



**HAL**  
open science

# Flottabilité et stratification dans l'incendie

Rabah Mehaddi

► **To cite this version:**

Rabah Mehaddi. Flottabilité et stratification dans l'incendie. Mécanique des fluides [physics.class-ph].  
Université de Lorraine, 2023. tel-04411375

**HAL Id: tel-04411375**

**<https://hal.science/tel-04411375>**

Submitted on 24 Jan 2024

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

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

Public Domain



**UNIVERSITÉ  
DE LORRAINE**



**UNIVERSITÉ DE LORRAINE**

**École doctorale SIMPEE**

Mémoire présenté le 06 Juillet 2023 en vue de l'obtention du diplôme  
d'**HABILITATION A DIRIGER DES RECHERCHES**

par **Rabah Mehaddi**  
Maître de Conférences

Spécialité : Mécanique des fluides

## **Flottabilité et stratification dans l'incendie**

Composition du jury :

Béatrice Patte-Rouland	Professeur	Université de Rouen	Rapporteur
Hugues Pretrel	Ingénieur de recherche	I.R.S.N.	Rapporteur
Paul-Antoine Santoni	Professeur	Université de Corse.	Rapporteur
Pascal Boulet	Professeur	Université de Lorraine	Examineur
Jacques Magnaudet	Directeur de recherche	IMFT-CNRS	Président
Pietro Salizzoni	Professeur	École Centrale de Lyon.	Examineur
Olivier Vauquelin	Professeur	Aix-Marseille Univ.	Examineur
Jose Torero Cullen	Professeur	Univ. College London	Examineur
Fabien Candelier	Professeur	Aix-Marseille Univ.	Invité
Samuel Vaux	Ingénieur de recherche	I.R.S.N.	Invité

# Table des matières

<b>Introduction</b>	<b>1</b>
<b>1 Dossier professionnel</b>	<b>3</b>
Curriculum vitæ synthétique . . . . .	3
Encadrements de thèses et de masters . . . . .	5
Liste des publications et des conférences . . . . .	8
Activités d’enseignement et d’administration . . . . .	12
Collaborations . . . . .	14
Participation à des projets de recherche . . . . .	18
Divers . . . . .	20
<b>2 Fontaines</b>	<b>21</b>
2.1 Introduction . . . . .	21
2.2 Instabilités des fontaines miscibles laminaires . . . . .	23
2.3 Fontaines miscibles turbulentes . . . . .	27
2.4 Fontaines en milieux stratifiés . . . . .	31
2.5 Fontaines miscibles non-Boussinesq . . . . .	35
2.6 Bilan . . . . .	42
<b>3 Panaches et applications dans l’incendie</b>	<b>43</b>
3.1 Définitions . . . . .	43
3.2 Panache d’incendie dans un milieu stratifié en deux couches . . . . .	46
3.2.1 Détermination d’un critère de piégeage/échappement d’un panache . . . . .	47
3.2.2 Hauteur du panache . . . . .	48
3.3 Panache en milieu linéairement stratifié . . . . .	50
3.3.1 Hauteur du panache . . . . .	50
3.4 Panache d’incendie dans un compartiment : modèle de remplissage . . . . .	54
3.4.1 Remplissage avec un panache d’incendie . . . . .	55
3.5 Remplissage et vidange simultanés . . . . .	56
3.5.1 Modèle théorique . . . . .	58
3.5.2 Comparaison avec des données expérimentales . . . . .	59
3.6 Bilan . . . . .	62
<b>4 Particules en milieu stratifié</b>	<b>63</b>
4.1 Introduction . . . . .	63
4.2 Équations du mouvement . . . . .	64
4.3 Trainée en écoulement rampant . . . . .	66
4.4 Résolution analytique . . . . .	66
4.5 Bilan . . . . .	69
<b>5 Projets de Recherche</b>	<b>71</b>
5.1 Effets Non-Boussinesq . . . . .	71
5.2 Effets d’inertie sur le mouvement de particules rigides en milieux stratifiés . . . . .	72
5.3 Modélisation des feux sous-ventilés . . . . .	73

5.4	Physique de la combustion des nappes de combustible liquides . . . . .	78
	<b>Bibliographie</b>	<b>79</b>

# Table des figures

1.1	Schéma de la maquette du tunnel et de son puits de descente, utilisée pour les expériences de la société du Grand Paris. . . . .	15
1.2	Exemple de simulation LES (Large Eddy Simulation) d'une fontaine turbulente avec le code de calcul ISIS. . . . .	15
1.3	Panache d'air et d'hélium dans un tunnel ventilé longitudinalement : (a) les fumées sont repoussées en aval de la source, (b) formation du "Backlayering". . . . .	16
1.4	Cliché instantané (a) d'une fontaine faible ( $Fr = 1$ , $Re = 570$ et $\rho_i/\rho_0 = 0.95$ ) et (b) d'une fontaine forcée ( $Fr = 14$ , $Re = 1770$ et $\rho_i/\rho_0 = 0.44$ ). $\rho_i$ et $\rho_0$ sont respectivement la masse volumique de la fontaine et la masse volumique du milieu ambiant. . . . .	16
1.5	Image du banc expérimental pour l'étude de la combustion du bois dans les poêles domestiques. . . . .	17
1.6	Schéma du banc expérimental pour l'étude du système de cantonnement par rideau d'eau. Ce banc expérimental représente un niveau de bateau à l'échelle 1/12 ème. . . . .	18
2.1	Schéma d'une fontaine durant (a) sa phase ascendante et (b) sa phase établie. La figure est tirée de l'article de <a href="#">Vaux et al. (2019)</a> . . . . .	22
2.2	Fontaine laminaire en régime établi ( $Re = 21$ et $Fr = 0.71$ ) où $b_i = 2.4$ mm, $\eta_i = 0.00646$ et $w_i = 0.88$ cm/s. Expérience de <a href="#">Williamson et al. (2008)</a> . . . . .	23
2.3	Fontaine laminaire en régime "flapping" ( $Re = 72$ et $Fr = 1$ ) où $b_i = 2.4$ mm, $\eta_i = 0.00454$ et $w_i = 3.2$ cm/s. Expérience de <a href="#">Williamson et al. (2008)</a> . . . . .	24
2.4	Fontaine laminaire $Re = 105$ et $Fr = 105$ où $b_i = 0.38$ mm, $\eta_i = 0.00186$ et $w_i = 0.276$ m/s. Expérience de <a href="#">Williamson et al. (2008)</a> . . . . .	24
2.5	Fontaine laminaire $Re = 26$ et $Fr = 26$ où $b_i = 0.38$ mm, $\eta_i = 0.00186$ et $w_i = 6.9$ m/s. Images prises à $t = 10$ s, 20 s, 30 s, 50 s, 90 s et 120 s. Expérience de <a href="#">Williamson et al. (2008)</a> . . . . .	25
2.6	Fontaine laminaire d'hélium pur dans de l'air pour des valeurs des nombres de Reynolds et de Froude respectivement de $Re = 63$ et $Fr = 5.1$ . L'écart temporel entre chaque image est de 0.012 s. Expérience de <a href="#">Lamorlette et al. (2011)</a> . . . . .	26
2.7	Fontaine turbulente forcée d'eau salée dans un bac d'eau douce pour des valeurs des nombres de Reynolds et de Froude, respectivement, de $Re = 2373$ et $Fr = 11.9$ . Expérience de <a href="#">Burridge and Hunt (2012)</a> . . . . .	28
2.8	Iso-surfaces instantanées pour le discriminant du tenseur de gradient de vitesse pour le cas $Fr = 23.7$ . Le gris foncé représente l'enveloppe de la partie ascendante de la fontaine alors que le gris clair correspond à l'enveloppe de la partie descendante de la fontaine. $H(t)$ est la hauteur de la fontaine à un instant $t$ . . . . .	29
2.9	Évolution de la hauteur sans dimension de la fontaine en fonction du nombre de Froude. Ligne continue : equation (2.3.3) pour le régime des fontaines forcées, ligne en tirets : équation (2.3.4) pour le régime des fontaines faibles, ♦ <a href="#">Lin and Armfield (2000a)</a> , • <a href="#">Baines et al. (1990)</a> et ▼ <a href="#">Kaye and Hunt (2006)</a> . . . . .	30
2.10	Évolution du ratio $\lambda = H_{tr}/H_m$ en fonction du nombre de Froude. Ligne continue : théorie, ○ : expériences de <a href="#">Burridge and Hunt (2012)</a> . . . . .	30

2.11	Étapes d'établissement d'une fontaine d'eau lourde turbulente axisymétrique rejetée verticalement dans un bac d'eau dont la masse volumique est stratifié. Expérience de <a href="#">Bloomfield and Kerr (1998)</a> . . . . .	32
2.12	Schéma illustratif d'une fontaine dans un milieu linéairement stratifié. . . . .	33
2.13	(a) Solutions numériques de l'équation (2.4.6) en fonction de $\sigma_i$ pour différentes valeurs de $\Gamma_i$ . (b) Solutions numériques de (2.4.6) en fonction de $\Gamma_i$ pour différentes valeurs de $\sigma_i$ . . . . .	34
2.14	Schéma du banc expérimental. (1) arrivée d'air, (2) arrivée d'hélium, (3) débitmètres, (4) acide hydrochlorique, (5) ammoniaque, (6) chambre <i>plenum</i> , (7) panneau rectangulaire, (8) nappe laser, (9) Camera CCD. . . . .	35
2.15	Images instantanées de fontaines : (a) ( $Fr = 1$ , $Re = 570$ et $\rho_i/\rho_0 = 0.95$ ) et (b) ( $Fr = 14$ , $Re = 1770$ et $\rho_i/\rho_0 = 0.44$ ). . . . .	36
2.16	Comparaisons entre les résultats expérimentaux pour la hauteur moyenne $H_m$ et les corrélations de <a href="#">Burridge and Hunt (2012)</a> : Ligne continue, $H_m/b_i = 2.46 Fr$ , tirets, $H_m/b_i = 0.86 Fr^2$ , Tirets-pointillés $H_m/b_i = 0.81 Fr^{2/3}$ . Les point expérimentaux sont (o) sont grisés en fonction du rapport de masse volumique $\rho_i/\rho_0$ . . . . .	36
2.17	Détermination de la loi correctrice pour les hauteurs de fontaines en fonction du rapport de masse volumique $\rho_i/\rho_0$ . La ligne continue représente la ligne de pente 1/2 et celle en tirets représente la pente de 3/4. Les données expérimentale sont représentées par des cercles (o). . . . .	37
2.18	Comparaisons entre les résultats expérimentaux de la hauteur $H_m$ et les relations : ligne continue $H_m/b_i = 2.58 Fr_{NB}$ , ligne en tirets $H_m/b_i = 1.4 Fr_{NB}^2$ , ligne en tirets-pointillés $H_m/b_i = 1.1 Fr_{NB}^{2/3}$ . Les données expérimentales (o) sont grisées en fonction du rapport $\rho_i/\rho_0$ . . . . .	38
2.19	Développement d'une fontaine non-Boussinesq descendante avec $Fr = 23.7$ , $\rho_i/\rho_0 = 0.4$ de $t = 0.15 s$ (a) et un incrément de $\delta t = 0.30 s$ entre chaque image. . . . .	39
2.20	(a) Compraison entre les résultats numériques pour la hauteur $H_m/b_i$ et la corrélation (ligne continue) $H_m/b_i = 2.46 Fr$ . Les points ( $\Delta$ ) sont pour les fontaines montantes et les points ( $\nabla$ ) sont pour les fontaines descendantes. Les points sont grisés en fonction du rapport $\rho_i/\rho_0$ . (b) Comparaison entre les points numériques (symboles similaires à la figures 2.20(a)) pour la hauteur $H_{ss}/b_i$ la corrélation (ligne continue), $H_m/b_i = 2.41 Fr_{NBd}$ . . . . .	40
2.21	Hauteur de fontaines sans dimensions ( $H_m/(2.46 b_i Fr)$ ) en fonction du rapport de masse volumique ( $\rho_i/\rho_0$ ) où $\Delta$ représente les mesures expérimental de <a href="#">Baddour and Zhang (2009)</a> , $\nabla$ les mesure de <a href="#">Mehaddi et al. (2015a)</a> , les symboles ( $\blacktriangle$ ) correspondent au simulations des fontaines montantes et les symboles ( $\blacktriangledown$ ) représentent les fontaines descendantes. La ligne continue correspond $(\rho_i/\rho_0)^{1/2}$ et la ligne en tirets-pointillés correspond à $(\rho_i/\rho_0)^{3/4}$ . . . . .	41
3.1	Exemple d'un panache thermique issue d'une personne dans une pièce (Simulations numériques par DNS <a href="#">Yang et al., 2022</a> ). . . . .	44
3.2	Schéma d'un panache se développant dans un milieu homogène de masse volumique $\rho_0$ . Le panache est émis par une source circulaire de diamètre $D$ et un flux de flottabilité $F$ . La vitesse d'entraînement est notée $u_e(z)$ , la masse volumique moyenne est notée $\rho(z)$ , sa vitesse est notée $u(z)$ et son rayon est noté $b(z)$ . . . . .	45
3.3	Schéma d'un panache d'incendie se développant dans un fluide stratifié à deux couches et montrant trois étapes différentes : (a) la montée initiale du panache dans la couche inférieure, (b) l'impact du panache sur l'interface et (c) le développement de la fontaine turbulente au-dessus de l'interface. Sont également représentés le diamètre du feu $D$ , la puissance du feu $Q$ , la profondeur de la couche inférieure $H_l$ , les densités des couches inférieure et supérieure, respectivement $\rho_l$ et $\rho_u$ , les températures des couches inférieure et supérieure, respectivement $T_l$ et $T_u$ , et enfin la hauteur de la fontaine $H_f$ au-dessus de l'interface. . . . .	46

