminaires. En effet, on sait que pour de tels régimes la hauteur de la fontaine est faible donc afin de la connaitre avec une précision suffisante  $H_f$  nous devons raffiné le maillage, et ceci a pour effet d'accroitre la diffusion massique de l'Hélium en lui ajoutant une diffusion numérique virtuelle. D'autre part si nous simulons les régimes laminaires avec un maillage grossier, nous perdons la précision sur la calcule des éléments pilotant cet écoulements et tous les aspects phénoménologiques des régimes laminaires disparaissent. Tout cela nous conduit à conclure que FDS n'est pas approprié pour la simulation des fontaines en régime laminaire. Pour une utilisation efficace du logiciel FDS il est recommandé de simuler des écoulements turbulents à grande échelle.

Les résultats que nous avons obtenus pour les temps de développement de la fontaine pariétal tendent à montrer que l'épaisseur ( $e$ ) du flux de gravité au niveau de la paroi est fonction de nombre de Froude, avec l'hypothèse que ce dernier est constant sur toute la surface de la paroi. Cette hypothèse semble raisonnable puisque l'écoulement pariétal n'est soumis qu'à la force de flottabilité et aux frottements au niveau de la paroi, et les conditions aux limites sont partout les mêmes.

Les mesures des hauteurs finales confirment l'hypothèse de Lynn et al. [18]. Il donne un maximum pour les hauteurs à une inclinaison de  $10^\circ$ , par contre nos résultats montrent que ce maximum ce situ a  $5^\circ$ . Ceci pourrait suggérer que d'autres paramètres peuvent influe sur la constante de proportionnalité de la loi de Turner, ce qui motive une étude expérimentale plus poussée.



**Chapitre IV :**

**Etude expérimentale des**

**fontaines**

### 1. Description du banc expérimentale et de l'instrumentation :

Afin de mener notre investigation sur les fontaines laminaires inclinées, nous avons tout d'abord pris en compte les résultats des simulations sur fds de la plaque de dimension  $1\text{m}\times 2\text{m}$  qui nous garantissait que les effets des conditions aux limites seront négligeables pour  $Fr < 60$  et que l'écoulement pariétal ne serait pas déformé. Les expériences ont été effectuées par l'injection d'un mélange d'air /Hélium et d'Hélium pur dans de l'air. L'hélium est acheminé depuis une station d'alimentation en hélium à travers un tuyau en plastique.

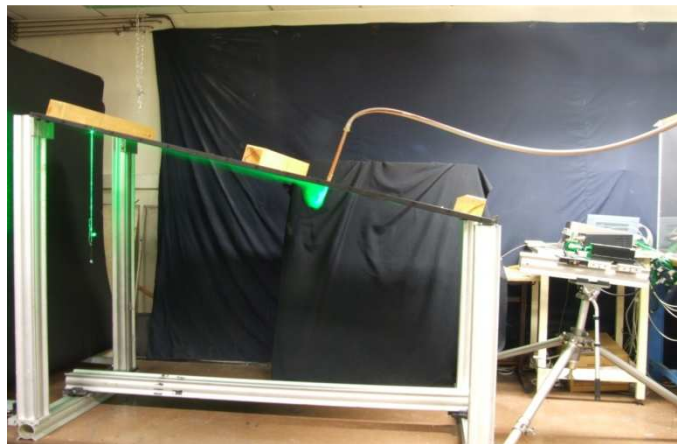


Figure 4.1 : Maquette expérimentale avec le laser qui éclaire une fontaine.

Ce tuyau est connecté à un débitmètre type Aalborg, (figure 4.2) avec 2 entrées : une pour l'Hélium et l'autre pour l'air et une sortie pour le mélange. Le débitmètre nous permet de fixer les débits d'air et d'hélium avec un maximum de 50 l/mn.

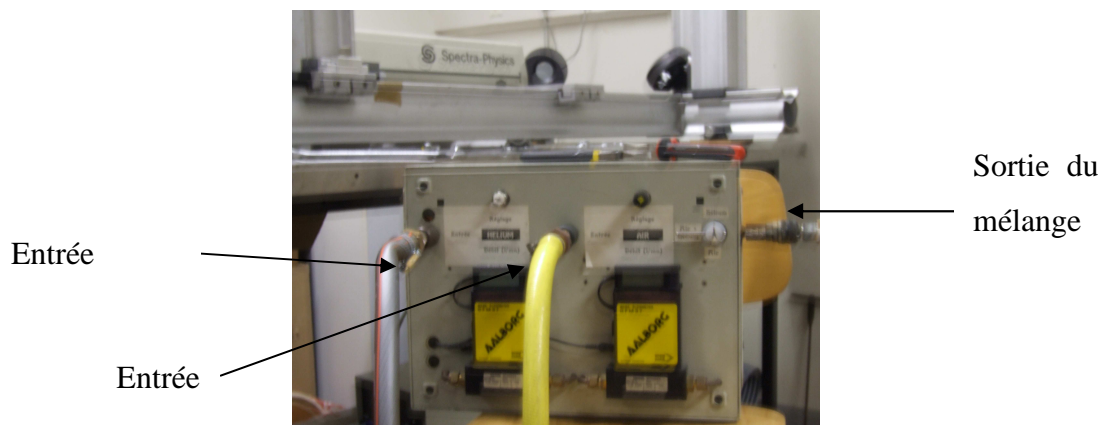


Figure 4.2 : Débitmètre Aalborg

## Chapitre IV : Etude expérimentale des fontaines inclinées

---

Le mélange est ensemencé à l'aide de fines particules qui seront par la suite éclairées à l'aide d'un laser monochromatique d'une puissance de 2 watt, (figure 4.3).

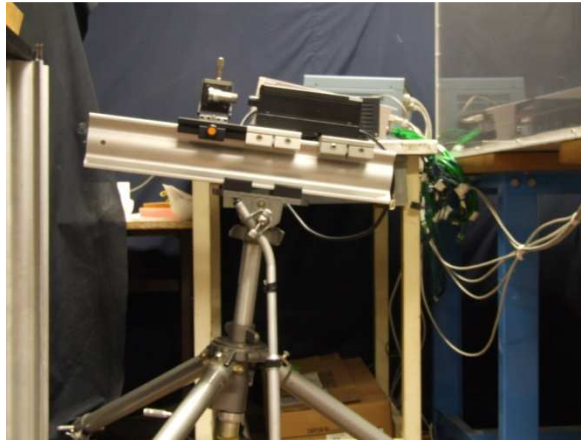


Figure 4.3 : laser monochromatique

Le fluide est injecté par un orifice de 15 millimètres. La cheminée d'injection utilisée est non saillante. Cette configuration est similaire à celle utilisée par Williamson et al. [13]. Cette précision est importante puisque la configuration utilisée par Lynn et al. [17] est une cheminée saillante ce qui fait que le fluide qui se développe sur la plaque n'inter-réagit pas avec le jet au niveau de la buse. Deux outils de visualisation ont été utilisés, le premier est un appareil photo fujifilm 9001 et le deuxième est une camera rapide PCO 1200 hs.

Les débits de fluides couvrent une plage restreinte des nombres de Froude et de Reynolds qui correspondent au régime laminaire (tableau 4.1, 4.2). Le ratio entre la longueur de la conduite en cuivre qui achemine le fluide à injecter et son diamètre est d'environ 30, ceci nous assure d'avoir un écoulement bien développé donc un profil de vitesse en poiseuille à l'injection.

Les dimensions de la plaque sont 1m×2m, (figure 4.1) et la plage d'angles d'inclinaison  $\alpha$  est de 2.5 à 15 degrés. Le changement d'angle se fait manuellement. La structure de la maquette est graduée afin de fixer les différentes pentes de la paroi. Les mélanges utilisés ont des densités différentes :  $\Delta\rho/\rho=0,8513$  pour l'Hélium pur et 0,7575 pour le mélange d'air/hélium.

Le nombre de Schmidt est donnée par la formule  $Sc=v/D$ , ou  $v$  : viscosité dynamique du fluide, et  $D$  : coefficient de diffusion binaire.  $Sc=1$  pour le mélange air /hélium et  $Sc=4$  pour l'hélium pur. Nous remarquons que la diffusion est très importante dans notre cas

## Chapitre IV : Etude expérimentale des fontaines inclinées

---

puisque l'hélium est très diffusif ce qui fait qu'une partie du mélangeage du fluide avec son environnement se fera par diffusion contrairement au travail de Williamson et al. [13] ou  $Sc=700$ .

Tableau 4.1 : Nombres de Froude et de Reynolds pour le mélange d'air/hélium qui ont été testés pour chaque angle d'inclinaison ( $\alpha$  varie entre  $2.5^\circ$  et  $15^\circ$ )

Nombre de Froude	Nombre de Reynolds	débit d'hélium (l/mn)	débit d'air (l/mn)
1,545	100.4	3.8	0.6
2,1578	119.0	4.5	0.7
2,7779	135.0	5.1	0.8
3,5823	153.0	5.8	0.9
5,1073	180.0	6.9	1.1
6,3211	202.1	7.7	1.2
7,5085	221.4	8.4	1.3
8,6313	237.4	9.0	1.4
9,9211	254.5	9.65	1.5
11,3007	271.15	10.3	1.6
12,8711	289.1	11.0	1.7
14,3291	305.2	11.6	1.8
15,8653	321.7	12.2	1.9
17,4797	338.2	12.8	2.0

## Chapitre IV : Etude expérimentale des fontaines inclinées

---

Tableau 4.2 : Nombres de Froude et Reynolds pour l'hélium pur qui ont été testés pour chaque angle d'inclinaison ( $\alpha$  varie entre  $2.5^\circ$  et  $15^\circ$ ).

Nombre de Froude	Nombre de Reynolds	debit d'helium (l/mn)
2,3887	74.3	5.8
2,8183	80.4	6.3
3,3807	88.2	6.9
4,1014	97.5	7.6
4,7746	105	8.2
5,3746	111.6	8.7
6,1415	119	9.3
7,1008	127.9	10
8,1298	136.7	10.7
9,5549	148.2	11.6
10,7429	157.8	12.3
12,1858	167.4	13.1
13,5228	176.5	13.8
15,1362	186.8	14.6
16,1906	193.3	15.1
17,5029	201.2	15.7
18,8662	208.8	16.3
20,2807	216.1	16.9
21,9956	225	17.6
23,5208	233.5	18.2
25,3649	241.6	18.9
27,0009	249.6	19.5
28,4034	255.7	20

### 2. Procédure expérimentale :

Pour la description de la phénoménologie, nous avons utilisé une caméra rapide PCO 1200 hs pilotée par un ordinateur. La camera dispose d'une RAM de 2 giga octets, qui permet

## Chapitre IV : Etude expérimentale des fontaines inclinées

de charger les images prises et de les stocker sur ordinateur. Le logiciel de pilotage permet de fixer la durée d'exposition de la focale, l'intervalle de temps entre deux prises de photo et fixer la taille de l'image. L'appareil photo sert à prendre des clichés qui seront ensuite traitées à l'aide d'un logiciel libre 'imageJ' afin de mesurer les hauteurs des fontaines.

On commence par fixer un angle d'inclinaison, ainsi la paroi inclinée, on pose le laser de telle manière à prendre soit une vue verticale ou horizontale, (figure 4.4).

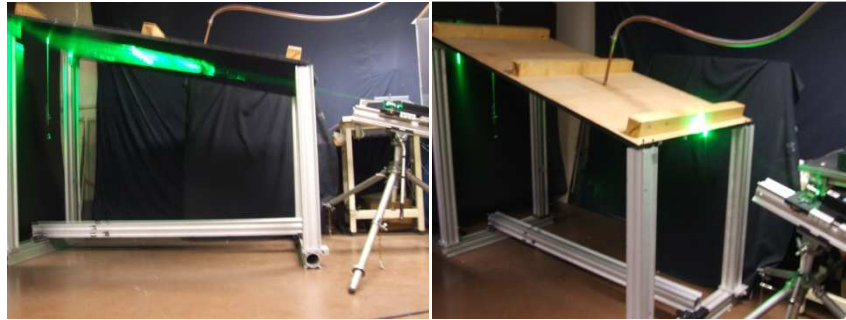


Figure 4.4 : Deux dispositions pratiques du laser pour la visualisation du plan horizontal ou vertical.

Le traitement des images prises avec imageJ se fait de la manière suivante : on prend en photo une mire graduée, (figure 4.5) qui permettra de faire la conversion, puisque imageJ donne le nombre de pixels qui sépare deux points dans une image. Connaissant la longueur de la mire et celle mesurée sous Image J en pixel nous pouvons connaître la taille d'un pixel en millimètre, ensuite nous introduisons cette valeur dans les paramètres par défaut d'image J afin qu'il fasse toute les mesures postérieures en millimètre. Cette procédure nous assure une grande précision dans les mesures.