3.4	Visualisation de l'écoulement dans le plan médian vertical pour quatre simulations (a) simulation S0, (b) simulation S10, (c) simulation S4 et (d) simulation S16 correspondant respectivement à des valeurs croissantes du paramètre de stratification $\Lambda$ . La barre de couleur montre la grandeur $\phi = (T_u - T)/(T_u - T_l)$ et son niveau minimum est fixé à $\phi = 0.05$ (qui donne la localisation approximative de la fontaine émergente) pour les cas de piégeage de l'écoulement et $\phi = -0.05$ pour le cas d'échappement du panache. Les vecteurs vitesses sont mis à l'échelle pour donner la valeur de la vitesse relative. . . . .	49
3.5	Comparaison entre le modèle actuel et les simulations numériques réalisées par le code CALIF <sup>3</sup> S-ISIS. Les cercles noirs correspondent aux simulations et la ligne solide épaisse représente l'équation (3.2.12) . . . . .	50
3.6	Développement d'un panache dans un milieu stratifié. Expérience Air-Helium réalisée à IUSTI. . . . .	51
3.7	Identification des cas asymptotiques de $H_p$ . Les courbes fines et continues correspondent respectivement à la solution numérique de l'équation (3.3.1). La ligne épaisse et continue correspond au cas asymptotique $\Gamma_i \sigma_i^{5/4} \ll 1$ et $\sigma_i \ll 1$ . La courbe épaisse en tirets correspond au cas asymptotique $\Gamma_i \sigma_i^{1/2} \ll 1$ et $\sigma_i \gg 1$ . Les lignes fines en pointillés correspondent au cas asymptotique $\sigma_i \gg 1$ et $\Gamma_i \sigma_i^{1/2} \gg 1$ . Les valeurs de $\alpha_n$ et $\alpha_p$ sont respectivement 0.07 et 0.12. . . . .	52
3.8	Comparaisons entre les données expérimentales de <a href="#">Fan (1967)</a> , <a href="#">Abraham and Eysink (1969)</a> et <a href="#">Sneck and Brown (1974)</a> , et l'équation (3.3.2). . . . .	52
3.9	Comparaisons entre la théorie ( $\alpha_n = 0.07$ et $\alpha_p = 0.12$ ) et les résultats numériques de <a href="#">Devenish et al. (2010)</a> pour la hauteur totale du panache et la hauteur d'étalement de la partie descendante. . . . .	53
3.10	Représentation schématique de la configuration considérée. Ici, la température de la couche chaude est notée $T_{up}$ , tandis que celle du milieu ambiant est notée $T_0$ . . . . .	55
3.11	Image issue d'expériences réalisées au LEMTA. Il s'agit d'un compartiment en polycarbonate, permettant visualiser l'écoulement et la flamme. Le compartiment dispose d'un exutoire au plafond pour permettre l'évacuation naturelle des fumées. On observe le processus de remplissage et de vidange et la formation d'une couche de fumées stable. . . . .	57
3.12	Schéma du processus de remplissage et de vidange simultanés d'un local contenant un exutoire avec un panache turbulent. Notez que $A$ est la surface de l'exutoire. . . . .	58
3.13	L'épaisseur sans dimension de la couche stratifié ( $\zeta_a$ ) en fonction du paramètre $\Sigma$ , pour trois configurations différentes. Les lignes continues épaisses correspondent aux solutions numériques des équations [3.5.10, 3.5.12], les lignes continues fines correspondent aux solutions numériques de l'équation (3.5.13), les lignes épaisses en tirets correspondent à l'équation (3.5.14) et les lignes épaisse en tirets et pointillées correspondent à l'équation (3.5.15). Les symboles correspondent aux données expérimentales : (●) configuration 1, (▲) configuration 2 et (■) configuration 3 . Notez que le coefficient d'entraînement $\alpha$ est fixé à 0, 12. . . . .	60
3.14	Exemple d'expérience montrant le remplissage avec un panache turbulent et de la vidange naturelle par un exutoire au plafond du compartiment. . . . .	60
4.1	Sphère dans un fluide linéairement stratifié avec une masse volumique ambiante $\rho_0 = \rho_\infty - \gamma x_3$ où gravité $\mathbf{g}$ pointe dans la direction négative $-\hat{\mathbf{e}}_3$ . (nous désignons la base dans le laboratoire par $\hat{\mathbf{e}}_1, \hat{\mathbf{e}}_2$ , et $\hat{\mathbf{e}}_3$ , et $x_3$ est la troisième composante du vecteur de coordonnées $\mathbf{x}$ . La particule sédimente avec une vitesse $\mathbf{u}$ dans la direction de $-\hat{\mathbf{e}}_3$ . . . . .	64
4.2	Variation de $M_{33}$ en fonction de $\ell_s/\ell_o$ pour différents Pr (voir l'équation (4.4.11b)). Sont également représentés les trois régimes différents de l'équation (4.4.12), lignes pleines noires. . . . .	68

4.3	(a) Comparaison entre l'équation (4.4.11b) et les résultats DNS pour $Re= 0.05$ par Yick et al. (2009) pour $Pr= 7$ (○), $Pr= 700$ (◊), et par Zhang et al. (2017) pour $Pr= 0,7$ (■) et $Pr= 700$ (■). Les lignes pleines colorées représentent l'équation (4.4.11b) pour $\epsilon < 0.3$ . La ligne pointillée verticale correspond à $Fr=1/Re$ . (b) Mêmes données que dans la figure (a) mais maintenant avec des axes linéaires. La ligne pointillée noire montre la traînée pour le système homogène fini obtenu par Zhang et al. (2017). La ligne noire pleine montre la valeur théorique pour le système homogène infini. . . . .	69
5.1	Illustration tri-dimensionnelle de l'impact d'un panache sur une interface de densité. La simulation est réalisée avec ISIS. . . . .	72
5.2	Structures tourbillonnaires au sein d'un courant de gravité caractérisé par une injection continue. L'extraction des structures est effectuée à partir de données que nous avons obtenues avec le code NEK5000. . . . .	72
5.3	Régimes de combustion dans un compartiment contenant une porte : a) correspond à un régime parfaitement ventilé, b) régime intermédiaire, c) régime sous-ventilé . . . . .	74
5.4	Exemple d'un feu sous confiné. Expérience réalisée au LEMTA. . . . .	75
5.5	Régimes de combustion dans un compartiment contenant une porte : a) correspond à un régime parfaitement ventilé, b) régime intermédiaire, c) régime sous-ventilé . . . . .	77

# Liste des tableaux

- 2.1 Régimes d'écoulements des fontaines turbulentes et corrélations pour la hauteur établie  $H_m$ . Expériences par [Burrige and Hunt \(2012\)](#). . . . . 27
- 3.1 Corrélations usuellement utilisées pour quantifier  $\dot{m}_p$ . . . . . 56
- 3.2 Détails des paramètres expérimentaux considérés durant les expériences. . . . . 60



# Introduction

Ce manuscrit résume les travaux de recherche que j'ai réalisés depuis mon recrutement comme Maître de conférences à l'Université de Lorraine. J'ai intégré l'équipe "*feux*" du LEMTA, animée par Pascal Boulet puis Anthony Collin, en 2015 pour travailler sur la propagation des fumées issues d'incendies. Je suis arrivé dans l'équipe avec une première expérience des sciences de l'incendie, après mon doctorat obtenu en 2014 sur le thème des "fontaines turbulentes". Mes compétences relevaient des écoulements de fumées en particulier mais plus généralement des écoulements fluides pilotés par leurs flottabilités et possiblement soumis à la stratification ambiante. L'équipe "*feux*" s'intéresse à tous les phénomènes physiques mis en jeu durant un incendie, à savoir, la pyrolyse des matériaux combustibles, le rayonnement des flammes, la propagation des fumées, la lutte contre les feux, l'aspersion, l'évacuation, etc... Mon intégration au sein de l'équipe "*feux*" fut immédiate car j'ai pu rapidement m'imprégner de ses thématiques de recherche et de ses méthodes expérimentales. J'ai d'abord commencé à travailler sur les écoulements de fumées dans des géométries longitudinales de type couloir ou tunnel. Ce fut aussi pour moi l'occasion de collaborer avec la société du Grand Paris. Je me suis ensuite intéressé aux feux de compartiment. Lorsqu'un feu se produit dans un local, si la quantité d'oxygène entrant par les ouvrants est suffisante pour embraser l'ensemble du gaz combustible, le feu est dit "ventilé" ou "sur-ventilé". Dans ce cas, les fumées issues du feu remplissent progressivement la pièce et un profil de densité se dessine à l'intérieur du local. La caractérisation de ce profil de température/densité a été étudiée durant la thèse de Samia Haouari-Harrak, que j'ai co-encadrée avec Pascal Boulet. J'ai prolongé ce travail en m'intéressant au cas où la quantité d'oxygène n'est plus suffisante pour permettre au gaz de combustion de pleinement brûler à l'intérieur du local. Ainsi, la flamme se déplace vers l'extérieur du compartiment à la recherche de l'oxygène nécessaire à la combustion du gaz combustible. Dans ce cas, le feu est dit "sous-ventilé". La question à laquelle je souhaitais répondre est : comment savoir, avant que la combustion ne commence, si un feu sera "sur-ventilé" ou "sous-ventilé" ? Cette question a été investiguée au cours de la thèse de Bouaza Lafdal que j'ai également co-encadrée avec Pascal Boulet. Ce travail est actuellement poursuivi durant la thèse d'Anastasiya Burdun que je co-encadre aussi avec Pascal Boulet. Ces trois thèses ont toutes été financées par le contrat cadre entre le CSTB et le LEMTA, en collaboration avec Mehdi Koutaiba pour la partie industrielle. Par ailleurs, en collaboration avec Naval Group et l'INERIS, je me suis intéressé à l'effet d'une aspersion sur les feux confinés. Dans ce cas, plusieurs phénomènes physiques interagissent simultanément comme le refroidissement des gaz combustibles, l'inertage du foyer ou les phénomènes d'entraînement induits par le spray. Ce travail est réalisé dans le cadre de la thèse de Lucie Lapillonne que j'encadre avec Anthony Collin. À côté de ce travail sur les feux de compartiment, j'ai ouvert de nouveaux sujets de recherches tels que l'étude de la physique de la combustion des nappes liquides en collaboration avec Tarek Beji de l'université de Gand en Belgique. Un autre sujet très important est la pyrolyse du bois dans le but de modéliser la combustion du bois bûche dans les poêles pour le chauffage domestique. Cette étude est réalisée dans le cadre de la thèse de Mariam Abdo que je co-encadre avec Yann Rogaume du LERMAB.

En parallèle, j'ai poursuivi mes travaux sur le problème spécifique des écoulement du type fontaine, panache, remplissage-vidange. Les connaissances acquises sur ces sujets ont été mises en application sur les sujets traités sur l'incendie au LEMTA. En effet, dans tous les thèmes de recherche que j'ai étudiés, deux phénomènes importants sont souvent intervenus à savoir la

flottabilité et la stratification. Les forces de flottabilité sont engendrées par les différences de densité entre l'écoulement et son milieu. Ces différences de densité sont généralement liées à la concentration d'un composé particulier comme le sel dans l'eau, ou à la différence de température entre l'écoulement et son milieu environnant, comme c'est le cas pour les incendies. La stratification quant à elle intervient de diverses manières. Par exemple, la stratification du milieu a un impact direct sur le développement d'un panache ou d'une fontaine. La stratification d'une strate de fumées issue d'un incendie dans un local ou un bâtiment est importante pour l'évacuation des personnes ou l'intervention des pompiers.

Dans ce manuscrit, 12 ans après le début de mon doctorat, je propose une synthèse des mes travaux de recherche. J'ai fait le choix rédactionnel d'insister sur les phénomènes physiques qui gouvernent les fontaines, les panaches et le mouvement de particules comme les gouttes ou les suies. Mon objectif est de présenter un état de l'art détaillé sur ces recherches que j'ai conduites depuis 12 ans. C'est pourquoi je reviens systématiquement sur la bibliographie, les modèles historiques pour mieux décrire les travaux que je mène aujourd'hui. Je parlerai moins des aspects incendie de compartiments et mouvement de fumées dans les tunnels ou la dégradation des matériaux, mais ces thèmes seront abordés dans les parties "curriculum vitæ" et "projets de recherches". Ainsi, ce manuscrit contient 5 chapitres structurés de la façon suivante : dans le chapitre 1, je présente mon dossier professionnel. Il contient un curriculum vitæ, une liste de mes encadrements de thèses et de masters, une liste de mes publications et mes activités d'enseignements. Je décris par la suite les projets scientifiques auxquels j'ai participé et les collaborations que j'ai menées aux niveaux national et international.

Dans le chapitre 2 seront décrits mes travaux de recherche sur les fontaines. Ces travaux se concentrent sur les fontaines miscibles, c'est-à-dire, que le fluide de la fontaine peut se mélanger avec le fluide ambiant. Dans un premier temps, on se concentrera sur les fontaines laminaires ainsi que les régimes d'instabilités qui apparaissent quand la fontaine est inclinée. Dans un second temps, Je présenterai mes recherches sur les fontaines turbulentes. J'ai cherché à caractériser les hauteurs des fontaines dans différentes configurations afin de rendre compte des différents effets mis en jeu. Par exemple, j'ai étudié les fontaines en milieu homogène pour montrer l'effet des forces de flottabilité et du mélange turbulent, puis, les fontaines turbulentes se développant dans un milieu stratifié et les fontaines non-Boussinesq pour montrer les effets des différences de densité ainsi que l'effet de la direction d'injection à savoir les fontaines montantes ou descendantes.

Dans le chapitre 3, on revoit le cas du panache turbulent. Je commence tout d'abord par rappeler les résultats fondamentaux sur cet écoulement canonique qui peut être perçu comme l'antagoniste de la fontaine. Après ce rappel, je décris mes travaux sur les panaches en milieux stratifiés en deux couches ou linéairement stratifiés. Dans les deux cas, le panache se développe dans un milieu infiniment grand sans limites spatiales. Par la suite, je traite la problématique du remplissage avec un panache. Dans ce cas, le panache est confiné dans un local. On considère en particulier que le source du panache est un feu. Cette source remplit progressivement le local. Nous considérons également le cas où le local contient un exutoire au plafond. Dans ce cas, on parle de remplissage et de vidange simultanée pilotée par la flottabilité de la strate de fumées. Ces configurations académiques représentent les briques élémentaires permettant de comprendre la façon dont les fumées se propagent dans des géométries plus complexes.

Dans le chapitre 4 seront exposés mes travaux sur le mouvement de particules solides en milieu linéairement stratifié. Il s'agira de considérer les effets d'inerties liés à la stratification et à la flottabilité sur le mouvement des particules de petites dimensions. Pour résoudre ce problème, une méthode mathématique nouvelle a été développée. Cette méthode se base sur la théorie des distributions et fait également appel à la méthode de raccordement de solutions asymptotiques.

Enfin dans le chapitre 5, je discute mes projets de recherche pour les prochaines années. Ces projets s'inscrivent à la fois dans la continuité des travaux que j'ai menés depuis mon recrutement et aussi dans la perspective de nouveaux champs d'investigations.

# Chapitre 1

## Dossier professionnel

### Sommaire

---

Curriculum vitæ synthétique . . . . .	3
Encadrements de thèses et de masters . . . . .	5
Liste des publications et des conférences . . . . .	8
Activités d'enseignement et d'administration . . . . .	12
Collaborations . . . . .	14
Participation à des projets de recherche . . . . .	18
Divers . . . . .	20

---

---

## Curriculum vitæ synthétique

---

RABAH MEHADDI

Né le 19 juillet 1986 (36 ans) à Yakouren (Algérie)

Nationalité française

Adresse : 257 rue Jeanne d'Arc, 54000, Nancy

Tel : 07 61 78 33 80

Email : rabah.mehaddi@univ-lorraine.fr

### PARCOURS PROFESSIONNEL :

---

◇ **2015–présent** : MAITRE DE CONFÉRENCES À L'UNIVERSITÉ DE LORRAINE

- Unité d'enseignement : Polytech Nancy  
2 Rue Jean Lamour  
54519 Vandoeuvre-lès-Nancy Cedex

- Unité de recherche : Laboratoire Énergies et Mécanique Théorique et Appliquée - LEMTA  
2 Avenue de la Forêt de Haye TSA 60604  
54518 Vandoeuvre-lès-Nancy cedex

◇ **2014–2015** : ATTACHÉ TEMPORAIRE D'ENSEIGNEMENT ET DE RECHERCHE À L'ÉCOLE POLYTECHNIQUE D'INGÉNIEURS DE MARSEILLE, DÉPARTEMENT MÉCANIQUE ET ÉNERGÉTIQUE

## FORMATION :

---

- ◇ **2011–2014** : DOCTORAT DE MÉCANIQUE ET ÉNERGÉTIQUE À AIX-MARSEILLE UNIVERSITÉ (Laboratoire IUSTI).
  - **Thèse soutenue le 14 Novembre 2014** : "Contribution à l'étude des fontaines turbulentes miscibles"
- ◇ **2010–2011** : MASTER 2 : SCIENCES DU FEU ET INGÉNIERIE DE LA SÉCURITÉ INCENDIE (Aix-Marseille Université).
  - **Stage de Master 2 réalisé à l'IUSTI** : "Étude d'une fontaine turbulente en milieu linéairement stratifié" (6 mois).
- ◇ **2005–2010** : DIPLÔME D'INGÉNIEUR DE L'ÉCOLE NATIONALE POLYTECHNIQUE D'ALGER.
  - **Projet de fin d'études réalisé à l'IUSTI** : " Étude des fontaines inclinées " (6 mois).

## ACTIVITÉS DE RECHERCHE ET D'ENSEIGNEMENT :

---

- ◇ **Thématiques de recherches** :
  - Écoulements incompressibles à masse volumique variable (panaches, fontaines, courants de gravité).
  - Transport lagrangien de particules en milieux stratifiés.
  - Propagation des fumées d'incendie dans des tunnels . feux de compartiment et feux sous-ventilés.
  - Étude des sprays en milieu thermiquement stratifié.
- ◇ **Outils utilisés** : Théoriques (solutions raccordées), Expérimentaux (tomographie laser, camera rapide, PIV ...), Numériques (FDS, CFAST, Matlab, Maple).
- ◇ **Co-encadrement de 5 thèses de doctorats** : Samia Haouari-Harrak (2016-2019), Bouaza Lafdal (2019-2022), Mariam Abdo (2020-2023), Lucie Lapillone (2021-2024) et Anastasiya Burdun (2022-2025).
- ◇ **25 publications dans des revues scientifiques** : Journal of Fluid Mechanics (7), Comptes-Rendus de Mécanique (1), Fire Safety Journal(1), Physical Review Fluids (2), Experimental Thermal and Fluid Science (1), Environmental Fluid Mechanics (1), International Journal of Heat and Fluid Flow (1), International Journal of Thermal Sciences (2), Fire Technology (2), International Journal of Heat and Mass Transfer (1), Journal of Physics : Conference Series(2), Fire and Materials (2).
- ◇ **Expertises scientifiques pour des revues internationales** :
  - *Journal of Fluid Mechanics, Physical Review letters, Fluids, E, Experimental Thermal and Fluid Science, Tunnelling and Underground Space Technology et Fire Safety Journal.*
- ◇ **Expériences d'enseignement** :
  - 6 ans Maitre de Conférences à Polytech Nancy (2015-2021) : 230 heures TD/an.
  - 1 année d'ATER à l'école d'ingénieurs Polytech Marseille (2014-2015) : 192 heures TD.
  - 2 années de monitorat à Aix-Marseille Université (2012-2014) : 128 heures TD.
- ◇ **Matières enseignées** :
  - Mécanique des fluides,
  - Thermodynamique,
  - Cinématique du point matériel,
  - Méthodes numériques.

---

# Encadrements de thèses et de masters

---

## Thèses soutenues :

### ◊ Thèse de Bouaza Lafdal (09/2019- 12/2022) :

La thèse de Bouaza Lafdal est intitulée : Étude théorique et expérimentale des feux confinés. Le but de cette thèse est la compréhension des couplages physiques induits par le confinement d'un feu. Un intérêt particulier est porté aux phénomènes physiques entrant en jeu lors de la transition d'une combustion pilotée par le combustible à un contrôle par la ventilation. Le co-encadrement à 50% est réalisé avec Pascal Boulet. Le financement de la thèse est assuré par le LEMTA, dans le cadre du laboratoire commun entre le LEMTA et le Centre Scientifique et Technique du Bâtiment (CSTB).

À l'issue de la thèse, sont parues les publications suivantes

- **B. Lafdal**, R. Djebbar, P. Boulet, R. Mehaddi, E.M. Koutaiba, T. Beji, J. L. Torero (2022). "Numerical Study of the combustion regimes in naturally-vented compartment fires". **Fire Safety Journal**.

### ◊ Thèse de Samia Haouari-Harrak (02/2016- 02/2019) :

La thèse de Samia Haouari-Harrak est intitulée : Contributions à l'étude des écoulements de fumées dans un bâtiment en situation d'incendie. Cette thèse visait à comprendre le comportement aérodynamique des fumées issues d'un incendie dans un bâtiment. Le co-encadrement à 50% a été réalisé avec Pascal Boulet. Le financement de la thèse a été assuré par le LEMTA, dans le cadre du laboratoire commun entre le LEMTA et le Centre Scientifique et Technique du Bâtiment (CSTB). À l'issue de la thèse, sont parus les articles suivants :

- R. Mehaddi, P. Laboureur, A. Braconnier, P. Boulet, **S. Haouari-Harrak**, A. Collin, S. Becker & J.-Y. Morel, (2020) "Experimental characterization of a smoke flow in a small length corridor". **Fire technology**, 56, 883-889.
- **S. Haouari-Harrak**, R. Mehaddi, P. Boulet, E.M. Koutaiba, (2020) "Evaluation of the room smoke filling time for fire plumes : Influence of the room geometry". **Fire and materials**, 44, 793-803.
- G., Giovannelli, E., Blanchard, **S., Houari-Harrak**, R., Mehaddi, P., Boulet, T., Roggaume, & B., Batiot (2018, November). Full-scale smoke tests in a three-storey residential building. **Journal of Physics : Conference Series** (Vol. 1107, No. 4, p. 042027). IOP Publishing.
- **S. Houari-Harrak**, R. Mehaddi, P. Boulet & S. Becker (2018, November). Impact of the room geometry on the smoke filling time due to a fire plume. **Journal of Physics : Conference Series** (Vol. 1107, No. 4, p. 042022). IOP Publishing.
- **S. Haouari. Harrak**, R. Mehaddi, P. Boulet, E. M. Koutaiba, G. Giovannelli, & S. Becker, (2019). Virtual origin correction for a fire plume in a room under displacement ventilation regime. **International Journal of Thermal Sciences**, 136, 243-253.

## Thèses en cours :

### ◊ Thèse de Anastasiya Burdun (10/2022- 10/2025) :

La thèse de Anastasiya Burdun est intitulée : Compréhension et modélisation des feux sous-ventilés. L'objectif de cette thèse est d'évaluer les sous-modèles généralement utilisés dans les codes commerciaux comme FDS et Firefoam afin d'améliorer la prédictibilité des feux confinés. En effet, plusieurs travaux de recherche montrent notamment l'incapacité de ces codes de calculs à reproduire correctement le comportement des feux très confinés avec une très forte sous-

ventilation du foyer. Le financement de la thèse est assuré par le LEMTA, dans le cadre du laboratoire commun entre le LEMTA et le Centre Scientifique et Technique du Bâtiment (CSTB).

◇ **Thèse de Lucie Lapillonne (11/2021- 11/2024) :**

La thèse de Lucie Lapillonne est intitulée : Modélisation de l'interaction entre un brouillard d'eau et un feu contrôlé par la ventilation. Cette thèse est dirigée en collaboration avec Naval Group et l'INERIS. Elle porte sur la compréhension de l'influence d'un brouillard d'eau sur l'extinction d'un incendie en milieu sous ventilé. Elle vise à introduire au sein du logiciel FDS des modèles physiques capables de reproduire l'interaction entre un brouillard d'eau et une flamme. La thèse comporte également un volet expérimental. Dans cette partie, l'interaction d'un spray avec un feu de nappe ou de gaz sera analysée dans le but de confirmer et de modifier les sous-modèles présents dans FDS.

◇ **Thèse de Mariam Abdo (12/2020- 12/2023) :**

La thèse de Mariam Abdo est intitulée : Modélisation de la combustion de bois bûches en foyers domestiques. La thèse est dirigée en collaboration avec le LERMAB et l'entreprise Fonte-Flamme, avec un financement de l'ADEME. L'objectif principal de ce travail de thèse consiste à développer une démarche de modélisation (avec un code de calcul type FDS) qui prend en compte l'ensemble des phénomènes de combustion, depuis la pyrolyse du bois sous l'effet de la chaleur jusqu'à l'évacuation des fumées. Le développement de ce modèle sera validé à chaque étape par des tests et des expérimentations sur des dispositifs adéquats et à taille réelle. Enfin, nous prévoyons de faire évoluer progressivement le modèle vers la prédiction des niveaux d'émissions des gaz et des particules en ajoutant des modèles cinétiques de plus en plus aboutis.

◇ **Encadrement de stagiaires niveau Master 2 :**

1. 2020/2021 : Co-encadrement (50%) du stage M2 de Florian Ingold intitulé "Etude expérimentale et numérique du mouvement des fumées dans un navire roulier" réalisé au LEMTA.
2. 2018/2019 : Co-encadrement (33%) du stage M2 de Bergentayev Didar intitulé "Droplet evaporation in the frame of fire suppression" réalisé au LEMTA.
3. 2017/2018 : Co-encadrement (50%) du stage M2 de Johana Hubert intitulé "Étude d'un panache de fumée dans un tunnel en construction" réalisé au LEMTA.
4. 2016/2017 : Co-encadrement (50%) du stage M2 de Japhet Telassamou intitulé "Évaluation des performances d'un système de rideau d'eau mis en place comme protection incendie dans un tunnel en phase de chantier" réalisé au LEMTA.
5. 2015/2016 : Co-encadrement (50%) du stage M2 de Pascal Laboureur intitulé "Étude expérimentale et numérique du mouvement des fumées dans un canal" réalisé au LEMTA.
6. 2015/2016 : Co-encadrement (50%) du stage M2 d'Alexandre Braconnier intitulé " Étude expérimentale et numérique du remplissage d'un local avec un panache de fumée" réalisé au LEMTA.
7. 2014/2015 : Co-encadrement (50%) du stage M2 Ouardia Ait-Oucheggou intitulé "Étude de courant de densité Boussinesq et non-Boussinesq dans un milieu homogène" réalisé à l'IUSTI.
8. 2012/2013 : Co-encadrement (50%) du stage M2 Abdallah Daddi Moussa Ider intitulé "Dispersion des panaches de polluants dans les milieux homogènes et stratifiés" réalisé à IUSTI.
9. 2011/2012 : Co-encadrement (50%) du stage M2 Rym Ben Moussa intitulé "Étude d'un panache massique axisymétrique turbulent se développant en champ libre" réalisé à IUSTI.

◇ **Encadrement de stages recherche niveau Master 1 :**

1. 2016/2017 : Co-encadrement (50%) du stage de Rémi Danouf et Antoine Jourdain de Muizon - Ecole des Mines de Nancy - intitulé "Étude de l'épaisseur de films d'eau soumis à un flux thermique pour la protection incendie", réalisé au LEMTA.
2. 2021/2022 : Co-encadrement (50%) du stage M1 de Lorik Carrier intitulé "Caractérisation d'un spray pour l'extinction d'un incendie" réalisé au LEMTA.

---

## Liste des publications et des conférences

---



---

### PUBLICATIONS :

---



---

#### ARTICLE DANS DES REVUES DE RANG A :

---

1. A. Lamorlette, **R. Mehaddi**, & O. Vauquelin "Unstable modes of laminar round fountains on inclined wall" **Comptes-Rendus de Mécanique** **339**, 250-256, 2011.
2. **R. Mehaddi**, O. Vauquelin & F. Candelier "Analytical solutions for turbulent Boussinesq fountains in a linearly stratified environment" **Journal of Fluid Mechanics** **691**, 487-497, 2011.
3. **R. Mehaddi**, F. Candelier & O. Vauquelin "Naturally bounded plumes." **Journal of Fluid Mechanics** **717**, 472-483, 2013.
4. F. Candelier, **R. Mehaddi** & O. Vauquelin "The history force on a small particle in a linearly stratified fluid." **Journal of Fluid Mechanics** **749**, 184-200, 2014.
5. J. Le Clanche, P. Salizzoni, M. Creyssels, **R. Mehaddi**, F. Candelier & O. Vauquelin, "Aerodynamics of buoyant gases within a longitudinally ventilated tunnel : Experiments in two different reduced scale models." **BHR Group - 15th International Symposium on Aerodynamics, Ventilation and Fire in Tunnels**. 2-s2.0-84897544515, 2013.
6. J. Le Clanche, P. Salizzoni, M. Creyssels, **R. Mehaddi**, F. Candelier & O. Vauquelin "Aerodynamics of buoyant releases within a longitudinally ventilated tunnel." **Experimental Thermal and Fluid Science** **57**, 121-127, 2014.
7. **R. Mehaddi**, S. Vaux, O. Vauquelin & F. Candelier "On the modelling of steady turbulent fountains". **Environmental Fluid Mechanics**, **15(6)**, 1115-1134. 2015.
8. **R. Mehaddi**, O. Vauquelin & F. Candelier "Experimental non-Boussinesq fountains". **Journal of Fluid Mechanics** , **784**, R6, 2015.
9. O. Vauquelin, **R. Mehaddi**, E. Casalé & E. Valério "Non-Boussinesq experiments on natural ventilation in a 2D semi-confined enclosure" **International Journal of Heat and Fluid Flow**, **65**, 323-327, 2017.
10. P., Salizzoni, M., Creyssels, L., Jiang, A., Mos, **R., Mehaddi**, & O., Vauquelin (2018). Influence of source conditions and heat losses on the upwind back-layering flow in a longitudinally ventilated tunnel. **International Journal of Heat and Mass Transfer**, **117**, 143-153.
11. **R. Mehaddi**, Candelier, F., & Mehlig, B. (2018). Inertial drag on a sphere settling in a stratified fluid. **Journal of Fluid Mechanics**, 855, 1074-1087.
12. G., Giovannelli, E., Blanchard, S., Houari-Harrak, **R., Mehaddi**, P., Boulet, T., Rogeume, & B., Batiot (2018, November). Full-scale smoke tests in a three-storey residential building. **Journal of Physics : Conference Series** (Vol. 1107, No. 4, p. 042027). IOP Publishing.
13. S. Houari-Harrak, **R. Mehaddi**, P. Boulet & S. Becker (2018, November). Impact of the room geometry on the smoke filling time due to a fire plume. **Journal of Physics : Conference Series** (Vol. 1107, No. 4, p. 042022). IOP Publishing.
14. S. Vaux, **R. Mehaddi**, O. Vauquelin & F. Candelier (2019). Upward versus downward non-Boussinesq turbulent fountains. **Journal of Fluid Mechanics**, 867, 374-391.