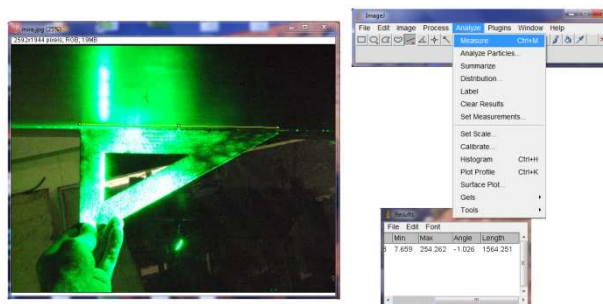


Figure 4.5 : mesure de la mire avec Image J

**Chapitre V :**

**Résultats expérimentaux et**

**interprétation**

Dans ce chapitre nous présentons les différents résultats et observations des expériences réalisées. Nous décrivons les phénomènes d'instabilité observés, puis nous calculons l'évolution des hauteurs finales de fontaines en fonction de l'angle d'inclinaison et de la différence de la masse volumique entre le milieu ambiant et le fluide injecté.

### 1. Observation (résultats) qualitatives :

Plusieurs régimes d'instabilité ont été observés. Ces régimes évoluent en fonction de l'angle d'inclinaison de la paroi et du débit d'injection. Les expériences ont été faites sur une plage de nombre de Froude variant entre 1.5 et 20, pour l'hélium pur et le mélange air/Hélium. Le diamètre de la buse ne varie pas, le seul paramètre qui varie est la vitesse d'injection. Pour cela nous avons représenté les frontières d'existences de ces différents régimes d'écoulements sur un diagramme vitesse/angle d'inclinaison, (figure 5.1).,

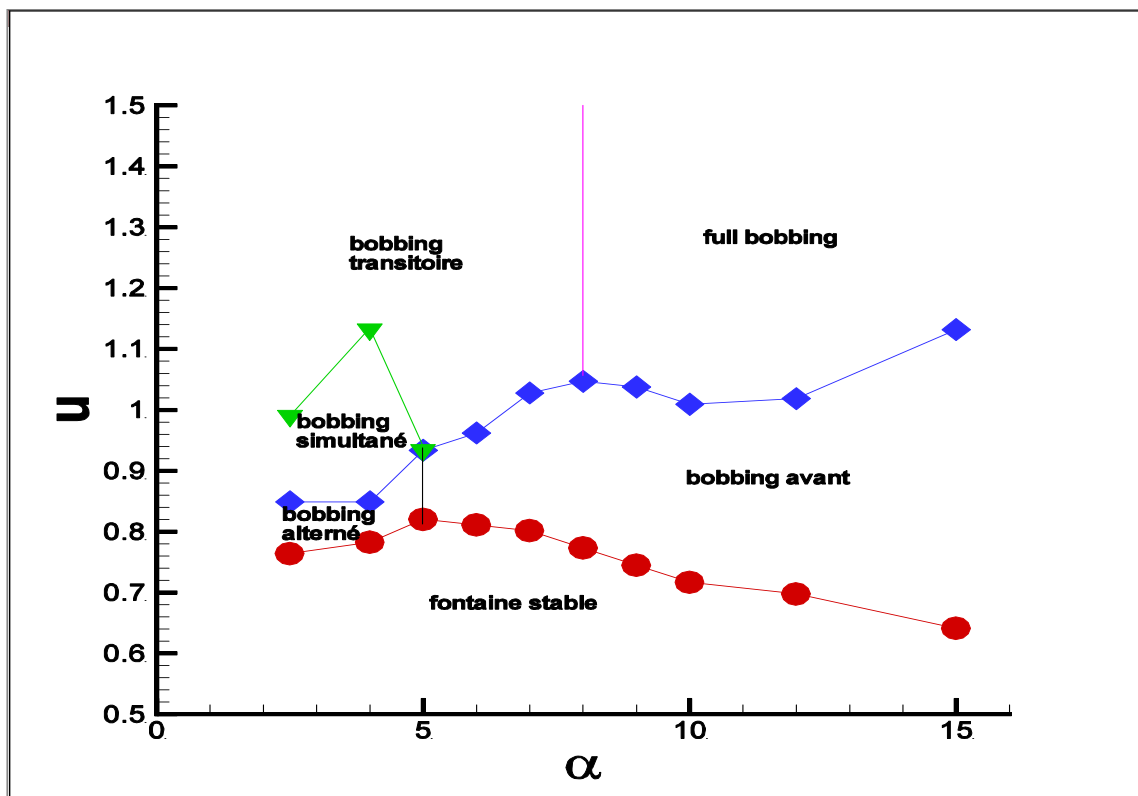


Figure 5.1 : Diagramme des régimes en fonction de  $\alpha$  et  $U$  pour l'injection d'Hélium ( $\Delta\rho/\rho=0,8513$ )



## Chapitre V : Résultats expérimentaux est interprétations

### 1.1.Régime 'steady' (fontaine stable):

Pour les faibles nombre de Reynolds le régime permanent, (figure 5.2) existe à tous les angles d'inclinaisons. Dans ce régime, la fontaine est stable et ne présente aucune instabilité sur sa surface. Nous remarquons la formation de deux zones de recirculation en amont et en aval de la fontaine, celle de l'aval est beaucoup plus grande. Les lignes de courant sont continues et glissent le long de la recirculation aval. Une partie de l'écoulement retombe vers l'amont, elle est repoussée par sa flottabilité. Du fait qu'elle se développe radialement sur la paroi, son inertie diminue. A une certaine distance elle s'arrête, puis le fluide remonte vers l'aval de la fontaine repoussé par sa flottabilité. Une autre recirculation apparaît plus loin en amont de la fontaine, (figure 5.2). Cette dernière caractérise la distance maximale de retour de l'écoulement.

Une image type de cet écoulement est donnée (figure 5.2). Elle a été prise par un appareil photo fujifilm. Nous remarquons que la diffusion n'est pas observable sur ce type d'image puisque les particules d'ensemencement ne diffusent pas dans l'air. Nous savons qu'à ce régime la majeure partie du mélange avec l'environnement extérieur se fait par la diffusion massique.

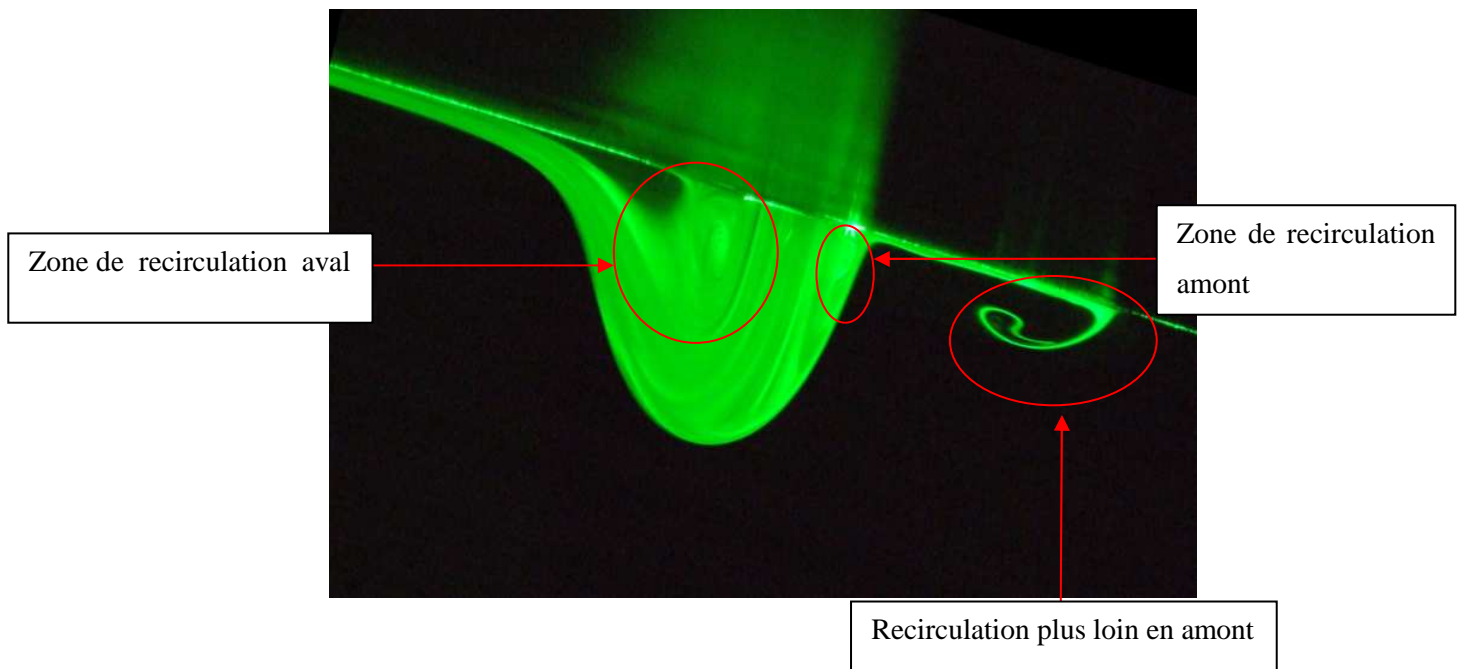


Figure 5.2 : Image type d'une fontaine inclinée en régime stable ( $\alpha=12^\circ$ )

## Chapitre V : Résultats expérimentaux et interprétations

---

### 1.2. Régime 'bobbing alterné' :

Si on utilise de faibles angles d'inclinaison ( $\alpha < 5^\circ$ ), le régime qui vient immédiatement après le régime stable 'steady' est le 'bobbing alterné' qui se manifeste dans une toute petite plage en terme de nombre de Froude. La figure 5.3 montre une séquence d'image qui représente le 'bobbing alterné'.

La première image montre la fontaine à sa hauteur maximale, (figure 5.3 a) du fait de la faible pente ( $\alpha = 2.5$ ), la fontaine apparaît comme étant symétrique. Le 'bobbing alterné' se manifeste par une éjection de matière alternée vers l'amont et l'aval. Sur la figure 5.3 (a-e), la recirculation aval se déplace vers le sommet de la fontaine. Ce déplacement est dû essentiellement aux forces de frottement. La bulle de matière ainsi formée est éjectée vers l'amont de la fontaine, emportée par son inertie, (figure 5.3 g-m). En même temps, la recirculation amont descend vers le sommet de la fontaine, et passe sous la recirculation aval qui se trouve au sommet de la fontaine, (figure 5.3 f). Au moment de l'éjection de la recirculation, celle qui se trouve au dessous est étirée et se divisée en deux parties, puis passe vers l'aval de la fontaine pour être entraînée par sa flottabilité.

Afin d'expliquer la phénoménologie dans l'espace, on peut imaginer que les deux zones de recirculation sont une coupe d'un tore, (figure 5.3 a). Sur la figure 5.3 f, on voit apparaître trois recirculations : une en aval au niveau de la surface de la paroi, et les deux autres qui sont montées sur le sommet de la fontaine. L'alternance du phénomène montre que durant la montée de la recirculation aval, le tore se coupe en deux pour donner naissance à deux croissants de lune, celui de l'aval remonte en premier, entre temps celui de l'amont se recompose en un tore après avoir été étiré par l'éjection de matière. Cette séquence dure 0.5 s.