## COMMUNICATIONS AVEC COMITÉ DE LECTURE :

1. **R. Mehaddi**, O. Vauquelin & F. Candelier "Negatively buoyant releases into stratified atmosphere." 9<sup>th</sup> European Fluid Mechanics Conference, 9 au 13 Septembre 2012, Rome (Italie).
2. **R. Mehaddi**, S. Vaux, F. Candelier & O. Vauquelin "Hauteur de fontaines retombantes." 21<sup>ème</sup> Congrès Français de Mécanique, 26 au 30 août 2013, Bordeaux (France).
3. R. Mehaddi, O. Vauquelin & F. Candelier "Fontaines et panaches faibles non-Boussinesq en milieu stratifié." 16<sup>èmes</sup> Journées Internationales de Thermique, 13 au 15 Novembre 2013, Marrakech (Maroc).
4. **R. Mehaddi**, O. Vauquelin & F. Candelier "Non-Boussinesq forced fountains." 10<sup>th</sup> European Fluid Mechanics Conference, 14 au 18 Septembre 2014, Copenhague (Danemark).
5. O. Ait Oucheggou, B. Benkoussas, **R. Mehaddi**, O. Vauquelin " Étude des courants de gravité non-Boussinesq dans les milieux homogènes", 2<sup>ème</sup> Conférence Internationale de Mécanique (ICM 15). Constantine, Algérie.25-26 Novembre 2015
6. S. Haouari Harrak, P. Fromy, P. Boulet, **R. Mehaddi** & E. Blanchard "Fire risk assessment with a stochastic approach-model development and application to an auditorium", 14<sup>th</sup> INTERFLAM, 4 au 6 juillet 2016, Londres (Royaume-Uni).
7. S. Vaux, **R. Mehaddi**, O. Vauquelin, F. Candelier "Dynamics of non Boussinesq fountains" , 11<sup>th</sup> European Fluid Mechanics Conference (EUROMECH),13 au 16 Septembre 2016, Séville (Espagne).
8. S. Haouari Harrak, **R. Mehaddi**, P. Boulet, El Mehdi Koutaiba & Simon Becker "Impact of the room geometry on the smoke filling time due to a fire plume", 3<sup>rd</sup> European Symposium on Fire Safety Science (ESFSS), 12 au 14 Septembre 2018, Nancy (France).
9. S. Haouari Harrak, **R. Mehaddi**, P. Boulet, & E Mehdi Koutaiba "Experimental Study of Smoke Movement Between Two Rooms Connected by a Stairwell", 15<sup>th</sup> INTERFLAM, 1 au 3 juillet 2019, Londres (Royaume-Uni).
10. B. Lafdal, P. Boulet, **R. Mehaddi**, et E. Koutaiba, "Experimental investigation of under-ventilated compartment pool fires", 13th IAFSS Symposium, April 26 to 30, 2021, Waterloo, (Canada).
11. B. Lafdal, P. Boulet, **R. Mehaddi**, et E. Koutaiba, "A comparison between FDS and OpenFoam in case of under-ventilated compartment fire", 38th International Symposium on Combustion, January 24 to 29, 2021, Adelaide, (Australia).
12. S. Haouari Harrak, **R. Mehaddi**, P. Boulet, & E Mehdi Koutaiba "Evaluation of the room smoke filling time for fire plumes : The Influence of the room geometry", 13th IAFSS Symposium, April 26 to 30, 2021, Waterloo, (Canada).
13. S. Vaux, **R. Mehaddi**, A. Collin & P. Boulet, "Fire plume in a two-layer stratified environment", 13th IAFSS Symposium, Avril 26- 30, 2021, Waterloo, (Canada).
14. D. Zeinali, F. Ingold, Z. Acem, **R. Mehaddi**, G. Parent, A. Collin and P. Boulet, "Study of radiation containment using water curtains in a reduced-scale deck of a ro-ro ship", 13th IAFSS Symposium, Avril 26-30, 2021, Waterloo, (Canada).
15. F. Ingold, D. Zeinali, Z. Acem, **R. Mehaddi**, G. Parent, A. Collin & P. Boulet, "Experimental study of radiation attenuation using water curtains in a reduced-scale deck of a ro-ro ship", 1st International Conference on the Stability and Safety of Ships and Ocean Vehicles, Juin 6-11, 2021, University of Strathclyde in Scotland, UK.
16. Z. Acem, **R. Mehaddi**, V. Dréan, J. Laumesfeld , G. Parent, A. Collin , N. Proal and A. Wilhelm, "Water spray cooling of a hot metallic plate", 10th International Seminar on Fire and Explosion Hazards, Mai 22-27, 2022, Oslo, Norvège.

- 
17. **R. Mehaddi**, F. Candelier & B. Mehlig, "Theoretical study of a particle moving in a stratified rotating fluid", IUTAM Symposium on "Particles, Drops and Bubbles in Stratified Environments, Juillet 04-06, 2022, Toulouse, France.
  18. S. Vaux , **R. Mehaddi**, & O. Vauquelin, "Interaction of turbulent plumes with a sharp density interface", EFMC14 - 14th European Fluid Mechanics Conference, 13-16 Septembre 2022, Athènes, Grèce.
  19. T. Redaelli, F. Candelier, **R. Mehaddi**, C. Eloy & B.Mehlig "Drag and flow field of an unsteady inertial squirmer", EFMC14 - 14th European Fluid Mechanics Conference, 13-16 Septembre 2022, Athènes, Grèce.
  20. J. Magnaudet, F. Candelier, **R. Mehaddi** & B. Mehlig "Second-order inertial forces and torques on a spherical particle in a viscous linear flow", American Physical Society - 75th Annual Meeting of the Division of Fluid Dynamics, 20-22 Novembre, Indianapolis, Indiana, USA.

---

COMMUNICATIONS SANS COMITÉ DE LECTURE :

---

1. **R. Mehaddi**, O. Vauquelin & F. Candelier "Instabilités des fontaines faibles laminaires." 15<sup>èmes</sup> Journées Internationales de Thermique, 24 au 26 Septembre 2011, Tlemcen (Algérie).
2. **R. Mehaddi**, O. Vauquelin & F. Candelier "Panache turbulent en milieu linéairement stratifié." Rencontres du GdR Feux, 23 au 24 Janvier 2014, Niort (France).
3. F. Candelier, **R. Mehaddi** & O. Vauquelin "Forces hydrodynamiques qui s'exercent sur une particule dans un milieu stratifiés." Rencontres du GdR Feux, Juin 2014, Corte (France). Présentation orale.
4. **R. Mehaddi**, J. Tellasamou, Z. Acem, A. Collin & P. Boulet "Interaction aspersion/fumées dans un tunnel en phase chantier", Rencontres du GdR Feux, 12 au 13 octobre 2017, Balma (France).
5. B. Lafdal, P. Boulet, **R. Mehaddi**, et E. Koutaiba, "Etude Numérique des feux sous-ventilés", 28<sup>ème</sup> journées du GDR Feux, 03 et 04 décembre, 2020, Nancy, (France).

---

CONFÉRENCES INVITÉS :

---

1. **R. Mehaddi** "La dynamique des écoulements des fumées en milieux confinés", Journées techniques du PoCES : Écoulements et gestion des fumées en environnement souterrain, 11 et 12 avril 2019, Ecurey, France.
2. **R Mehaddi** , "Écoulement de fumées dans un tunnel en phase chantier" Journée Scientifique EXPLOR, December 17, 2020, Université de Lorraine, Nancy, France.

## Activités d'enseignement et d'administration

### ENSEIGNEMENTS RÉALISÉS :

	Matière	Type	Niveau	Volume horaire	Établissement
M C F	Mécanique des fluides	TD	Bac + 3	28 h	Polytech Nancy
	Mécanique des fluides	TP	Bac + 3	36 h	Polytech Nancy
	Mécanique des fluides	TD	Bac + 4	10 h	Polytech Nancy
	Cinématique du point	CM	Bac + 1	18 h	Polytech Nancy
	Mécanique du point	TD	Bac + 1	30 h	Polytech Nancy
	Thermodynamique	TP	Bac + 2	81 h	Polytech Nancy
A T E R	Mécanique des fluides	TD	Bac + 4	16 h	Polytech Marseille
	Mécanique des fluides	TP	Bac + 4	132 h	Polytech Marseille
M O N I T O R A T	Thermodynamique	TD	Bac + 3	24 h	Aix-Marseille Université
	Mécanique des fluides	TD	Bac + 4	44 h	Aix-Marseille Université
	Mécanique des fluides	TP	Bac + 5	32 h	Aix-Marseille Université
	Méthodes numériques	TD	Bac + 4	28 h	Aix-Marseille Université

#### ◇ Descriptif de ces enseignements

- Cinématique du point matériel : description du temps et de l'espace, vitesse et accélération, changement de référentiel.
- Thermodynamique : Premier et second principes, cycles thermodynamiques, machines thermiques, pile à combustible.
- Mécanique des fluides :
  - Statique des fluides, théorème de Bernoulli...
  - Dynamique des fluides parfaits, théorème d'Euler, fluides réels (perte de charge).
  - Méthode expérimentale pour l'étude des panaches turbulents, transferts de chaleur et de masse et rhéologie des fluides complexes.

— Instrumentation : fil chaud, analyseur d'Oxygène et camera infrarouge.

- Méthodes numériques : résolution des systèmes algébriques linéaires et des systèmes non-linéaires, intégration, interpolation, différences finies et résolution d'EDO.

◇ **Nature et lieux des enseignements**

- Première et deuxième années de la prépa-intégrée de Polytech Nancy, Université de Lorraine.
- Quatrième année à Polytech Nancy, option Mécanique des Fluides, Université de Lorraine.
- Licence 3 de Mécanique et Master 1 et 2 de Mécanique, Physique et Ingénierie, Aix-Marseille Université.
- Quatrième année d'ingénieur à Polytech Marseille, option Mécanique et Énergétique, Aix-Marseille Université.

◇ **Activités administratives**

- Responsable des stage de fin d'étude à Polytech Nancy.
- Responsable des projets "Études et Réalisations" à Polytech Nancy.

---

## Collaborations

---

### ◇ Collaborations avec des organismes publics/privés :

- Collaboration avec le **Centre Scientifique et Technique du Bâtiment (CSTB)** dans le cadre des thèses de doctorat de Samia Haouari-Harrak, Bouaza Lafdal et Anastasiya Burdun. Cette collaboration vise à développer et à améliorer les outils numériques et expérimentaux permettant la mise en œuvre de systèmes de sécurité contre l'incendie. Elle a d'ores et déjà donné lieu à plusieurs communications dans des congrès nationaux et internationaux ainsi que des articles scientifiques dans des revues à comité de lecture. Ce travail est encadré par le laboratoire commun entre le CSTB et le LEMTA créé en 2016 (reconduit en 2020) et dont les thèmes de recherches sont : dégradation thermique, propagation des feux et lutte contre l'incendie.
- Collaboration avec **Naval Group** et **l'INERIS** dans le cadre de la thèse de doctorat de Lucie Lapillonne. Cette thèse a pour objet l'étude de l'aspersion sur les feux confinés dans le domaine Naval. L'objectif est d'améliorer la modélisation de ce type de phénomènes à l'aide du code de calcul FDS. En particulier, la modélisation du spray ainsi que le modèle de combustion dans FDS feront l'objet d'une attention toute particulière. Dans ce but deux bancs expérimentaux ont été mis en place. Le premier consiste dans la mise en place d'un système de mesure appelé spray-spy permettant de mesurer la distribution des tailles de gouttes et de leurs vitesses à une position donnée. Ce banc permettra de calibrer nos simulations numériques. Le deuxième consiste en une buse pour sprinkler disposée au dessus d'un brûleur à gaz. Ce dernier dispositif permettra d'évaluer les capacités du code à reproduire proprement l'interaction d'un spray avec une flamme.
- Collaboration avec la **Société du Grand Paris** pour l'évaluation de systèmes de sécurité contre l'incendie dans le cas d'un tunnel en phase chantier. L'objectif de ce travail était l'étude de l'interaction entre une aspersion d'eau dans un tunnel en phase chantier avec les fumées chaudes issues de l'incendie. En particulier pour évaluer l'effet de cantonnement des fumées par le système d'aspersion et ses conséquences sur la sécurité des ouvriers. Ce travail a consisté dans la mise en place d'une maquette expérimentale à petite échelle (6m de long) reproduisant un tunnel de 500m de long et 10m de diamètre (voir figure 1.1). Un article est paru dans *International Journal of Thermal Sciences*. De plus un reportage, portant sur la maquette expérimentale réalisée dans le cadre de cette collaboration, a été diffusé par **France 3 Lorraine**. Dans une seconde phase de ce projet, nous avons étudié l'évacuation des fumées par le puits de descente. Cette seconde étude a été réalisée en combinant des mesures PIV et des simulations numériques à l'aide du code de calcul FDS.
- Collaboration avec S. Vaux (**Institut de Radioprotection et de Sûreté Nucléaire, IRSN**) dans le cadre du développement du code de calcul ISIS développé par l'IRSN. Ce travail a consisté dans la simulation de fontaines turbulentes en milieux ouverts (voir figure 1.2), comparaisons des résultats de simulations avec des données expérimentales et établissement d'un modèle théorique. Ce travail a donné lieu à plusieurs communications nationales et internationales ainsi que trois publications dans *Environmental Fluid Mechanics*, *Journal of Fluid Mechanics* et *Fire Technology*.

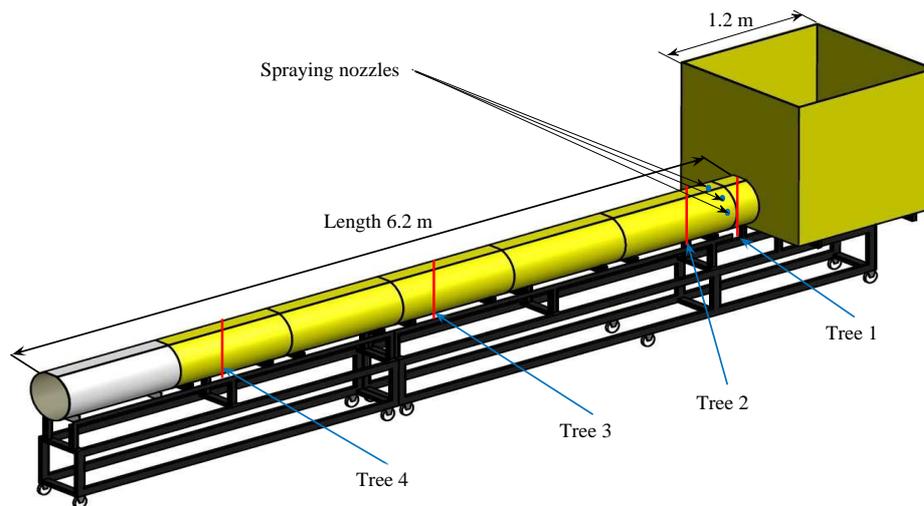


FIGURE 1.1 – Schéma de la maquette du tunnel et de son puits de descente, utilisée pour les expériences de la société du Grand Paris.