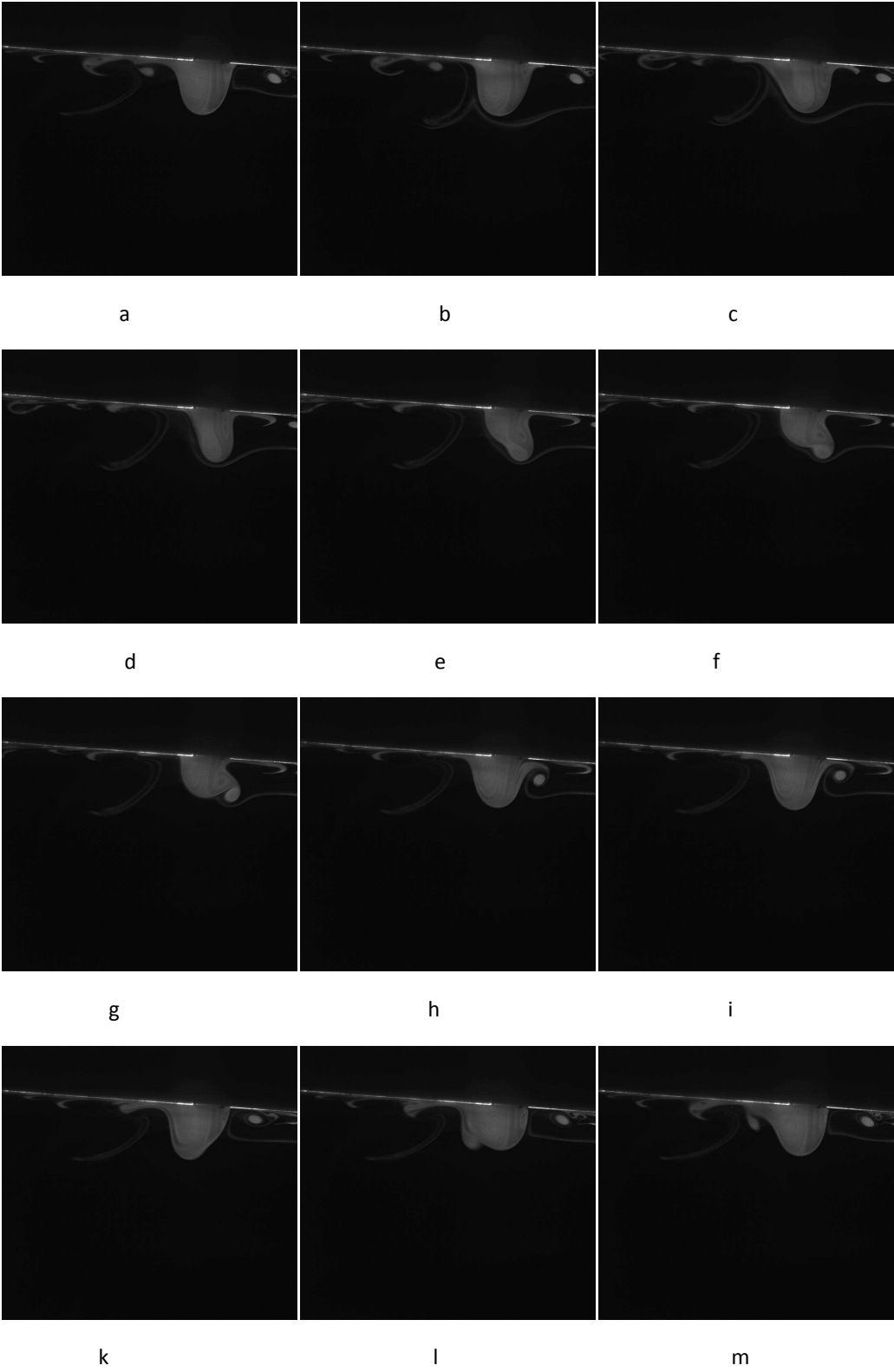


Figure 5.3 : visualisation du régime de bobbing alternée pour  $Fr=5.1$ ,  $Re=102$  et  $\alpha=2.5$ .

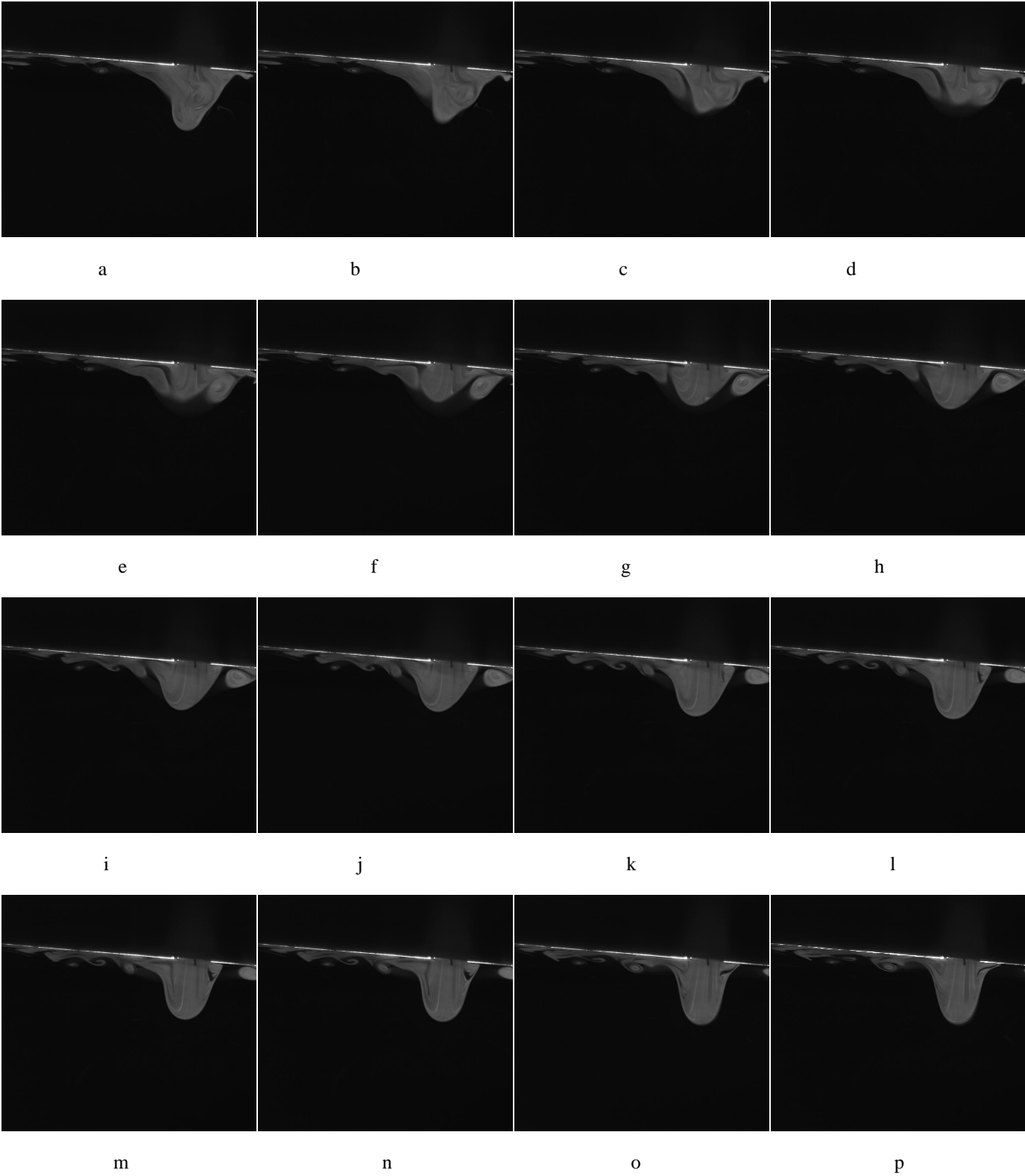
### 1.3. Régime 'bobbing simultané' :

Ce régime se manifeste à de faibles angles d'inclinaison ( $\alpha < 5^\circ$ ), il se caractérise par une forte variation dans la hauteur de la fontaine. La Figure 5.4 montre une visualisation du 'bobbing simultané' à  $Fr = 7.3$ ,  $Re = 121$  et  $\alpha = 4^\circ$ .

Dans la figure 5.4 (a) la fontaine est à sa hauteur maximale. Les deux recirculations amont et aval ne sont pas collées à la paroi, mais entraînées vers le sommet de la fontaine (figure 5.4 b). Elles s'attirent l'une vers l'autre, par conséquent la fontaine retombe sur elle-même en éjectant ces deux recirculations l'une vers l'amont et l'autre vers l'aval, (figure 5.4 c-f).

Cette analyse se base sur une visualisation plane de l'écoulement. On observe que les deux recirculations forment un tore qui entoure la base de la fontaine. Ce dernier remonte vers le sommet de la fontaine en diminuant le diamètre de la fontaine sous l'effet des forces de frottement. A une certaine hauteur de la paroi, ce tore ne peut plus monter d'avantage puisque sa flottabilité s'oppose à son inertie, donc il s'effondre entraînant dans sa chute une grande partie de la fontaine. Ce tore va s'étendre sur la paroi tout en augmentant son diamètre, et s'éloignera de la buse d'injection. Il permettra à la fontaine de se reconstituer de nouveau (figure 5.4 h-p). Le temps de la séquence totale de (a) jusqu'à (p) est de 0.15s.

Ce régime est très sensible aux conditions extérieures. La plage de Froude dans laquelle il se manifeste est assez faible. Par contre ce qui peut sembler intéressant est l'évolution du régime de 'bobbing alterné' vers le régime du 'bobbing simultané'. Ce qui est remarquable est que la flottabilité, stoppe l'éjection de matière caractéristique du 'bobbing alterné' pour lui donner une autre nature tout à fait différente. Cette évolution peut s'apparenter à l'évolution du 'flapping/circling', qui est un phénomène oscillatoire, vers le 'laminar bobbing', qui décrit une fontaine stable.



La figure 5.4 : visualisation du ‘bobbing simultanée’ à  $Fr=7.3$ ,  $Re=121$  et  $\alpha=4^\circ$

## Chapitre V : Résultats expérimentaux et interprétations

---

### 1.4. Régime 'Bobbing transitoire' :

Le 'bobbing transitoire', (figure 5.5) s'apparente au 'bobbing alterné' dans le sens où on observe la recirculation aval remontée au sommet de la fontaine et une alternance d'éjection de matière de l'amont à l'aval et de l'aval vers l'amont. La différence est le fait que la fontaine manifeste de la turbulence, car si on regarde la recirculation qui se trouve en aval de la fontaine, on remarque qu'elle est turbulente et les lignes de courant ne sont plus visibles. Le panache descendant retombe radialement loin de l'injection ce qui fait que le mélange avec l'extérieur se fait essentiellement par entrainement de l'air ambiant.

La convection de matière devient prépondérante par rapport à la diffusion. Plus on augmente le débit plus la fontaine devient turbulente. Une grande quantité de matière est éjectée vers l'aval, c'est pour cela qu'aux faibles angles d'inclinaison, les conditions aux limites sont très importantes puisque elles affectent l'écoulement sur la paroi mais d'aucune manière la fontaine. La limite de cet écoulement en terme d'angle d'inclinaison est  $\alpha=8^\circ$ , elle est représentée par la ligne violette sur la figure 5.1.



Figure 5.5 : visualisation du bobbing transitoire à  $Fr=10.3$ ,  $Re=144$  et  $\alpha=4^\circ$

## Chapitre V : Résultats expérimentaux et interprétations

---

### 1.5. Régime 'Bobbing avant' :

Ce régime apparaît juste après le 'bobbing alterné' quand on augmente l'angle d'inclinaison. Il est délimité par les deux courbes rouge et bleue dans la figure 5.1.

Il se caractérise par une éjection de matière vers l'aval de la fontaine. La zone de recirculation qui se trouve en amont de la fontaine se déplace le long de la fontaine vers son sommet sous l'effet des forces visqueuses. Au sommet la bulle de fluide se détache. Elle est emportée par la conjugaison de son inertie et de sa flottabilité. De petites instabilités se créent aussi le long de l'écoulement en amont de la fontaine.

L'épaisseur de cet écoulement arrière est faible comparée au cas du 'bobbing alterné' et simultané, ceci est dû à la forte inclinaison. La forte pente ne permet pas à la fontaine d'éjecter de matière en amont. La figure 5.6, montre une séquence d'images prise à l'aide d'une caméra rapide PCO1200 hs avec une fréquence de prise d'images de 250 clichés par seconde. Le temps de cette séquence est de 0.12s.

Sur la figure 5.6(a) que la fontaine se présente avec deux zones de recirculations, une amont et l'autre aval. Quand celle de l'amont remonte le long de la fontaine, elle s'étire puis se coupe en deux et forme un croissant de lune en amont de la fontaine. Ce dernier se retourne sur lui-même pour être éjecté vers l'aval, tandis que l'autre moitié retombe sur la surface de la paroi, ce qui crée cette instabilité caractéristique le long de l'écoulement arrière. On remarque aussi, que plus on augmente le nombre de Froude plus la fréquence du 'bobbing' augmente.