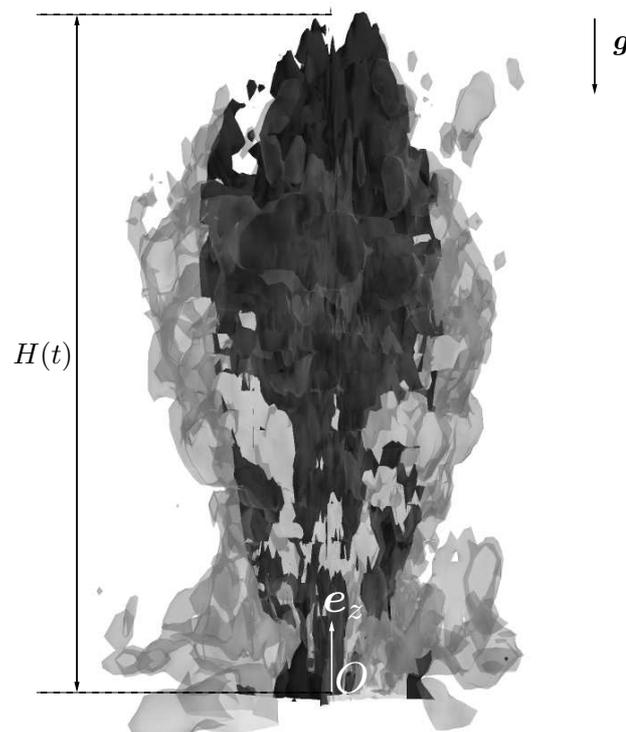


FIGURE 1.2 – Exemple de simulation LES (Large Eddy Simulation) d'une fontaine turbulente avec le code de calcul ISIS.

◇ **Collaborations avec des laboratoires de recherche :**

- Collaboration avec Pietro Sallizoni et Mathieu Creyssels (**LMFA**) à Lyon dans le cadre de la protection et de la sécurité incendie dans les tunnels par des systèmes de ventilation. Ce travail expérimental a consisté dans la quantification de la vitesse de soufflage minimale (critique) permettant de repousser toutes les fumées en aval d'un incendie d'une puissance donnée. Pour reproduire un incendie en laboratoire, nous avons injecté dans un tunnel à

petite échelle et en plexiglas (voir la figure 1.3), un gaz léger (mélange air/hélium) d'une masse volumique à la source correspondant à la température équivalente du foyer (loi des gaz parfaits). Ce travail a été réalisé avec P. Salizzoni, M. Creyssels et J. Le Clanche du LMFA. Il a donné lieu à deux publications dans *Experimental Thermal and Fluid Science* et dans *International Journal of Heat and Mass Transfer*.

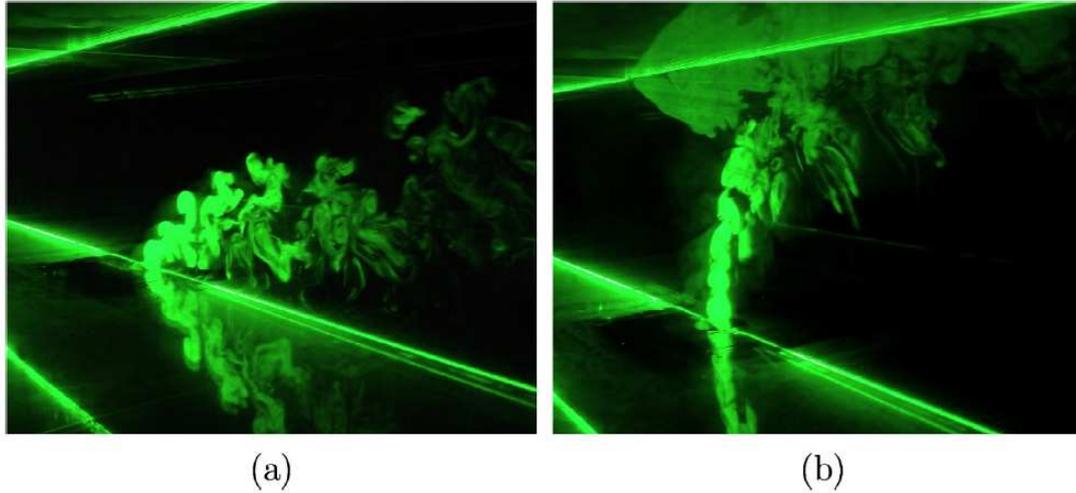


FIGURE 1.3 – Panache d'air et d'hélium dans un tunnel ventilé longitudinalement : (a) les fumées sont repoussées en aval de la source, (b) formation du "Backlayering".

- Collaboration avec Olivier Vauquelin et Kevin Varral (**IUSTI**) dans le cadre de la poursuite de l'étude des fontaines et des panaches turbulents hors cadre Boussinesq (forts gradients de masse volumique) et dans des milieux stratifiés. Un exemple de fontaine est présenté sur la figure 1.4. Sur la période 01/2015 - 12/2018, ce travail a donné lieu à trois publications dans *Journal of Fluid Mechanics*, *Environmental Fluid Mechanics* et *International Journal of Heat and Fluid Flow*.

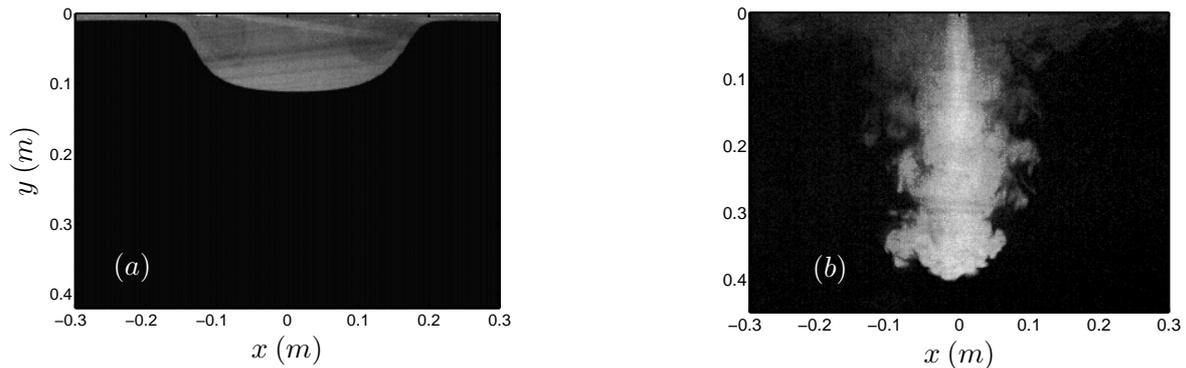


FIGURE 1.4 – Cliché instantané (a) d'une fontaine faible ( $Fr = 1$ ,  $Re = 570$  et  $\rho_i/\rho_0 = 0.95$ ) et (b) d'une fontaine forcée ( $Fr = 14$ ,  $Re = 1770$  et  $\rho_i/\rho_0 = 0.44$ ).  $\rho_i$  et  $\rho_0$  sont respectivement la masse volumique de la fontaine et la masse volumique du milieu ambiant.

- Collaboration avec Fabien Candelier (**IUSTI**), Bernhard Mehlig (**Gothenburg University**), Jacques Magnaudet (**IMFT**), Tommaso Radaelli et Christophe Eloy (**IRPHE**), pour l'étude des effets d'inertie sur le mouvement de particules de petites dimensions en régimes de Stokes. Ce projet vise à comprendre l'influence de la stratification thermique sur la traînée et l'évaporation des gouttes d'eau issues d'un système d'aspersion. Ce travail a déjà donné lieu à trois publications parues dans *Journal of Fluid Mechanics* et *Physical Review Fluids* ainsi que deux autres soumises au *Journal of Fluid Mechanics*.

- Collaboration avec Yann Rogeaume (**LERMAB**) dans le cadre de la thèse de Mariam Abdo, portant sur la modélisation numérique (CFD) de la combustion d'une buche de bois dans un poêle pour le chauffage domestique. Ce travail de recherche se fera en deux temps, à savoir, l'étude des modèles de pyrolyse, et ensuite l'intégration de ces modèles dans les codes de calcul CFD comme FDS ou FireFoam. Dans la figure 1.5 est représenté le banc expérimental qui sera utilisé durant la thèse.



FIGURE 1.5 – Image du banc expérimental pour l'étude de la combustion du bois dans les poêles domestiques.

- Collaboration avec Tarek Beji (**Université de Gand**) sur l'étude de la combustion des nappes de combustibles liquides. Le but est de développer un modèle théorique qui peut être simplement implémenté dans les codes CFD comme FireFoam ou FDS. Des expériences ont d'ores et déjà été réalisées portant sur le transfert de chaleur dans la nappes liquides sous l'effet du rayonnement de la flamme. Un article est en préparation pour soumission dans Fire Safety Journal.

## Participation à des projets de recherche

- Participation au projet ASTRID Maturation MARINER-DECM (MAîtrise du Risque INCendie et lutte anti-feu dans des grands Ensembles sur Réseau- Démonstrations en Environnements Civil et Militaire) porté par Bernard Porterie, professeur à Aix-Marseille Université. Ce projet a fait intervenir plusieurs partenaires à savoir : IUSTI, LEMTA, DGA et une PME (RS2N). Mon rôle dans ce projet était la réalisation d'expériences à petite échelle au sein du LEMTA (1/5<sup>ème</sup>) et des simulations numériques sur des codes de calculs simplifiés appelés "codes à zones". L'objectif était d'évaluer les lois de changement d'échelle par comparaison avec les expériences en vraies grandeurs qui ont été réalisées à l'IUSTI.
- Participation au projet européen LASHFIRE (Legislative Assessment for Safety and Hazards of Fire and Innovation in Ro-ro ship Environment), qui vise à améliorer la réglementation des navires rouliers. Les navires rouliers sont largement utilisés dans le monde entier pour le transport de marchandises et de personnes. Ce projet a été financé par le programme Horizon 2020 pour un montant de 11 millions d'euros. Il comprend 27 partenaires issus de 11 pays européens. Ma participation à ce projet a porté sur l'étude du cantonnement des fumées dans un niveau de bateau (un pont) avec soit des rideaux d'eau ou des systèmes de rideaux automatiques fait dans un tissu résistant au feu ou métallique. Cette étude a été essentiellement expérimentale avec la réalisation d'une maquette (voir figure 1.6). Des simulations numériques ont également été réalisées avec le code de calcul FDS.

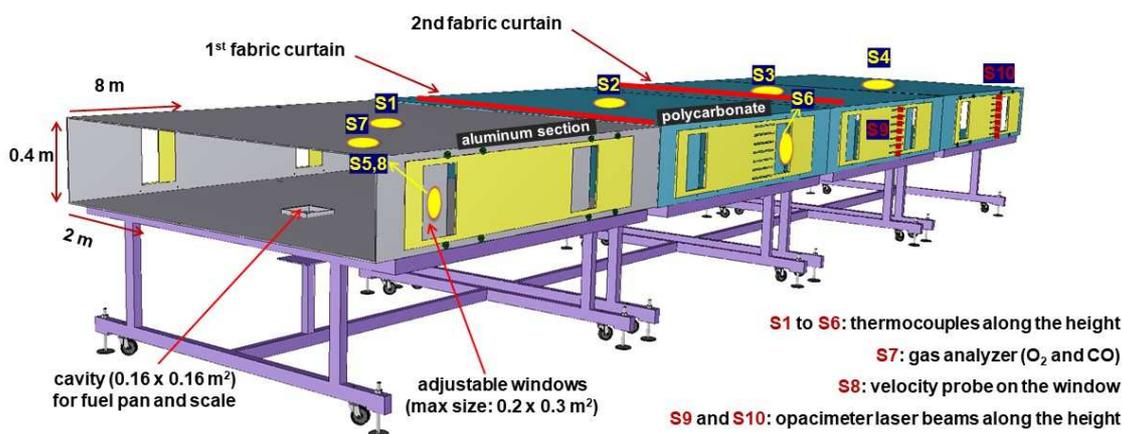


FIGURE 1.6 – Schéma du banc expérimental pour l'étude du système de cantonnement par rideau d'eau. Ce banc expérimental représente un niveau de bateau à l'échelle 1/12<sup>ème</sup>.

- Participation au projet ANR FireWall+, en collaboration avec le CETHIL, CSTB et UMD (Maryland University). Ce projet porte sur l'étude des feux de façade en bois. L'objectif

est d'évaluer le couplage entre les réactions chimiques de pyrolyse et les transferts de chaleur en particulier par rayonnement et convection. Mon rôle dans ce projet consiste dans la modélisation numérique de la combustion des façades, à petite échelle et à grande échelle. L'idée est d'évaluer la capacité des codes commerciaux à reproduire ce type de phénomènes.

- Participation au projet ANR FirePlume, en collaboration avec le CORIA, l'INERIS et le LSE. Ce projet porte sur l'étude de la dispersion des panaches de grandes dimensions dans l'atmosphère. Ce projet fait suite à l'incendie de l'usine de LUBRIZOL à Rouen. Ma participation a consisté dans la réalisation de simulations numériques à l'aide du code de calcul FDS.

---

## Divers

---

### ◇ Participation à des événements scientifiques

- Participation au comité d'organisation de la troisième édition de "European Symposium on Fire Safety Sciences" (ESFSS2018) qui a eu lieu à Nancy du 12-14 septembre 2018.
- Membre du comité d'organisation de la "2<sup>ème</sup> École des Sciences des Incendies et Applications" à Obernai, Alsace du 27 mai au 1<sup>er</sup> juin 2018. J'ai également réalisé un cours sur le mouvement des fumées en tunnel.
- Membre du comité d'organisation des 29<sup>èmes</sup> journées du GDR Feux à Nancy, Lorraine du 01 et 02 juillet 2021.
- Réalisation d'un cours sur "les phénomènes de transfert de masse et de quantité de mouvement" durant la "3<sup>me</sup> École des Sciences des Incendies et Applications" à du 29 mai au 3<sup>er</sup> juin 2022.

### ◇ Participation à un jury de thèse :

- 30/11/2016 : Examineur de la thèse de El Mehdi Koutaiba intitulée : Contributions théoriques et expérimentales sur la ventilation naturelle hors cadre Boussinesq : application au désenfumage des bâtiments. La thèse a été réalisée au Laboratoire IUSTI-Université d'Aix-Marseille.