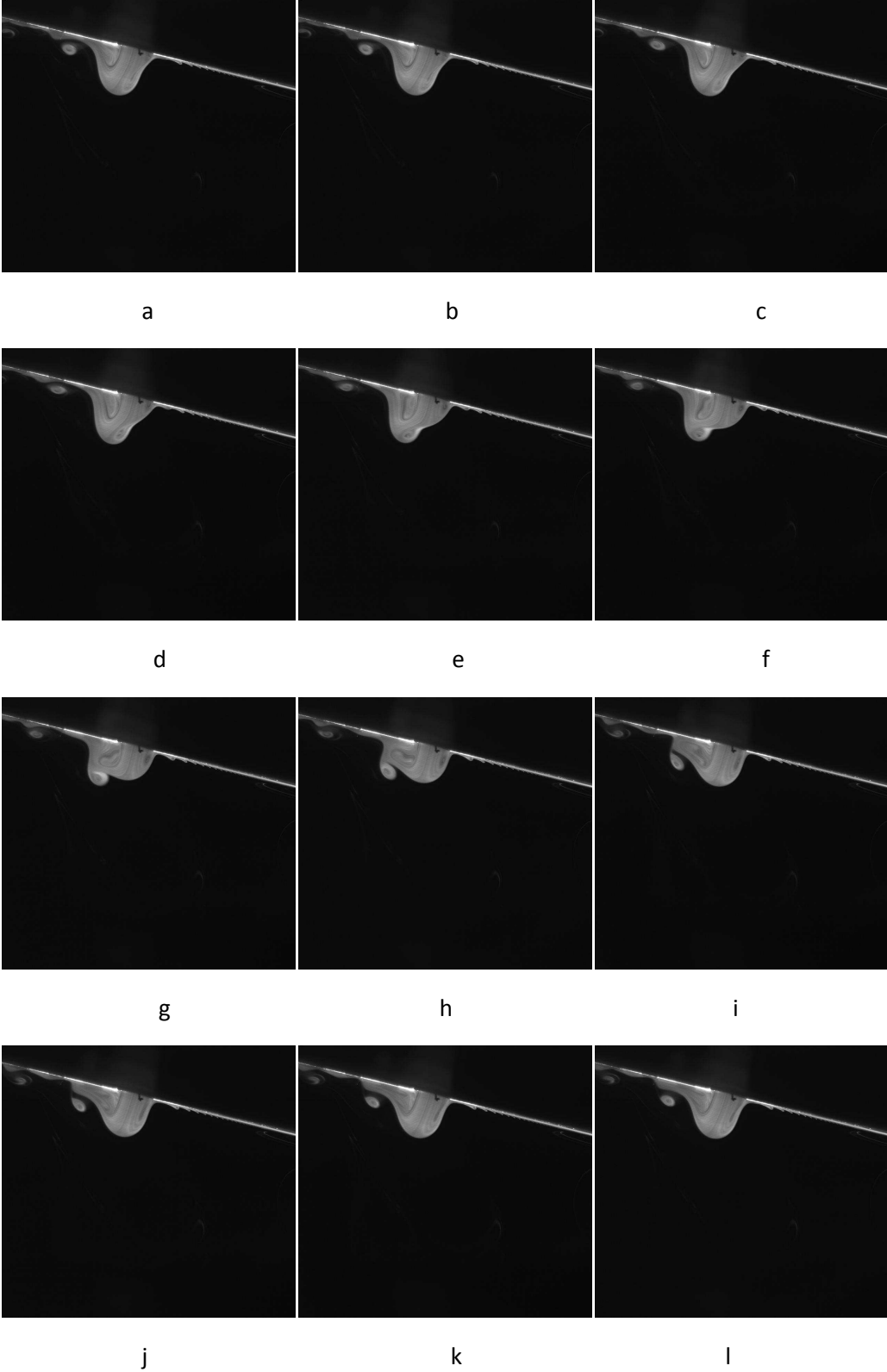


Figure 5.6 visualisation du bobbing avant à  $Fr=4.3$ ,  $Re=93$  et  $\alpha=12^\circ$

## Chapitre V : Résultats expérimentaux et interprétations

---

### 1.6. Régime de 'Full bobbing' :

Le 'full bobbing' est le régime de transitions du 'bobbing avant' vers le régime turbulent, puisque l'éjection de la matière s'effectue avec le même mécanisme.

La différence est que la quantité de matière qui afflue vers l'arrière de la fontaine est plus faible, ceci est dû à la forte inclinaison de la paroi et de l'inertie qui entraîne la majeure partie du fluide vers l'aval. La recirculation n'est plus collée sur la paroi. La bulle de matière est éjectée, elle arrache une partie de la zone de recirculation qui se trouve en aval. Enfin elle se déforme et s'étale sur la surface de la paroi inclinée.

La séquence du 'full bobbing' est illustrée par une série d'images successives dans la figure 5.7.

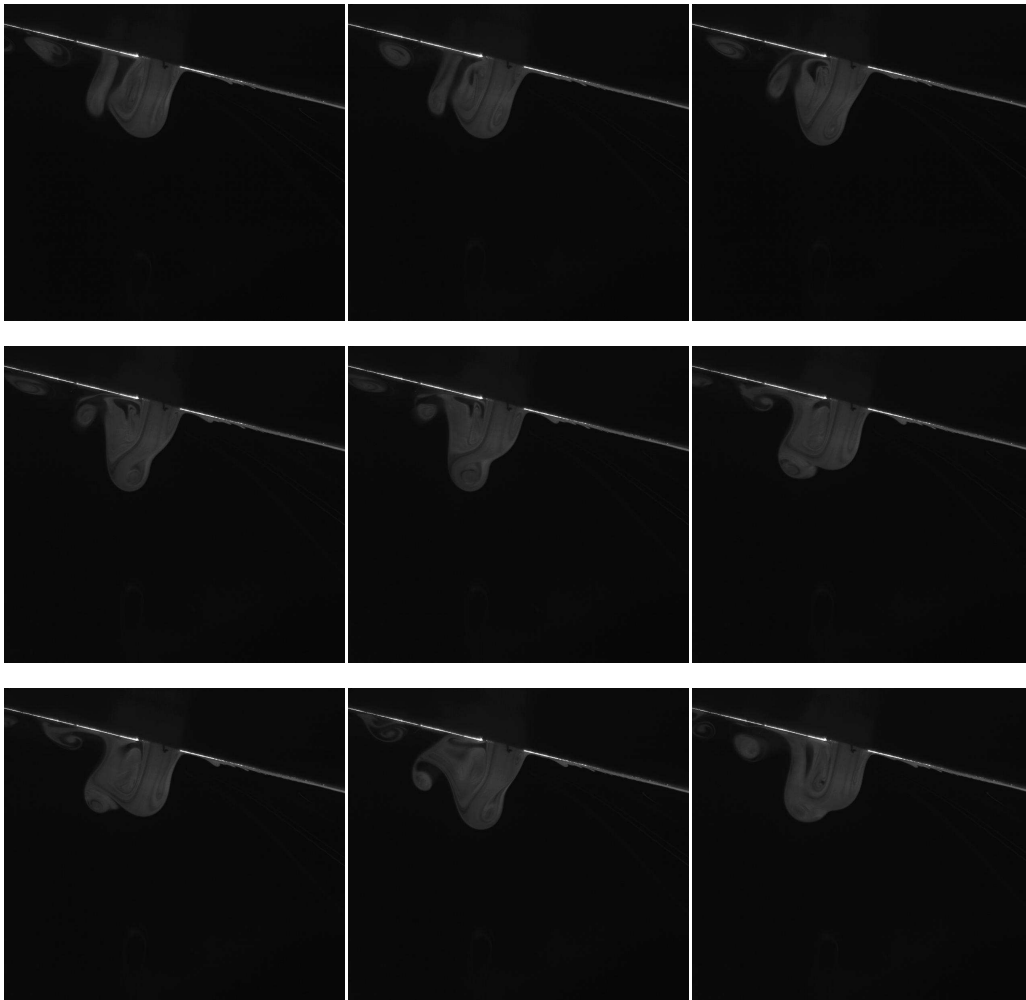


Figure 5.7 : visualisation du 'full bobbing' à  $Fr=10..3$ ,  $Re=144$  et  $\alpha=12^\circ$

## Chapitre V : Résultats expérimentaux et interprétations

### 1. Evolutions des régimes en fonction de l'angle d'inclinaison :

Williamson et al. [13] délimitent les différents régimes d'écoulements par des droites d'équation  $Fr^{1/2} = \frac{C}{Re^{2/3}}$  pour un angle d'inclinaison nul. Si on suppose que ces délimitations restent valables pour des pentes non nulles.

En ajoutant l'hypothèse que même pour des fontaines dont l'injection se fait de haut en bas, le cas de notre étude, les régimes d'écoulements mis en évidence par Williamson et al. restent valables, on peut donc identifier les différents régimes pour des angles d'inclinaison variables sur le diagramme de la figure 5.8.

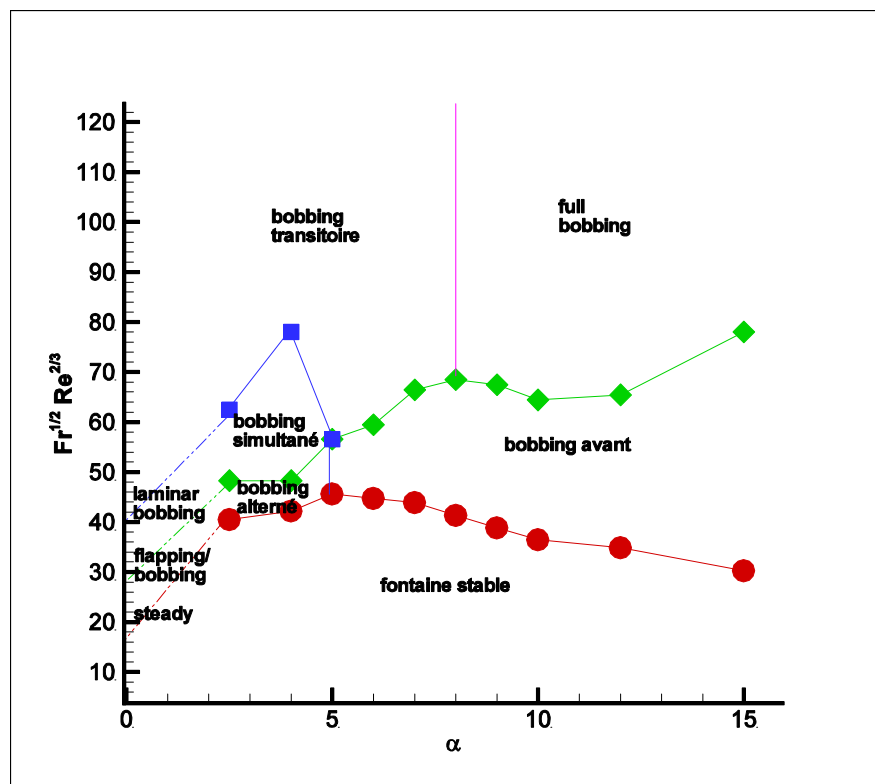


Figure 5.8 : Diagramme des régimes en fonction de  $\alpha$  et  $Fr^{1/2} Re^{2/3}$ , et leur relation avec les régimes mis en évidence par Williamson et al [13]

Les lignes en pointillé représentent une extension des régimes de Williamson et al. de  $0^\circ$  à  $2.5^\circ$ . La ligne en bleu délimite la frontière entre le régime 'steady' (stable) et le 'flapping/bobbing'. On remarque que le 'flapping/circling' a disparu à cause de l'angle d'inclinaison, puisque ce mode d'oscillation ne peut plus perdurer du fait d'une direction privilégiée imposée par la pente.

## Chapitre V : Résultats expérimentaux et interprétations

Entre la ligne bleue et la ligne rouge nous retrouvons le ‘flapping/bobbing’. Il évolue vers le ‘bobbing alterné’ à cause de l’inclinaison. On remarque qu’à ce régime, l’oscillation dans un plan caractéristique du flapping subsiste malgré l’inclinaison mais ce plan est toujours défini comme étant de l’amont vers l’aval alors qu’en vertical il était aléatoire. L’éjection de matière sous forme de bulles perdurer malgré la pente (faible), ceci est dû à l’inertie du fluide qui lui permet de vaincre sa flottabilité et de s’éjecter vers l’amont de la fontaine.

Entre la ligne rouge et la ligne verte, nous retrouvons le régime ‘laminar bobbing’ qui se caractérise par une forte variation dans la hauteur finale de la fontaine et par l’effondrement de celle-ci sur elle-même. Ce régime, tend vers le régime ‘bobbing simultané’ qui se manifeste pratiquement de la même manière que le ‘laminar bobbing’ avec un effondrement puis une reprise de la fontaine, à la différence que celle-ci n’est plus axisymétrique.

### 1.2 Influence du $\Delta\rho/\rho$ sur les frontières des régimes de fontaine :

Afin de caractériser l’influence de la différence de densité entre le fluide injecté et l’environnement ambiant sur les régimes d’écoulement que nous venons de mettre en évidence, nous avons refait les expériences précédentes avec l’injection d’un mélange air/hélium ( $\frac{\Delta\rho}{\rho} = 0.7575$ , fraction massique d’Hélium :  $Y_{He}=0.5$ ) de telle manière à produire une deuxième série de résultats afin de la comparer à la précédente, figure 5.9.

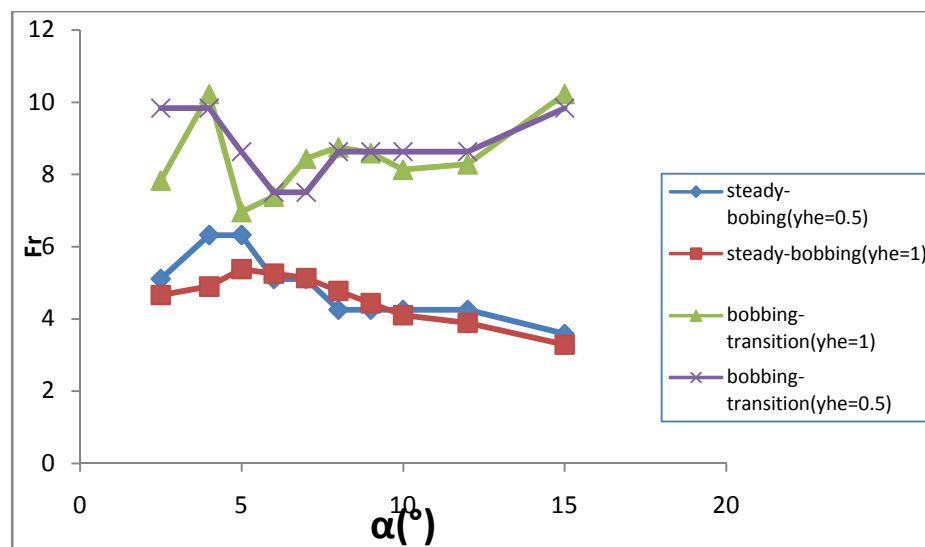


Figure 5.9 : Frontières des régimes en fonction de  $\alpha$  et Fr pour  $\Delta\rho/\rho=0,8513$  et  $0.7575$

## Chapitre V : Résultats expérimentaux et interprétations

---

Les La courbe bleu (air/hélium) et la courbe rouge (hélium pur) sont les frontières entre le régime stable ‘steady fountains’ et les régimes de ‘bobbing alterné’ et de ‘bobbing avant’. Les deux courbes ont la même allure, elles présentent toutes les deux un maximum à  $\alpha = 5^\circ$ . Les courbes violette (air/hélium) et verte (hélium pur) sont les frontières entre les régimes de ‘bobbing simultané’, ‘bobbing avant’ et ceux de transition, le ‘bobbing transitoire’ et le ‘full bobbing’. Les deux courbes ont la même allure pour  $\alpha > 5^\circ$ . Leurs minimas sont décalés : la violette à  $\alpha = 6^\circ$  et la verte à  $\alpha = 5^\circ$ .

A partir de ses observation nous pouvons conclure que pour les angles d’inclinaison faibles ( $2.5^\circ < \alpha < 15^\circ$ ) la différence de densité  $\Delta\rho/\rho$  n’a pas une grande influence sur les régimes d’écoulement puisque d’une part, on retrouve les même régimes et d’autre part il n’y a pas d’influence significative sur les frontières des différents régimes d’écoulements.

### 2. Résultats quantitatif :

#### 2.1. Etude des hauteurs finales de fontaines :

Afin de déterminer les hauteurs finales de fontaines, nous avons procédé à une série d’expérience pour un angle d’inclinaison  $\alpha$  variant de  $7^\circ$  à  $15^\circ$ , avec deux fluides de concentration différente : Hélium pur ( $Y_{He}=1$ ) et un mélange de 50% d’air et 50% d’Hélium, ( $Y_{He}=0.5$ ). Les hauteurs de fontaines obtenues pour une inclinaison variant entre  $7^\circ$  et  $15^\circ$ , pour le mélange air/Hélium et l’Hélium pur sont représentées dans les figures 5.10 et 5.11.

Nous avons tracé les résultats de la hauteur obtenue, après son adimensionnement en la divisant par le diamètre  $D$  de la buse d’injection, en fonction du nombre de Froude. Nous remarquons que les points suivent parfaitement la corrélation empirique de Turner, ce qui justifie l’hypothèse prise par Lynn et al. [17] qui dit que malgré l’inclinaison de la buse d’injection les hauteurs finales de fontaine doivent être corrélées par la loi de Turner.

Nous avons utilisé les corrélations de Philippe et al. [12] afin de prendre en compte les effets visqueux. Les figures 5.12 et 5.13 montrent les hauteurs finales de fontaines adimensionnelles calculées en fonction de  $Fr^{\frac{1}{2}}Re^{\frac{1}{2}}$ .

Les résultats obtenus en utilisant la corrélation de Philippe et al. et ceux obtenus par la loi de Turner ont une allure qualitativement similaire. A cet effet, nous pensons, que

## Chapitre V : Résultats expérimentaux et interprétations

ceux obtenus par la corrélation de Philippe et al. [12] sont plus précis car les effets visqueux sont pris en considération. Nous remarquons que la hauteur de la fontaine présente un maximum à  $\alpha = 8^\circ$ .

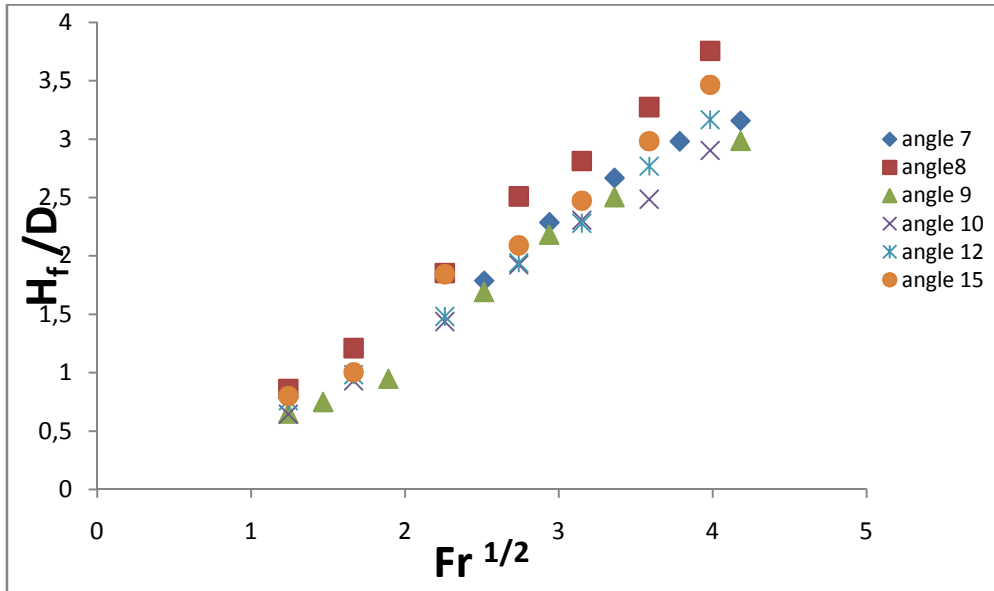


Figure 5.10 : Hauteurs finales de fontaines en fonction de  $Fr$  pour une pente  $7 < \alpha < 15$ ,  $\Delta\rho/\rho=0,7575$

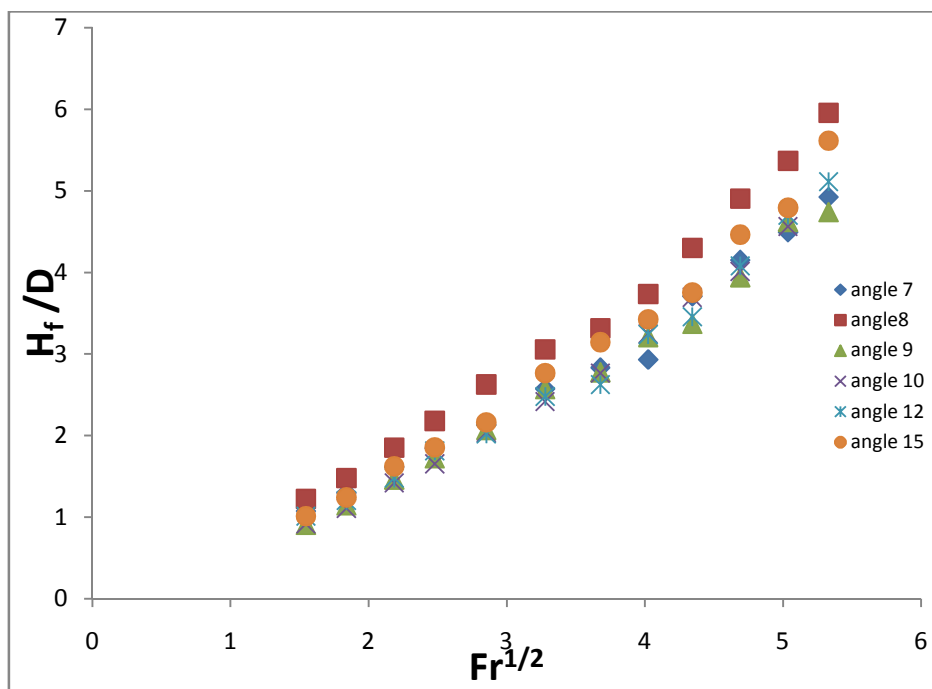


Figure 5.12 : Hauteurs finales de fontaine en fonction de  $Fr$  pour une pente  $7 < \alpha < 15$  et  $\Delta\rho/\rho=0,8513$

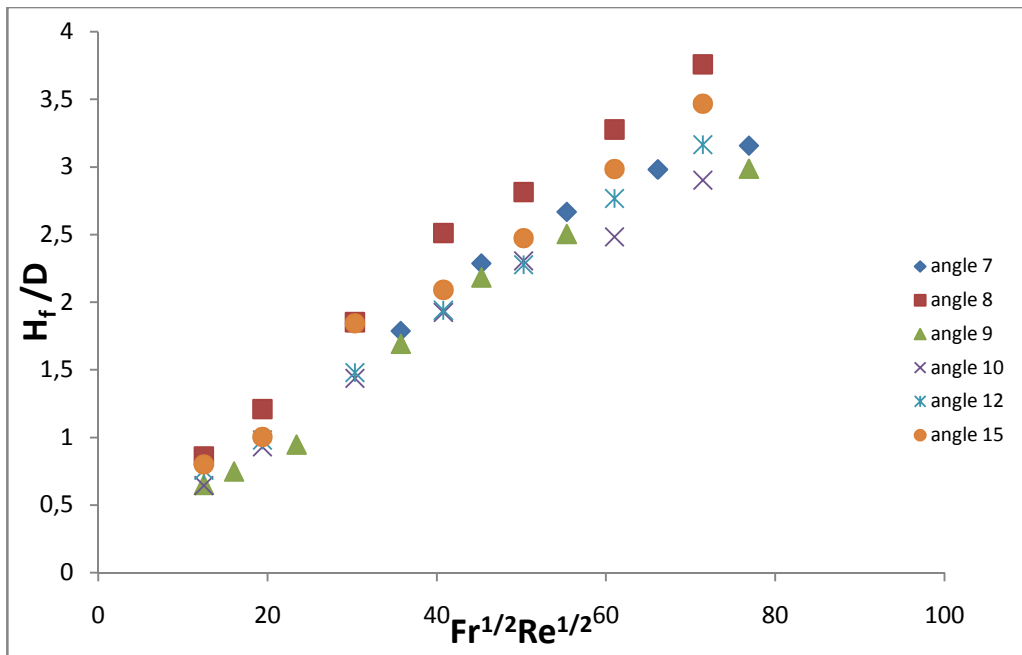


Figure 5.12 : Hauteur finales de fontaine en fonction de  $Fr^{1/2}Re^{1/2}$  pour une inclinaison  $7 < \alpha < 15$  et  $\Delta\rho/\rho=0,7575$

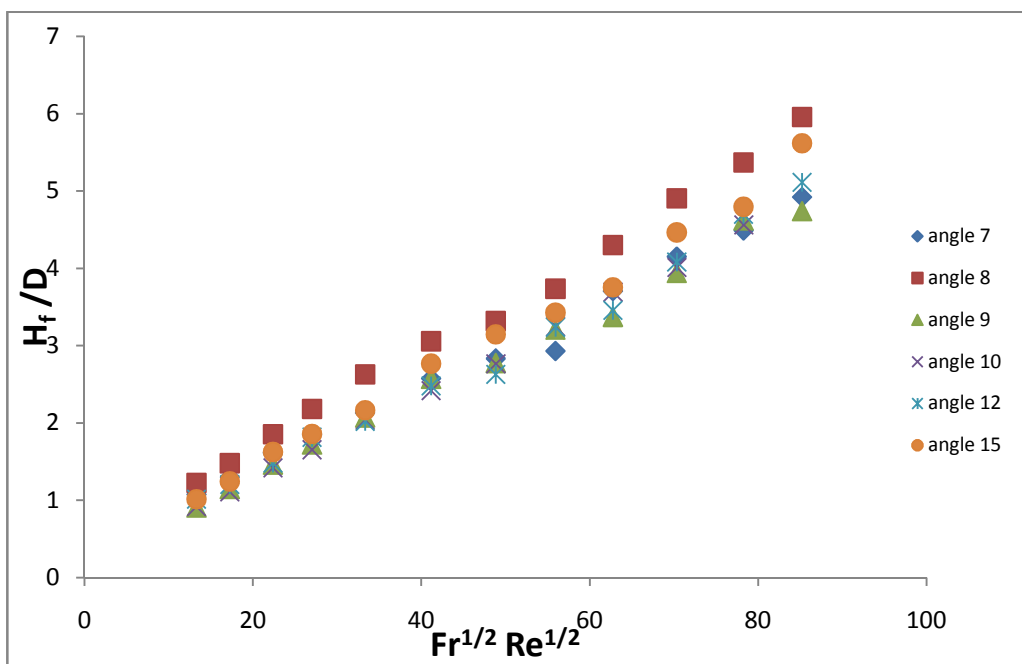


Figure 5.13 : Hauteur finales de fontaine en fonction de  $Fr^{1/2}Re^{1/2}$  pour une inclinaison  $7 < \alpha < 15$  et  $\Delta\rho/\rho=0,8513$

## Chapitre V : Résultats expérimentaux et interprétations

Pour mettre en évidence l'influence de l'inclinaison de la plaque sur la hauteur des fontaines, nous proposons une approche équivalente à celle de Lynn et al. qui se résume comme suit:

A partir des figures 5.12, 5.13, la représentation mathématique de l'évolution de la hauteur adimensionnée en fonction des nombres de Froude et de Reynolds s'écrit :

$$\frac{H_f}{D} = C Fr^{\frac{1}{2}} Re^{\frac{1}{2}} \quad (5.1)$$

Donc la constante  $C = \frac{\frac{H_f}{D}}{Fr^{\frac{1}{2}} Re^{\frac{1}{2}}}$  pour un angle d'inclinaison, un nombre de Froude et un nombre de Reynolds donnés. La moyenne des valeurs de la constante C pour chaque angle d'inclinaison ( $C=f(\alpha)$ ) est tracé sur la figure 5.14.