# Chapitre 2

## Fontaines

### Sommaire

---

2.1	Introduction . . . . .	21
2.2	Instabilités des fontaines miscibles laminaires . . . . .	23
2.3	Fontaines miscibles turbulentes . . . . .	27
2.4	Fontaines en milieux stratifiés . . . . .	31
2.5	Fontaines miscibles non-Boussinesq . . . . .	35
2.6	Bilan . . . . .	42

---

*Je propose dans la suite de ce manuscrit une synthèse qui englobe l'ensemble de mes travaux de recherche sur 12 ans (incluant mes travaux de thèse et allant jusqu'à ces dernières années) sur des travaux choisis. Dans le le premier chapitre (ci-dessous), je traite de mes travaux de recherche sur les **fontaines** laminaires et turbulentes. Après une courte introduction sur les fontaines miscibles en général, je décris les instabilités des fontaines laminaires verticales ou inclinées. Je discuterai par la suite mes travaux sur les fontaines turbulentes en milieux homogènes et stratifiés. Enfin, je présenterai mes travaux sur les fontaines hors-cadre de l'approximation de Boussinesq, c'est-à-dire, dont les différences de masses volumiques avec leurs milieux environnants peuvent être très importantes. Ce dernier thème a été spécifiquement développé depuis mon recrutement comme maître de conférence. Ce premier chapitre permettra d'introduire les phénomènes physiques qui sont au cœur de ce manuscrit tels que l'entraînement turbulent, la flottabilité de l'écoulement et la stratification du milieu ambiant. Il introduit aussi les notations et le vocabulaire qui seront utilisés tout au long de ce manuscrit. Après avoir discuté des fontaines, le chapitre 3 résumera mes recherches sur les écoulements de type panache. Le chapitre 4 abordera le mouvement des particules à bas nombre de Reynolds en milieu linéairement stratifié. Enfin, le chapitre 5 présentera mes projets de recherches pour les années à venir.*

### 2.1 Introduction

Une fontaine résulte de l'injection d'un fluide dans un autre de telle sorte que la force de flottabilité s'oppose à la quantité de mouvement de l'écoulement. Sous l'effet de cette flottabilité dite "négative" le fluide injecté est freiné progressivement jusqu'à s'arrêter à une hauteur caractéristique. La figure 2.1 montre les différentes phases de développement d'une fontaine. Durant sa phase ascensionnelle, une fontaine atteint une hauteur transitoire, notée  $H_{tr}$  avant qu'elle ne s'effondre sur elle même sous la forme d'un écoulement annulaire qui entoure la partie ascendante et réduit la hauteur de la fontaine à  $H_m$ .

Une fontaine dépend de nombreux facteurs de natures différentes. Les principaux facteurs sont les nombres de Froude et de Reynolds définis comme suit

$$Fr = \frac{w_i}{\sqrt{g\eta_i b_i}} \quad \text{et} \quad Re = \frac{\rho_i w_i b_i}{\mu_i}, \quad (2.1.1)$$

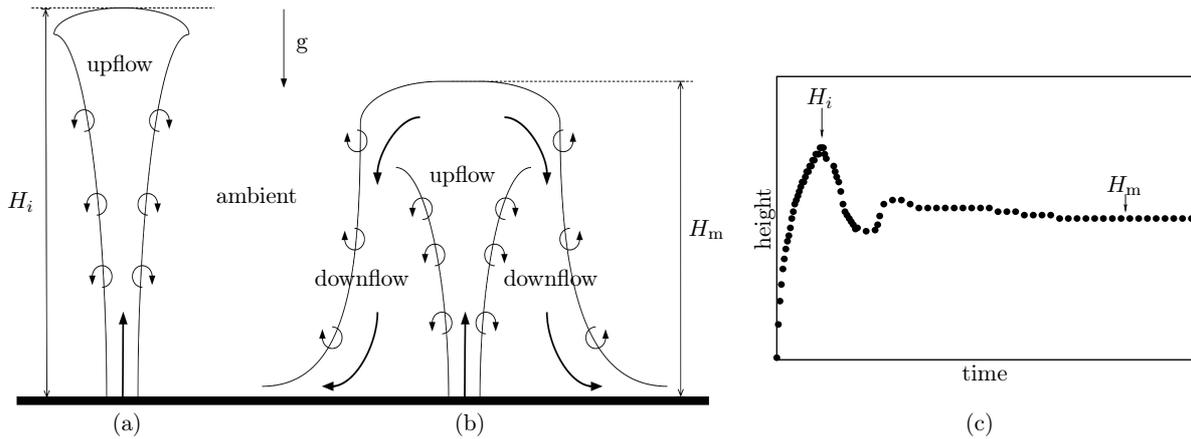


FIGURE 2.1 – Schéma d'une fontaine durant (a) sa phase ascendante et (b) sa phase établie. La figure est tirée de l'article de [Vaux et al. \(2019\)](#)

où  $\eta_i = (\rho_i - \rho_0)/\rho_0$  est le déficit de masse volumique traduisant l'écart de densité entre le milieu ambiant ( $\rho_0$ ) et la fontaine ( $\rho_i$ ),  $w_i$  est la vitesse à la source,  $b_i$  est la dimension de la source et  $\mu_i$  la viscosité dynamique du milieu ambiant.

Le cas des fontaines miscibles a fait l'objet de beaucoup d'attention de la part des mécaniciens des fluides du fait de leurs applications en ingénierie et en géophysique. Le consensus qui se dégage des études menées par ces chercheurs est que le comportement d'une fontaine est principalement contrôlé par le nombre de Froude densimétrique  $Fr$  et le nombre de Reynolds  $Re$ . Dans ce chapitre, deux régimes principaux seront considérés en fonction du nombre de Reynolds : le régime laminaire et le régime turbulent. Avant d'étudier plus en détails le cas des fontaines miscibles turbulentes, il est intéressant de se pencher sur les principales études portant sur les fontaines miscibles laminaires.

Parmi ces travaux, nous pouvons citer [Philippe et al. \(2005\)](#) qui ont étudiés le développement d'une fontaine laminaire en injectant de haut en bas différents fluides légers dans différents milieux miscibles plus lourds. Leurs expériences montrent que

$$\frac{H_m}{b_i} = 0.346 Fr Re^\phi. \quad (2.1.2)$$

Cette relation relie la hauteur moyenne de la fontaine  $H_m$  normalisée par le rayon de la source  $b_i$  aux nombres de Reynolds et de Froude, avec la constante  $\phi \in [0.5 - 0.6]$ . [Philippe et al. \(2005\)](#) ont, par ailleurs, remarqué que l'influence du nombre de Reynolds s'affaiblissait pour des valeurs supérieures à 50. Pour étudier le comportement de la fontaine pour des valeurs du nombre de Reynolds supérieures à 100, ces auteurs ont entrepris des expériences complémentaires, toujours basées sur le même protocole. Ils ont ainsi pu observer que la relation donnant la hauteur de la fontaine tendait asymptotiquement à devenir indépendante du nombre de Reynolds pour  $Re > 350$ . Cette valeur semble être une limite du régime laminaire. Pour aller plus loin dans cette idée, et notamment dans le but de déterminer une limite au régime laminaire "pur", [Williamson et al. \(2008\)](#) ont réalisé une étude expérimentale couvrant une plage de nombres de Reynolds plus large que celle étudiée par [Philippe et al. \(2005\)](#). Ils ont ainsi fixé une limite au régime laminaire "pur" à  $Re = 120$  et cela indépendamment du nombre de Froude. Les résultats expérimentaux obtenus par [Williamson et al. \(2008\)](#) ont également permis d'affiner la valeur de  $\phi$  impliquée dans la corrélation (2.1.2) en proposant  $\phi = 0.5$ . Dans la même étude, les auteurs ont observé que l'écoulement devenait de plus en plus chaotique pour  $Re > 120$  (début du régime transitoire) et que la fontaine pouvait être considérée pleinement turbulente pour  $Re > 2000$ . Dans le même esprit, [Lin and Armfield \(2000a\)](#) ont étudié numériquement à l'aide d'un code

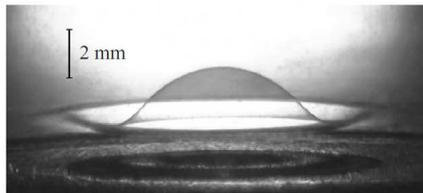


FIGURE 2.2 – Fontaine laminaire en régime établi ( $Re = 21$  et  $Fr = 0.71$ ) où  $b_i = 2.4$  mm,  $\eta_i = 0.00646$  et  $w_i = 0.88$  cm/s. Expérience de [Williamson et al. \(2008\)](#).

DNS les fontaines laminaires. Ils trouvent une relation différente qui s'écrit

$$\frac{H_m}{b_i} \propto Fr Re^{-1/2}. \quad (2.1.3)$$

Pour résoudre cet apparente contradiction, [Burridge et al. \(2015\)](#) montrent que ce sont en fait deux régimes d'écoulements successifs. En effet, à bas nombre de Reynolds, la relation 2.1.2 est applicable jusqu'à atteindre une valeur maximale de la hauteur de la fontaine  $H_m$ . Ensuite la hauteur de la fontaine diminue en fonction de  $Re$ , jusqu'à devenir complètement indépendante du nombre de Reynolds à une valeur critique  $Re_T$ . Ces auteurs montrent que la valeur de  $Re_T$  est une fonction du nombre de Froude.

Maintenant que nous avons déterminé les critères séparant les régimes laminaire et turbulent, nous nous focalisons dans la suite sur les régimes d'instabilité de ces fontaines et comment une inclinaison modifie leurs dynamiques.

## 2.2 Instabilités des fontaines miscibles laminaires

### Instabilités des fontaines horizontales

Nous venons de discuter les limites du régime laminaire et de sa transition vers le régime turbulent en terme de nombres de Reynolds. En pratique, la transition entre les régimes laminaire et turbulent fait intervenir un certain nombre de mécanismes physiques complexes. En effet, [Williamson et al. \(2008\)](#) ont mis en évidence plusieurs modes instables pour des fontaines laminaires ( $Re < 120$ ). Ces auteurs ont tout d'abord montré que tant que  $0 < Fr < 16 Re^{-3/2}$ , la fontaine restait stable, c'est-à-dire parfaitement axisymétrique et sans fluctuation de sa hauteur, comme présenté sur la figure 2.2. En augmentant indépendamment les nombres de Froude et de Reynolds, la fontaine devient instable et se met à osciller suivant deux modes. Le premier est le 'flapping' (voir figure 2.3). Ce mode se caractérise par une oscillation de la fontaine dans un plan vertical qui contient son axe de symétrie. Le second mode est appelé 'circling', et il se caractérise par un mouvement de rotation de la fontaine autour de son axe de symétrie. La superposition de ces deux modes est dénommée 'flapping/circling'. Le troisième régime est le 'bobbing' laminaire, qui se caractérise par une grande fluctuation de la hauteur de la fontaine durant laquelle cette dernière éjecte périodiquement des bouffées de fluide qui retombent sur elles-mêmes. Si on augmente le nombre de Froude ( $Fr > 10$ , pour les bas nombres de Reynolds) la hauteur de la fontaine devient très grande relativement au rayon de la source. On voit alors apparaître des instabilités dites sinueuses classiques pour les jets (voir figure 2.4). Enfin, il est intéressant de mentionner un dernier régime très spectaculaire, toujours observé par [Williamson et al. \(2008\)](#), et représentatif des phénomènes de mélange qu'on observe à ces valeurs du nombre de Reynolds. Ce régime est présenté sur la figure (2.5). On remarque que la partie descendante de la fontaine retombe sous la forme d'une enveloppe qui emprisonne la partie ascendante ainsi qu'un grand volume de fluide ambiant. Progressivement, le fluide ambiant piégé est expulsé par un mécanisme de diffusion moléculaire à travers cette enveloppe qui tend à se "dégonfler", ce qui a pour effet de diminuer la hauteur de la fontaine. En résumé, on pourra retenir que les

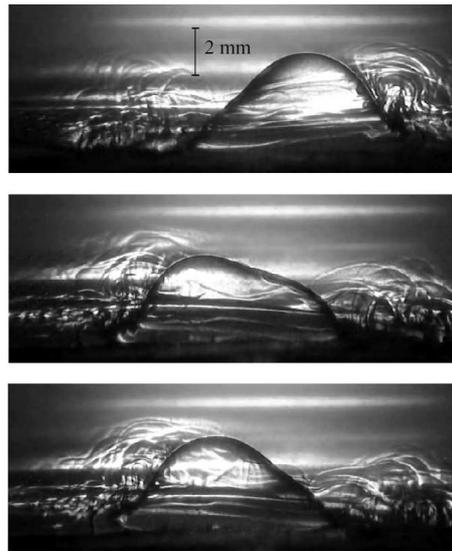


FIGURE 2.3 – Fontaine laminaire en régime "flapping" ( $Re = 72$  et  $Fr = 1$ ) où  $b_i = 2.4$  mm,  $\eta_i = 0.00454$  et  $w_i = 3.2$  cm/s. Expérience de [Williamson et al. \(2008\)](#).

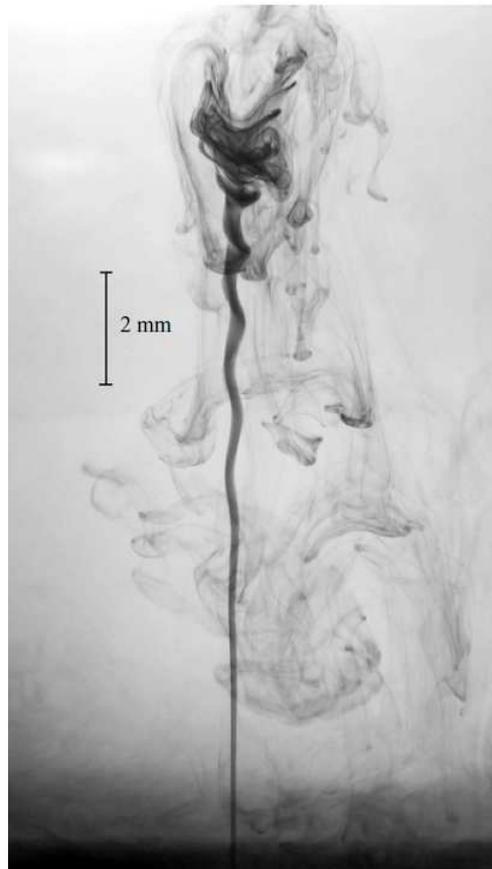


FIGURE 2.4 – Fontaine laminaire  $Re = 105$  et  $Fr = 105$  où  $b_i = 0.38$  mm,  $\eta_i = 0.00186$  et  $w_i = 0.276$  m/s. Expérience de [Williamson et al. \(2008\)](#).