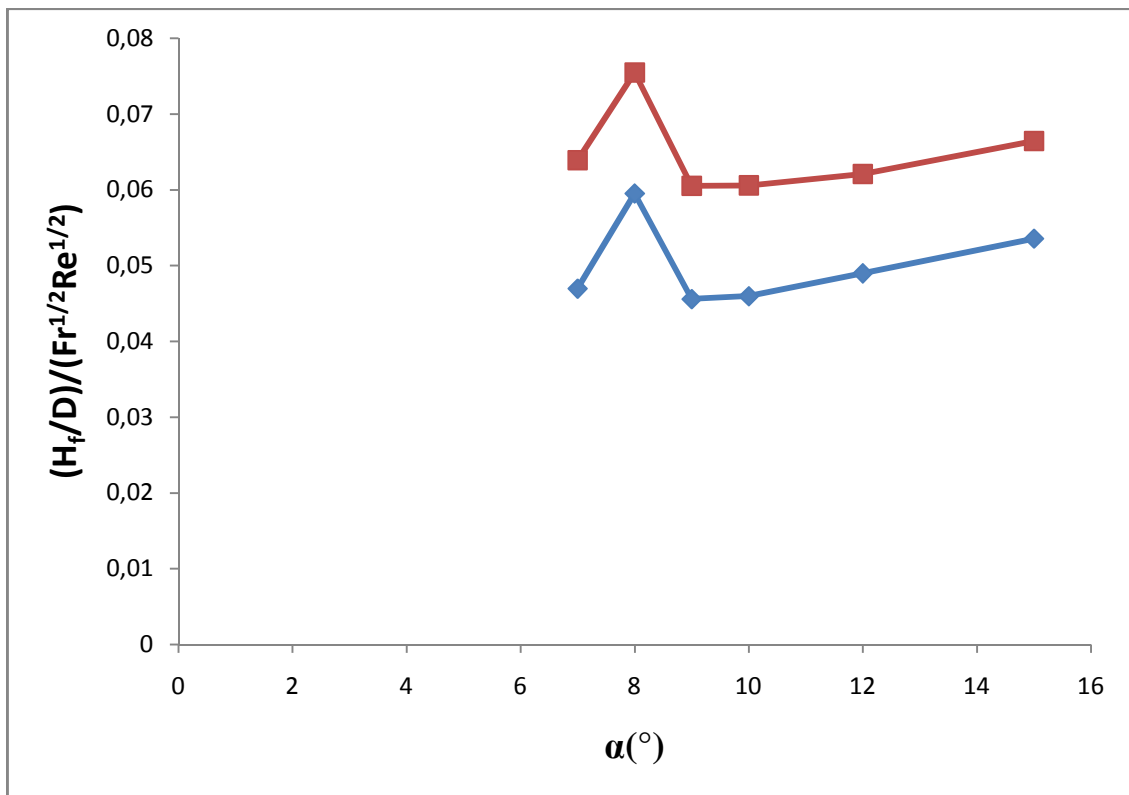


Figure 5.14 : Évolution de la constante de proportionnalité de la loi empirique

$$\frac{H_f}{D} = C Fr^{\frac{1}{2}} Re^{\frac{1}{2}}, \text{ en rouge (Yhe=50\%)} \text{ en bleu (Yhe=100\%)}$$

On remarque que les deux courbes ont la même allure et passe toutes les deux par un maximum situé à  $\alpha = 8^\circ$ . On remarque aussi que la différence de densité entre l'injection et le



## Chapitre V : Résultats expérimentaux et interprétations

fluide environnant ( $\Delta\rho/\rho$ ) à une influence non négligeable sur la constante de proportionnalité de la corrélation de Williamson et al.

Afin de corréler les hauteurs de fontaine en fonction de l'angle d'inclinaison, du nombre de Froude et de Reynolds, nous proposons une loi empirique pour les deux concentrations d'hélium (50% et 100%), qui nous permettra de retrouver la valeur de la constante C pour un angle d'inclinaison donnée :

- Pour une concentration massique de 50% d'hélium et 50% d'air, nous obtenons sur la partie linéaire de la courbe rouge ( $9 \leq \alpha \leq 15$ ),  $C = 0,001\alpha + 0,032$ .
- Pour l'injection d'hélium pur, sur la même partie linéaire,  $C = 0,001\alpha + 0,050$ .

### 3.2. Etude de la longueur retour en amont de la fontaine ( $L_r$ ) :

Nous avons aussi tenté de voir l'influence du nombre de Froude sur les longueurs de retour du fluide en amont, en effet nous avons procédé de la même manière que pour les hauteurs de fontaine, c'est-à-dire en prenant des images à l'aide d'un appareil photo puis de mesurer les images sous image J.

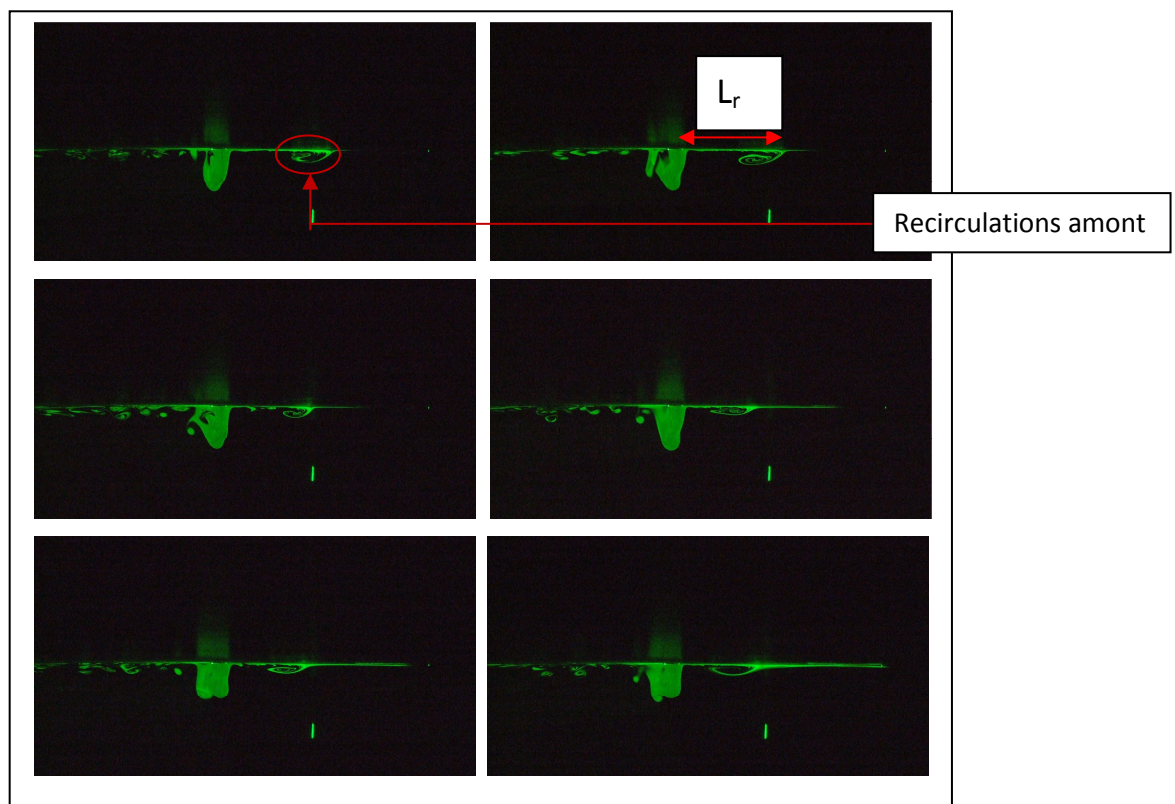


Figure 5.15 : Séquence d'image à  $\alpha=9^\circ$ ,  $Fr=14.5$ ,  $Re=305$ .

## Chapitre V : Résultats expérimentaux et interprétations

On montre à travers plusieurs séquences d'images que la recirculation en amont reste relativement stable au fort angle d'inclinaison mais oscille beaucoup pour des angles d'inclinaisons et de grands nombres de Froude. Sur la figure 5.15, nous présentons une séquence d'images pour un cas de forte pente et un nombre Froude moyen.

Pour la longueur de retour on remarque qu'elle oscille beaucoup car d'une mesure à une autre elle peut doubler de longueur. Les résultats de la mesure de la longueur de retour pour une série d'expérimentation à des inclinaisons allant de  $\alpha=7$  à  $\alpha=15$  sont présentés en fonction du nombre de Froude, (figures 5.16, 5.17).

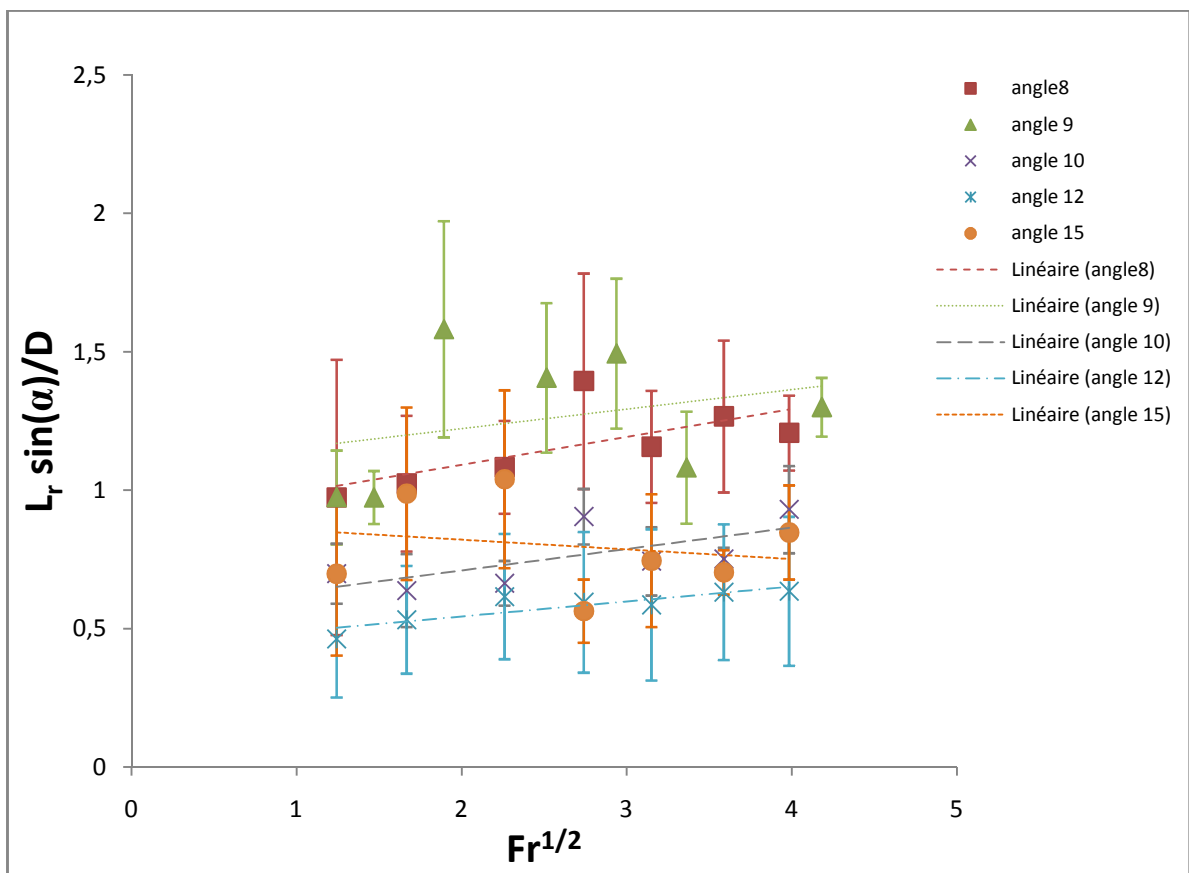


Figure 5.16 :  $L_r \sin(\alpha)/D$  en fonction du nombre de Froude pour  $8 < \alpha < 15$  et  $\Delta\rho/\rho=0,7575$

Les deux graphes (figures 5.16, 5.17) montrent qu'effectivement la valeur de la longueur retour est incertaine. A certains points, les barres d'erreur atteignent le double de la valeur de la mesure elle-même. Sur la figure 5.17 ( $Y_{He}=0.5$ ), on remarque que les points pour  $\alpha=9, 10, 12$  degré sont plus stable que les autres courbes, on remarque aussi que la valeur des barres d'erreur décroît avec l'augmentation de l'angle d'inclinaison et du nombre de Froude.