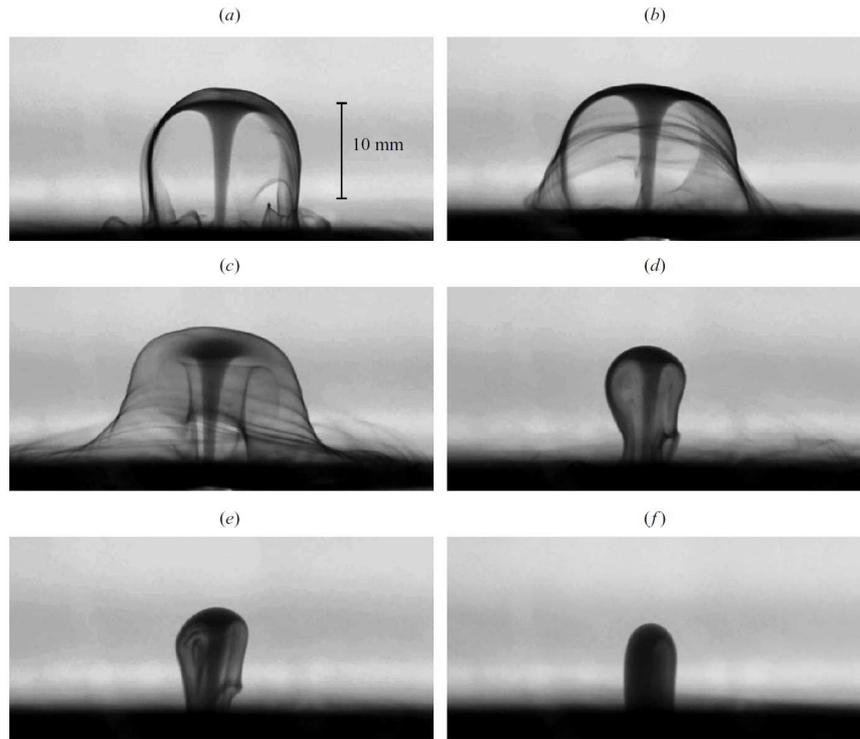


FIGURE 2.5 – Fontaine laminaire  $Re = 26$  et  $Fr = 26$  où  $b_i = 0.38 \text{ mm}$ ,  $\eta_i = 0.00186$  et  $w_i = 6.9 \text{ m/s}$ . Images prises à  $t = 10 \text{ s}$ ,  $20 \text{ s}$ ,  $30 \text{ s}$ ,  $50 \text{ s}$ ,  $90 \text{ s}$  et  $120 \text{ s}$ . Expérience de [Williamson et al. \(2008\)](#).

fontaines miscibles gardent un comportement laminaire pour un nombre de Reynolds à la source inférieur à 120. Les modes instables qui peuvent apparaître en deçà de ce nombre de Reynolds dépendent de la valeur du nombre de Froude et en particulier de la flottabilité qui tend à étouffer les perturbations ([Lin and Armfield, 2000a,b](#); [Friedman et al., 2007](#); [Williamson et al., 2008](#); [Vinoth and Panigrahi, 2014](#)).

### Instabilités des fontaines inclinées

Dans [Williamson et al. \(2008\)](#), nous avons étudié l'effet d'une inclinaison sur les modes d'instabilités d'une fontaine laminaire. En injectant de l'hélium de haut en bas dans l'air ambiant, nous avons observé que les modes instables des fontaines se présentaient sous une forme différente en fonction de l'angle d'inclinaison ([Lamorlette et al., 2011](#)). En effet nous avons constaté que le régime "bobbing" devient un mode alterné amont et aval avec une fréquence stable et qui varie en fonction du nombre de Froude à la source. Dans ce cas, une re-circulation se forme à la base de la fontaine. Ensuite, elle remonte vers le sommet de la fontaine et se retrouve éjectée vers une direction amont ou aval. Le plan dans lequel ces recirculations sont éjectées est déterminé par l'angle d'inclinaison. Ce régime sera dénommé "bobbing alterné"

En augmentant, l'angle d'inclinaison, ce régime devient unidirectionnel comme le montre la figure (2.6). En effet, la recirculation est éjectée vers la pente ascendante avec une fréquence très stable. Ce régime sera appelé "forward bobbing".

Le passage entre ces deux régimes, à savoir le "bobbing alterné" et le "forward bobbing" intervient pour un angle  $\alpha_c \sim 5$ .

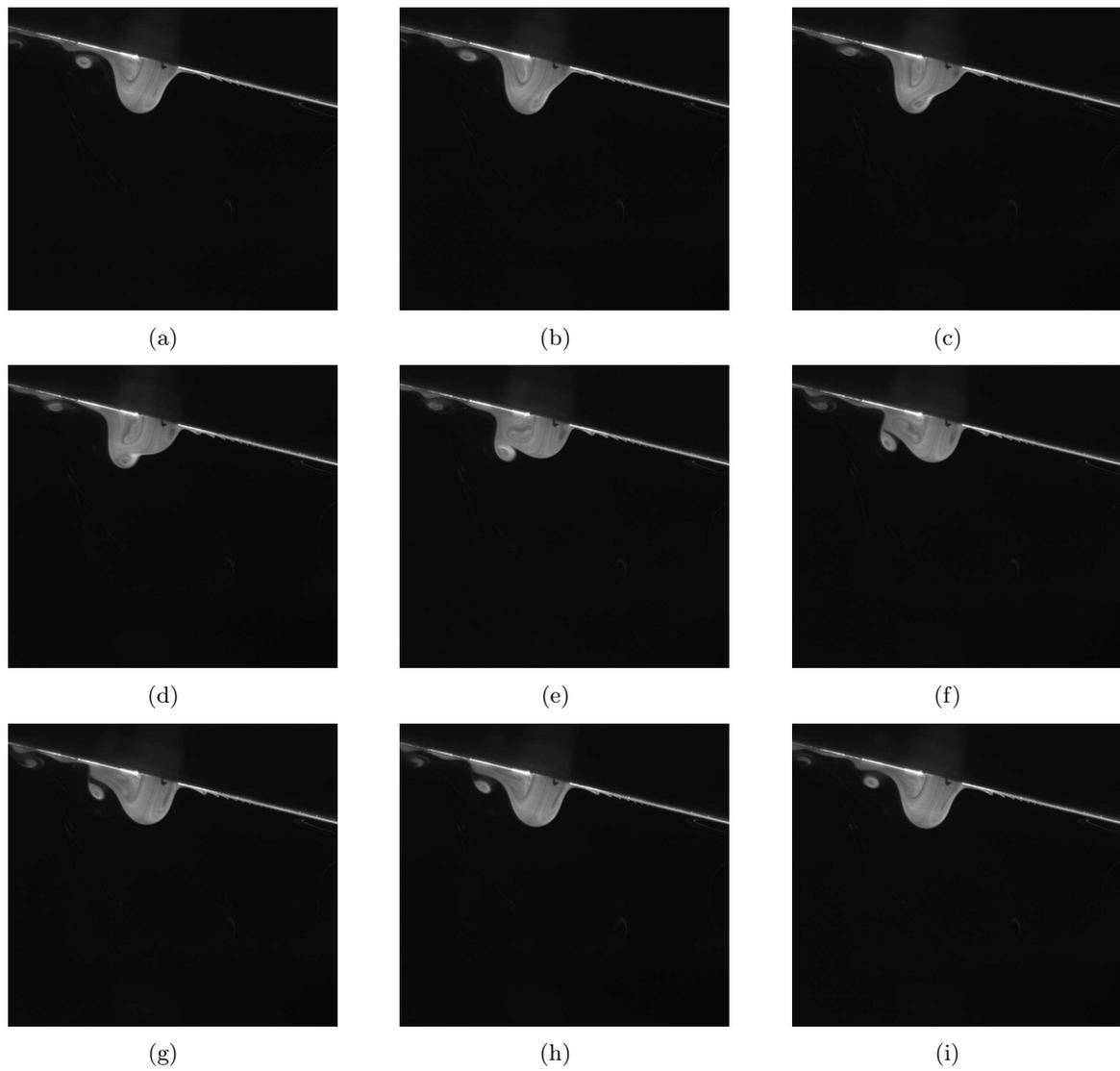


FIGURE 2.6 – Fontaine laminaire d'hélium pur dans de l'air pour des valeurs des nombres de Reynolds et de Froude respectivement de  $Re = 63$  et  $Fr = 5.1$ . L'écart temporel entre chaque image est de  $0.012$  s. Expérience de [Lamorlette et al. \(2011\)](#).

régime	$Fr$	Hauteur de fontaine $H_m$
Fontaines très faibles	$0.4 < Fr < 1$	$H_m/b_i = 0.81Fr^{2/3}$
Fontaines faibles et intermédiaires	$1 < Fr < 2.8$	$H_m/b_i = 0.86Fr^2$
Fontaines forcées et très forcées	$Fr > 2.8$	$H_m/b_i = 2.46Fr$

TABLE 2.1 – Régimes d’écoulements des fontaines turbulentes et corrélations pour la hauteur établie  $H_m$ . Expériences par [Burridge and Hunt \(2012\)](#).

## 2.3 Fontaines miscibles turbulentes

Nous nous intéressons maintenant aux cas des fontaines pleinement turbulentes, c’est-à-dire,  $Re > 2000$ . Pour ce type de fontaines, les effets visqueux ainsi que la diffusion moléculaire deviennent négligeables devant la quantité de mouvement, les effets de flottabilité et mélange turbulent. Ainsi, le seul paramètre de contrôle est le nombre de Froude. En adaptant le modèle de panache, [Morton \(1959\)](#) est l’un des premiers à avoir réalisé une étude théorique sur les fontaines se développant dans un milieu de masse volumique homogène et au repos. A l’aide de cette approche, [Morton \(1959\)](#) a été en mesure de montrer que la hauteur transitoire adimensionnelle de la fontaine (avant effondrement de la fontaine et notée  $H_{tr}/b_i$ ) est proportionnelle au nombre de Froude densimétrique  $Fr$  (i.e.  $H_{tr}/b_i \propto Fr$ ). Dans le cadre de l’étude du mélange entre un cumulonimbus et son environnement, [Turner \(1966\)](#) a réalisé des expériences dans lesquelles de l’eau salée est injectée verticalement dans un bac rectangulaire rempli d’eau douce. [Turner \(1966\)](#) trouve que la hauteur de la fontaine obtenue expérimentalement est proportionnelle au nombre de Froude comme suit

$$\frac{H_m}{b_i} = 2.46 Fr . \quad (2.3.1)$$

De plus, [Turner \(1966\)](#) a montré que le ratio entre la hauteur transitoire et la hauteur moyenne en régime établi était constant

$$\frac{H_{tr}}{H_m} = 1.43 . \quad (2.3.2)$$

Ce résultat a été confirmé par de nombreuses études avec des coefficients de proportionnalités légèrement différents ([Abraham, 1967](#); [Pantzlaff and Lueptow, 1999](#); [Mizushina et al., 1982](#)). [Kaye and Hunt \(2006\)](#) (voir aussi [Burridge and Hunt, 2012](#)) ont utilisé le modèle théorique de [Morton \(1959\)](#) en se concentrant sur les faibles valeurs du nombre de Froude. Ceci a permis à ces auteurs d’identifier théoriquement trois régimes basés sur la relation que suit la hauteur de la fontaine : fontaines forcées ( $Fr > 3$ ), fontaines faibles ( $3 > Fr > 1$ ) et fontaines très faibles ( $Fr < 1$ ). Les relations obtenues sont : pour les fontaines forcées  $H_m/b_i \propto Fr$ , pour les fontaines faibles  $H_m/b_i \propto Fr^2$  et pour les fontaines très faibles  $H_m/Fr \propto Fr^{2/3}$ .

Pour la modélisation des fontaines, il existe deux catégories de modèles : la première étudie la fontaine dans sa globalité en explicitant les variables de la partie ascendante et de la partie descendante de la fontaine, comme l’ont fait [Bloomfield and Kerr \(2000\)](#) et [Mcdougall \(1981\)](#). La seconde catégorie de modèle est celle qui explicite uniquement les variables de la phase ascendante et qui prend en compte la phase descendante au travers de paramètres qui sont fonctions des profils de vitesse et de masse volumique de la fontaine. Pour cette catégorie, nous pouvons citer [Carazzo et al. \(2010\)](#).

### Modélisation théorique des fontaines turbulentes

Pour modéliser les fontaines turbulentes miscibles théoriquement, j’ai développé un modèle théorique (voir [Mehaddi et al., 2015b](#)) similaire à celui de [Carazzo et al. \(2010\)](#) mais tenant compte d’effets nouveaux qui n’avaient pas été considérés par ces auteurs. Notons d’abord que ce modèle offre l’avantage d’être très analogue à celui de [Morton et al. \(1956\)](#) en terme d’écriture mathématique, ce qui simplifie l’interprétation que nous pouvons donner à l’ensemble des termes qui le constituent. Cependant, il se base sur un ensemble de paramètres qui sont des fonctions

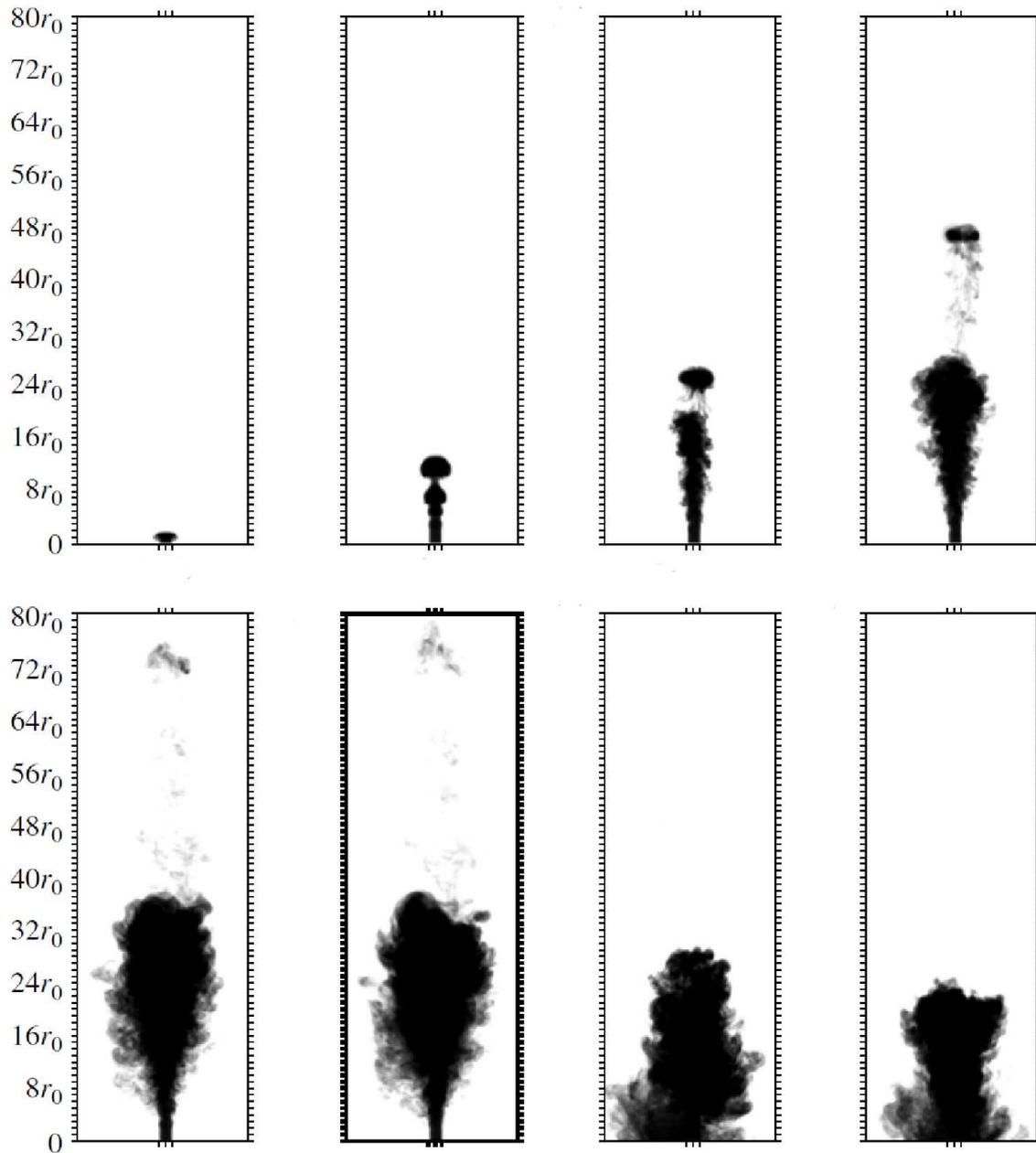


FIGURE 2.7 – Fontaine turbulente forcée d'eau salée dans un bac d'eau douce pour des valeurs des nombres de Reynolds et de Froude, respectivement, de  $Re = 2373$  et  $Fr = 11.9$ . Expérience de [Burridge and Hunt \(2012\)](#).