## Chapitre V : Résultats expérimentaux est interprétations

Le changement de régime d'écoulement tend à stabiliser l'oscillation des longueurs retours. Cette stabilisation est plus marquée au 'full bobbing'. Les mêmes remarques peuvent être faites pour  $Y_{He}=1$ , (figure 5.17).

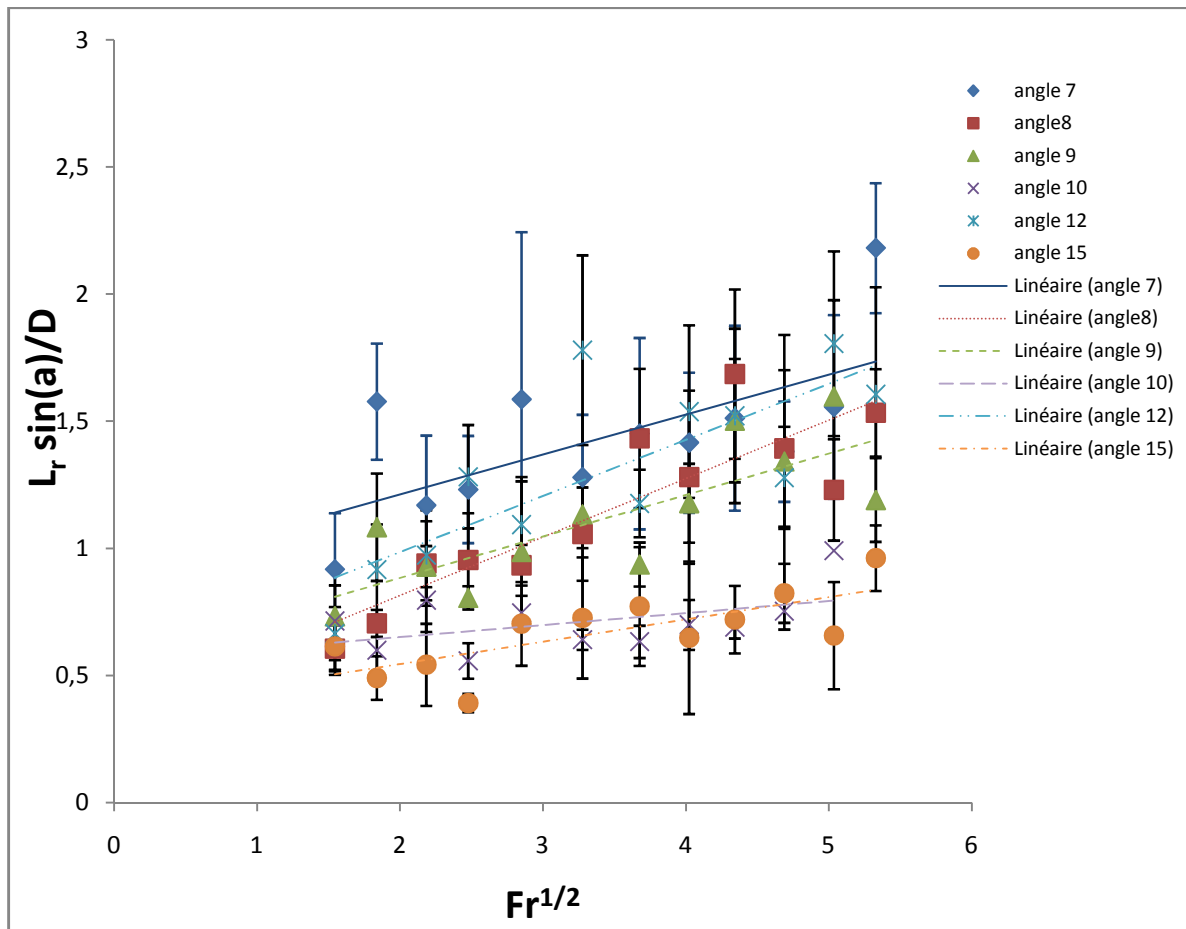


Figure 5.17 :  $L_r \sin(\alpha)/D$  en fonction du nombre de Froude pour  $7 < \alpha < 15$  et  $\Delta\rho/\rho=0,8513$

Comme il a été montré plus haut, d'une part, les longueurs retour sont liées à la quantité de fluide injecté qui est directement proportionnel à la hauteur finale de la fontaine et d'autre part, les hauteurs finales sont bien corrélée par la loi de Philippe et al.

Donc nous pouvons raisonnablement, supposer que la longueur de retour en amont doit forcément pouvoir être calculée par une loi similaire à celle des hauteurs finales de fontaines. Dans ce but, nous traçons  $\frac{L_r}{H_f} = f(Fr^{\frac{1}{2}} Re^{\frac{1}{2}})$ , (figures 5.18, 5.19).

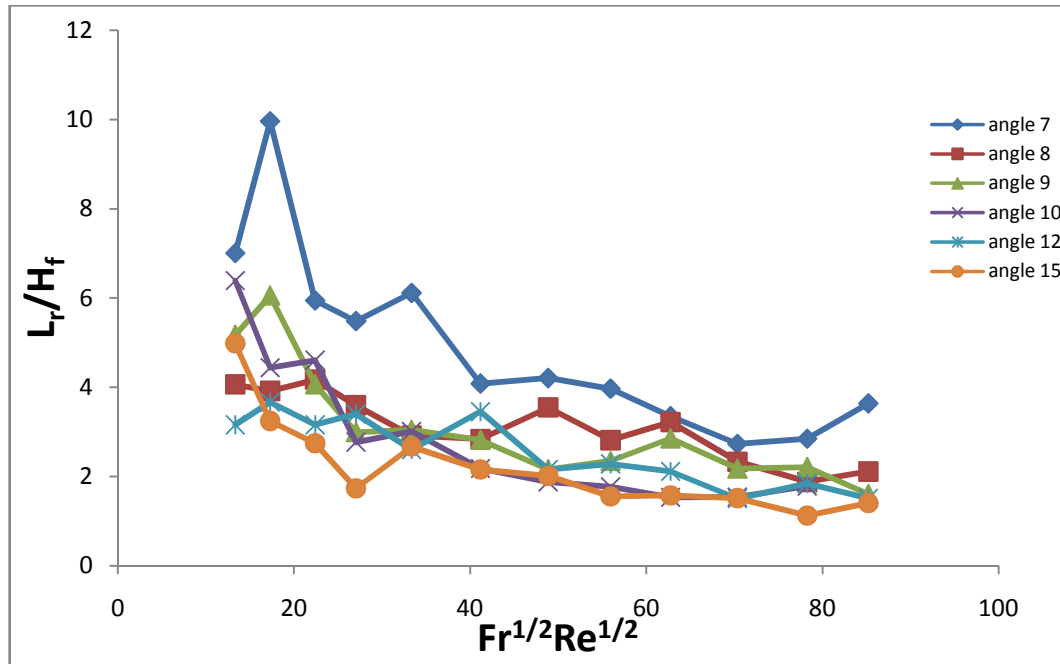


Figure 5.18 : Longueur retour divisé par la hauteur en fonction de  $Fr^{1/2}Re^{1/2}$  pour  $7 < \alpha < 15$  et  $\Delta\rho/\rho=0,8513$

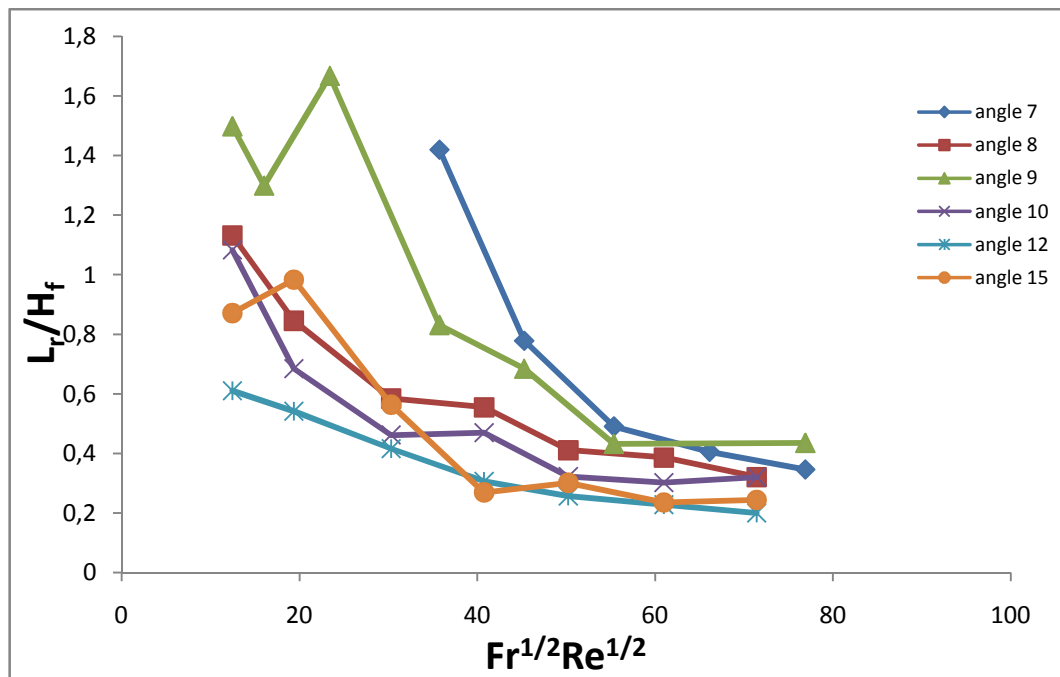


Figure 5.19 : Longueur retour divisé par la hauteur en fonction de  $Fr^{1/2}Re^{1/2}$  pour  $7 < \alpha < 15$  et  $\Delta\rho/\rho=0,7575$

Comme nous pouvons l'observer, (figures 5.18, 5.19) les courbes tendent à devenir constantes pour de grands nombres de Froude et de Reynolds. Après avoir fait cette remarque

## Chapitre V : Résultats expérimentaux et interprétations

nous pouvons supposer que pour de grands nombres de Froude et de Reynolds, les longueurs retours devraient suivre la loi de Philippe et al.

Dans ce but, nous avons effectué une série de mesures pour une pente de 15 degré, mais sur une plus large plage de nombre de Froude et de Reynolds variant de 2 à 252 et de 295 et 1278 respectivement. La figure 5.21, montre que notre hypothèse est justifiée et qu'à un fort débit la longueur retour semble devenir linéaire pour de grand nombre de Froude et de Reynolds.

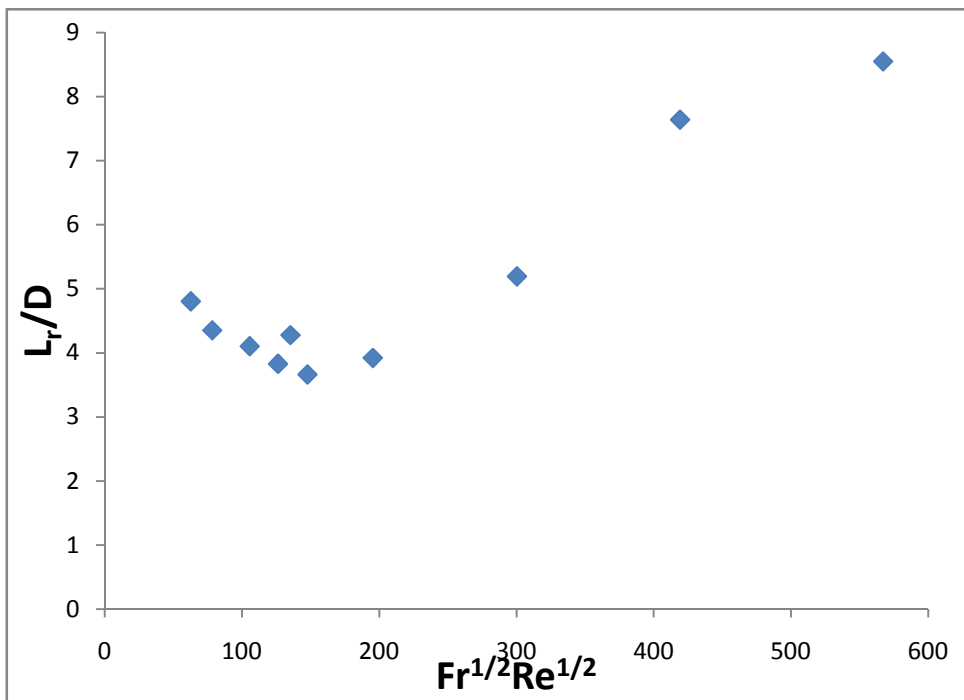


Figure 5.20 : Longueur retour en fonction de  $Fr^{1/2}Re^{1/2}$  pour  $\alpha=12^\circ$  et  $\Delta p/\rho=0,7575$ .

On remarque que pour  $Fr=60$  et  $Re=600$  la courbe change de pente et devient linéaire, ceci peut montrer qu'il y'a un changement de régime au niveau de la plaque, c'est-à-dire que la majeure partie du panache retombant, impacte la surface de la paroi trop loin de la buse d'injection pour créer toutes ces instabilités qui déstabilisent la longueur retour.

D'autre part le panache qui retombe en amont provient d'une fraction stable du débit du jet, et puisque ce débit est proportionnel à  $Fr^{1/2}$ , ce qui fait que la longueur retour devient proportionnelle au nombre de Froude. Cette hypothèse n'est vraisemblable que si l'épaisseur du flux de gravité amont est proportionnel au nombre de Froude, ce que nous avons démontré dans le chapitre III.



# **Conclusion générale et perspectives**

## Conclusion générale et perspectives

---

Dans ce travail nous avons fait une investigation numérique et expérimentale des fontaines laminaires inclinées. Nous nous sommes intéressés à l'aspect phénoménologique des fontaines en relation avec l'angle d'inclinaison. Nous avons montré que le régime stable (steady) existe pour tous les angles d'inclinaisons. Nous avons aussi mis en évidence deux régimes d'écoulements pour les faibles nombres de Froude et de Reynolds : le 'bobbing simultané' et le 'bobbing avant' et la transition entre ses deux régimes a lieu à  $\alpha=5^\circ$ . Aussi nous avons mis en évidence les régimes 'bobbing transitoire' et 'full bobbing'. La transition entre ces deux se fait à  $\alpha=8^\circ$  pour un débit d'injection constant.

Pour les hauteurs finales de fontaines, il a été montré qu'elles dépendent de la pente de la paroi. Nous avons montré que la dépendance était différente de Lynn et al [17], ceci est dû à la forme de l'injection qui est non saillante. La constante de proportionnalité présente un maximum à  $\alpha=8^\circ$ , qui correspond au changement de régimes pour les zones de transition.

A travers nos résultats, nous pouvons conclure que la corrélation de Turner pouvait s'appliquer pour les hauteurs finales de fontaine mais qu'il était plus pertinent d'utiliser la corrélation de Philippe et al. [13] pour les régimes laminaires, et que le fort écart de densité avait une influence non négligeable sur cette corrélation.

Ce travail représente une simple ébauche. Il ouvre un champ très intéressant de perspectives, surtout expérimentalement. Comme nous l'avons vu, l'étude des longueurs de retour  $L_r$  est sujette aux conditions de manipulation ainsi la construction d'une nouvelle maquette plus confinée est indispensable.

Dans le chapitre expérimental nous avons mis en évidence une multitude de régimes d'écoulements que nous avons relié aux régimes de Williamson. Il nous faut donc vérifier que ces régimes d'écoulements restent les mêmes pour des fontaines inversées, et retrouver les bonnes valeurs des constantes des droites qui séparent ces différents régimes.

Il est aussi profitable de rechercher la dépendance de la fréquence du 'bobbing avant' en fonction du nombre de Froude, Reynolds et de la pente de la paroi, et s'en servir comme paramètre pour déterminer les transitions entre les régimes d'écoulements et mettre en place une maquette 2D pour l'étude des fontaines inclinées.



## **Bibliographies:**

- [1] J.S. Turner, "Jets and Plumes with Negative or Reversing Buoyancy", *J. Fluid Mech.* 26, 779-792, (1966)
- [2] L. Pantzalf et R.M. Lueptow, "transient positively and negatively buoyant turbulent round jet", *Experis. Fluids*, 27, 117-125 (1999)
- [3] T. Mizushin, F. Ogino, H. Takeushi et H. Ikawa, "An experimental study of vertical buoyant jet with negative buoyancy" *Warme-und Stoffubertragung*, 16, 15-21 (1982)
- [4] McDougall, T. J. 1981 Negatively buoyant vertical jets. *Tellus* 33, 313–320 (1981).
- [5] Morton, B. R., Taylor, G. I. et Turner, J. S. "Turbulent gravitational convection from maintained and instantaneous sources." *Proc. R. Soc. Lond. A* 234, 1–23 (1956).
- [6] L.J. Bloomfield, R.C. Kerr, "A theoretical model of a turbulent fountain", *J. Fluid Mech.* 424, 197–216 (2000).
- [7] N.B. Kaye et G.R. Hunt, "weak fountain" *J. Fluid Mech.* 558, 319-328 (2006)
- [8] W. D. Baines, J. S. Turner, et I. H. Campbell, "Turbulent fountains in an open chamber." *J. Fluid Mech.* 212, 557–592 (1990).
- [9] H. Zhang et R.E. Baddour, "maximum vertical penetration of round dense jets at small and large froude numbers", *J. Hydraul. Engng.* 124, 550-553 (1998)
- [10] W. Lin et S.W. Armfield, "direct numerical simulation of fountains with intermediate froude and reynolds numbers" *ANZIAM J.* 45, 66-77 (2004)
- [11] W. Lin et S.W. Armfield, "direct simulation of weak axisymmetric fountains in a homogenous fluid" *J. fluid mech.*, 403, 66-88 (2000)
- [12] W. Lin et S.W. Armfield, "very weak axisymmetric fountains in a homogenous fluid" *Numer heat transfer*, A 38, 377-389 (2000)
- [13] P. Phillippe, C. Raufaste, P. Kurowski, et P. Petitjeans, "penetration of a negatively buoyant jet in miscible liquid", *Phys Fluids*, 17, 053601 (2005)

## Bibliographie

---

- [14] N. Williamson, N. Srinarayana, S.W Armfield, G.D.Mcbain et W. Lin, "low reynolds-number fountain behaviour", *J. Fluid Mech*, 608, 297-317(2008)
- [15] N. Srinarayana, N. Williamson, S.W. Armfield, Wenxian Lin "Line fountain behavior at low Reynolds number" *Int,J of Heat Mass Transfer* 53, 2065–2073, (2010)
- [16] I.H. Campbell, J.S. Turner, Fountains in magma chambers, *J. Petrol.* 30 885–923 (1989).
- [17] W.D. Baines, J.S. Turner, I.H. Campbell, Turbulent fountains in an open chamber, *J. Fluid Mech.* 212 (1990) 557–592.
- [18] J. Lynn , Bloomfield, Ross et Kerr, " inclined turbulent fountains", *J. Fluid Mech*, 451, 283-294 (2001).
- [19] Comparison of FDS model predictions with FM/SNL fire test data NIST Technical Report GCR 01-810P, W. Mowrer, Avril 2001
- [20] Optimizing the grid size used in CFD simulations to evaluate Fire Safety in Houses - A. Bounagui, N. Benichou, C. Mc Cartney, A. Kashefin. 3rd Symposium on computational Fluid Dynamics, High Performance Computing and Virtual Reality, National Research Council, Ottawa, Ontario, Canada, Decembre 2003
- [21] Large Eddy Simulation of Buoyant Turbulent pool Fires. Y. Xin, J.P. Gore, K. B. Mc Grattan, R.G. Rehm, H.R. Baumin. 29th Symposium (international) on Combustion - Combustion Institute, Pittsburgh, Pennsylvannie, 2002.
- [22] M. Hadj Nacer, "Etude numérique sur la propagation des fumées et le désenfumage en cas d'incendie dans une station de métro", ENP, Algérie, 2008.
- [23] Fire Dynamics Simulator (Version 5) Technical Reference Guide, National Institute of Standards and Technology Special Publication 1018-5, Octobre 2007.
- [24] Smokeview (Version 5) - A Tool for Visualizing Fire Dynamics Simulation Data Volume II: Technical Reference Guide, National Institute of Standards and Technology Special Publication 1018-5, Aout 2007.

## **Bibliographie**

---

[24] Fire Dynamics Simulator (Version 5) User's Guide, National Institute of Standards and Technology Special Publication 1018-5, Octobre 2007.

[25] Mécanique des fluides pour la ventilation des tunnels routiers, Pierre Carlotti, Centre d'Études des Tunnels, 25 avenue François Mitterrand, juillet 2005.

[26] Les outils de l'ingénierie de la sécurité incendie, Eric GUILLAUME, Responsable des activités Transports, Meubles Rembourrés, Toxicité et Ingénierie de la Sécurité Incendie, Division Comportement au Feu, Centre Energie, Matériaux, Emballage (CEMATE), Laboratoire national de métrologie et d'essais (LNE), Septembre 2006.

[27] W. Kriaa, H. Mhiri, S. El Golli, G. Le Palec et Ph Bournot, "étude numérique d'un jet plan à masse volumique variable en régime laminaire" Rev. Energ. Ren. Vol 5. 93-106 (2002)

## Annexes :

Annexe 1 : calcul de mélange pour une fraction massique  $x=50\%$  d'Hélium.

$\rho_\infty$  : La masse volumique de l'air,  $\rho$  : la masse volumique du fluide injecter à l'entrée de l'orifice.

$$\rho = PM/rT \text{ ou } r=8.314 \text{ kJ/ (kg*K)}$$

$$\frac{1}{M} = \frac{Y}{M_Y} + \frac{1-Y}{M_{air}}$$

$$\mu = \sum_{i=1}^n \frac{Y_i \mu_i}{\sum_{j=1}^n Y_j a_{ij}}$$

$$a_{ij} = \frac{1}{\sqrt{8}} \left( 1 + \left( \frac{\mu_i}{\mu_j} \right)^{\frac{1}{2}} \left( \frac{M_j}{M_i} \right)^{\frac{1}{4}} \right)^2 \left( 1 + \frac{M_i}{M_j} \right)^{-\frac{1}{2}}$$

Ou Y est la fraction massique du fluide considéré.

Annexe2 :

(Nom du programme)

```
&HEAD CHID='SIMULATION', TITLE='SIMULATION1'
```

(Maillage et geometrie)

```
&MESH IJK=75,75,75,XB=-1.0,0.50,-0.750,0.750,0.25,1.0/
```

(Initialization du calcule)

```
&INIT XB=-10.0,10.0,-10.0,10.0,0,10,DENSITY=1.20,TEMPERATURE=20.0/
```

(Maillage non structuré)

```
&TRNX IDERIV=0, CC=-0.25, PC=-0.49, MESH_NUMBER=1 /
```

```
&TRNX IDERIV=1, CC=-0.25, PC=0.2290, MESH_NUMBER=1 /
```

```
&TRNY IDERIV=0, CC=-0.1, PC=-0.01, MESH_NUMBER=1 /
```

```
&TRNY IDERIV=1, CC=-0.1, PC=0.132579185520362, MESH_NUMBER=1 /
```

(Conditions au limites et specification du temps de calculi)

```
&MISC GVEC=0.51340,0,-9.796560,ISOTHERMAL=.TRUE.,DNS=.FALSE./
```

```
&TIME T_END=100/
```

```
&SPEC ID='HELIUM'/
```

```
&SURF ID='HELIUM',MASS_FRACTION(1)=0.50,VEL=-3.0,TMP_FRONT=20.0/
```

```
&DUMP
```

```
PLOT3D_QUANTITY(1)='DENSITY',PLOT3D_QUANTITY(5)='HELIUM',DT_PL3D=4.0
```

```
/
```

```
&VENT MB='XMAX', SURF_ID='OPEN'/
```

```
&VENT MB='YMAX', SURF_ID='OPEN'/
```

```
&VENT MB='ZMAX', SURF_ID='OPEN'/
```

```
&VENT MB='XMIN', SURF_ID='OPEN'/
```

```
&VENT MB='YMIN', SURF_ID='OPEN'/
```

```
&VENT MB='ZMIN', SURF_ID='OPEN'/
```

```
&OBST XB=-1.0,0.5,-0.750,0.750,0.990,1.0/
```

```
&VENT XB=-0.490,-0.510,-0.01,0.01,0.990,0.990, SURF_ID='HELIUM', COLOR='RED'/
```

(Visualization des resultants)

```
&SLCF PBX=0,QUANTITY='HELIUM'/
```

```
&SLCF PBX=0,QUANTITY='VELOCITY'/
```

```
&SLCF PBX=0,QUANTITY='DENSITY',VECTOR=.TRUE./
```

```
&SLCF PBX=-0.50,QUANTITY='HELIUM'/
```

```
&SLCF PBX=-0.50,QUANTITY='VELOCITY'/
```

```
&SLCF PBX=-0.50,QUANTITY='DENSITY',VECTOR=.TRUE./
```

&SLCF PBZ=0.980,QUANTITY='HELIUM'/  
&SLCF PBZ=0.980,QUANTITY='VELOCITY'/  
&SLCF PBZ=0.980,QUANTITY='DENSITY',VECTOR=.TRUE./  
&SLCF PBZ=0.970,QUANTITY='HELIUM'/  
&SLCF PBZ=0.970,QUANTITY='VELOCITY'/  
&SLCF PBZ=0.970,QUANTITY='DENSITY',VECTOR=.TRUE./  
&SLCF PBZ=0.960,QUANTITY='HELIUM'/  
&SLCF PBZ=0.960,QUANTITY='VELOCITY'/  
&SLCF PBZ=0.960,QUANTITY='DENSITY',VECTOR=.TRUE./  
&TAIL/