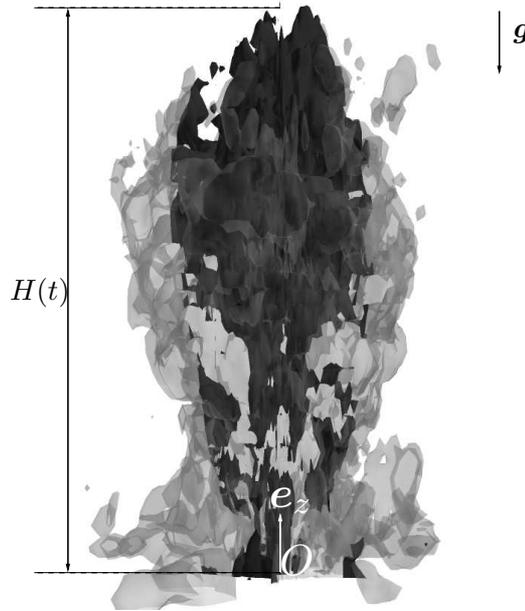


FIGURE 2.8 – Iso-surfaces instantanées pour le discriminant du tenseur de gradient de vitesse pour le cas  $Fr = 23.7$ . Le gris foncé représente l’enveloppe de la partie ascendante de la fontaine alors que le gris clair correspond à l’enveloppe de la partie descendante de la fontaine.  $H(t)$  est la hauteur de la fontaine à un instant  $t$ .

des profils de densité et de vitesse de la partie ascendante de la fontaine. Afin d’aller plus loin analytiquement, nous avons supposé que ces paramètres sont constants. Cette hypothèse peut sembler forte. Cependant, si nous considérons le cas des fontaines Boussinesq forcées qui se comportent comme des jets forcés sur une étendue verticale suffisamment importante pour supposer que les profils de vitesse et de masse volumique atteignent un état d’auto-similarité, alors, dans ces conditions, l’hypothèse semble crédible pour ce régime. Néanmoins, pour les fontaines faibles, dominées par les forces de flottabilités, les profils de vitesse et de masse volumique ne sont plus auto-similaires. De ce fait, l’extension de ce modèle à ce régime est très critiquable.

Pour calculer les valeurs de ces paramètres nous avons utilisé des simulations numériques aux grandes échelles avec le code ISIS, en collaboration avec l’Institut de Radioprotection et de Sécurité Nucléaire (I.R.S.N) qui a développé ce code.

Afin de visualiser les structures turbulentes obtenues à l’aide de la LES, nous adoptons la méthode de [Chong et al. \(1998\)](#) basée sur une valeur donnée du discriminant du tenseur de gradient de vitesse. La figure 2.8 montre le cas  $Fr = 23.7$  ou les iso-surfaces représentent les enveloppes instantanées de la partie ascendante et de la partie descendante de la fontaine.

En résolvant analytiquement les équations du mouvement de la fontaine et en utilisant les profils de vitesse et de densité calculés par simulations numériques, nous avons obtenu, la hauteur en fonction du nombre de Froude :

$$\frac{H_m}{b_i} = \left(2.65 - \frac{0.92}{Fr}\right) \left(\frac{0.6}{Fr^2} + 1\right)^{1.82} Fr \quad (\text{Fontaines forcées}), \quad (2.3.3)$$

$$\frac{H_m}{b_i} = \frac{27.55 (29 + 50 Fr^2)^{\frac{7}{15}}}{(58 + 73 Fr^2)} Fr^2 \quad (\text{Fontaines faibles}). \quad (2.3.4)$$

La figure 2.9 présente la comparaison de ces dernières relations avec les résultats numériques de [Lin and Armfield \(2000a\)](#) et expérimentaux de [Baines et al. \(1990\)](#) et [Kaye and Hunt \(2006\)](#). Nous observons pour tous les nombres de Froude un bon accord, même dans la région de chevauchement des courbes théoriques (i.e. at  $Fr \approx 5$ ).

Une autre caractéristique des fontaines turbulentes et qui a fait l’objet d’un certain nombre d’études (voir par exemple [Burridge and Hunt, 2012](#)) est le ratio entre la hauteur de la fontaine en

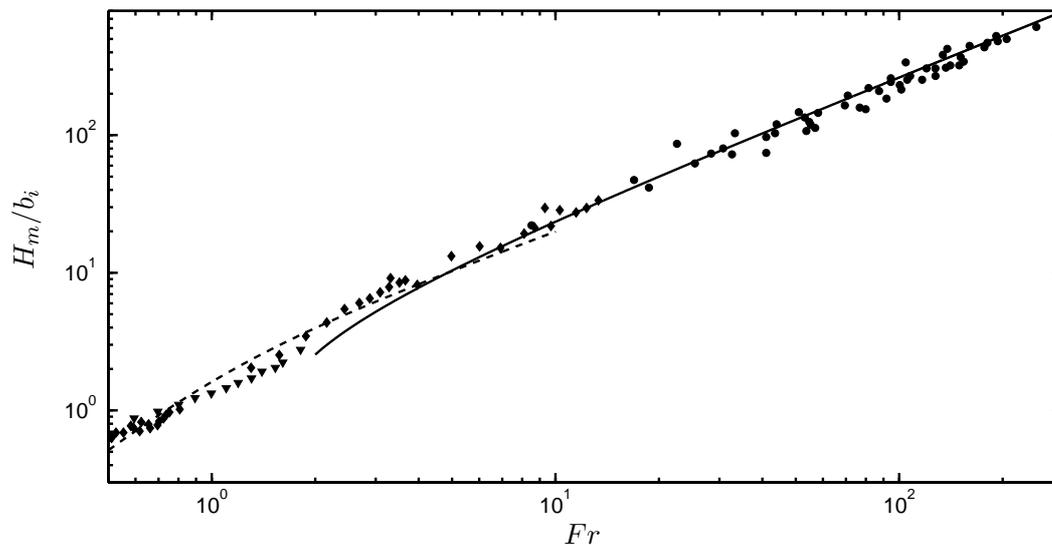


FIGURE 2.9 – Évolution de la hauteur sans dimension de la fontaine en fonction du nombre de Froude. Ligne continue : équation (2.3.3) pour le régime des fontaines forcées, ligne en tirets : équation (2.3.4) pour le régime des fontaines faibles,  $\blacklozenge$  Lin and Armfield (2000a),  $\bullet$  Baines et al. (1990) et  $\blacktriangledown$  Kaye and Hunt (2006).

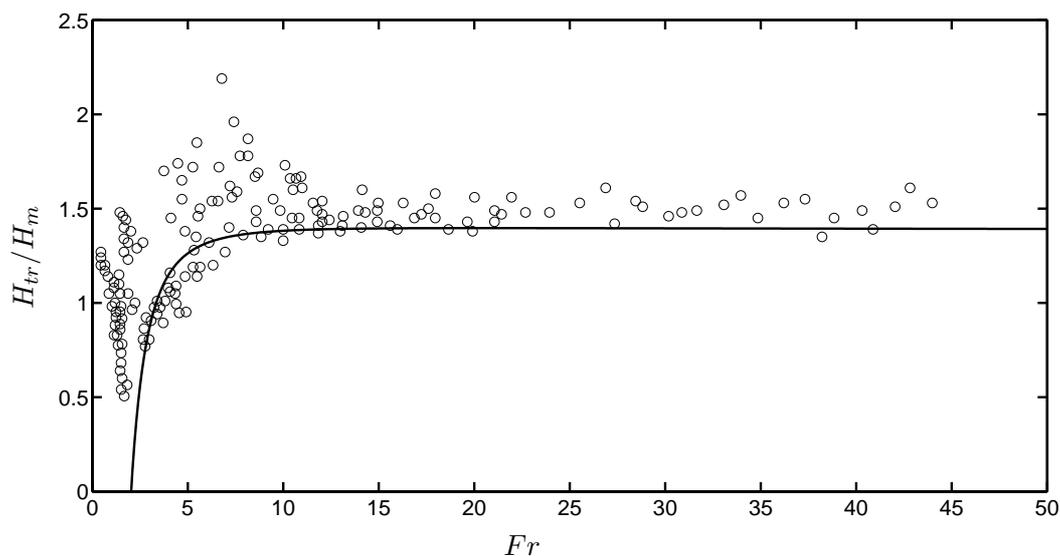


FIGURE 2.10 – Évolution du ratio  $\lambda = H_{tr}/H_m$  en fonction du nombre de Froude. Ligne continue : théorie,  $\circ$  : expériences de Burridge and Hunt (2012).

phase transitoire et sa hauteur en phase établie. Jusqu'à présent nous ne nous sommes intéressés qu'à la hauteur en phase établie. Cependant le modèle théorique peut être assez facilement étendu pour l'étude de la phase transitoire en négligeant l'effet de la partie descendante sur la partie ascendante. Pour les hauteurs des fontaines forcées en phase transitoire, nous obtenons alors

$$\frac{H_{tr}}{b_i} = \left( 3.46 Fr - \frac{14.86}{Fr} \right) \left( \frac{4.84}{Fr^2} + 1 \right)^{0.33}. \quad (2.3.5)$$

Avec cette dernière équation et celles obtenues pour les fontaines forcées en phase établie, nous sommes à présent en mesure de calculer le ratio  $\lambda = H_{tr}/H_m$  en fonction du nombre de Froude. La figure 2.10 présente la comparaison entre la relation théorique pour  $\lambda$  et les résultats expérimentaux de [Burridge and Hunt \(2012\)](#). Nous observons que pour les grandes valeurs du nombre de Froude,  $\lambda$  tend vers une valeur constante ( $\lambda \simeq 1.43$ ) en accord avec les résultats expérimentaux de [Turner \(1966\)](#) et de [Burridge and Hunt \(2012\)](#). Pour des valeurs du nombre de Froude variant de 5.5 à 3, on observe que le modèle prédit la décroissance rapide du ratio  $\lambda$ . Notons, cependant, que malgré le fait que la théorie semble être en accord avec les expériences de [Burridge and Hunt \(2012\)](#), une dispersion significative des points expérimentaux est observée pour des valeurs de  $Fr < 3$ .

## 2.4 Fontaines en milieux stratifiés

[Bloomfield and Kerr \(1998\)](#) ont utilisé un dispositif mis au point par [Oster \(1965\)](#) (voir aussi [Economidou and Hunt \(2009\)](#)) permettant de stratifier linéairement la masse volumique de l'eau salée dans un bac de dimensions quelconques. Pour produire des fontaines, de l'eau chargée en sel est injectée à partir d'une source circulaire. La masse volumique de la fontaine est supérieure ou égale à celle de l'eau dans le bac au niveau de la source. Afin de visualiser l'écoulement, un colorant est dilué dans le fluide injecté. La figure 2.11 montre un exemple de fontaine turbulente réalisé par [Bloomfield and Kerr \(1998\)](#). On observe que le rayon de la fontaine augmente, car du fluide ambiant est entraîné par la fontaine. La quantité de mouvement de la fontaine diminue progressivement à cause des forces de flottabilité jusqu'à s'annuler à une certaine hauteur  $H_{tr}$ . Le fluide qui s'accumule alors au sommet de la fontaine s'effondre sous la forme d'un panache annulaire qui vient entourer le fluide ascendant. En fonction des conditions initiales de la fontaine, sa partie descendante peut soit retomber au niveau de la source ou s'étaler radialement à la manière d'un courant de gravité à une certaine hauteur. Cette hauteur est appelée 'spreading height' ou hauteur d'étalement. [Bloomfield and Kerr \(1998\)](#) ont montré que la hauteur de la fontaine est fortement influencée par la stratification de son environnement et qu'elle peut être calculée avec la relation suivante :

$$H_m \propto M_i^{1/4} N^{1/2} \quad (2.4.1)$$

avec

$$N^2 = -\frac{1}{\rho_1} \frac{d\rho_0(z)}{dz} \quad (2.4.2)$$

où  $\sqrt{g N^2}$  est la fréquence de Brunt Väisälä qui caractérise la stratification du milieu ambiant. On remarquera que dans le cas d'un milieu linéairement stratifié :  $N^2 = cste$ .

Le travail que j'ai réalisé ([Mehaddi et al., 2012](#)) est similaire à celui de [Kaye and Hunt \(2006\)](#) pour les fontaines en milieu homogène. En effet, je souhaitais savoir s'il était possible d'obtenir des solutions analytiques affines à partir des équations de Morton *et al.* (1956) et permettant de caractériser les hauteurs des fontaines en milieu linéairement stratifié. L'analyse mathématique est décrite très brièvement ci-dessous. Dans le cadre de l'approximation de Boussinesq, les hypothèses permettant, à partir des équations de Navier-Stokes, d'aboutir aux équations de Morton *et al.* (1956) sont relativement simples et largement décrites dans des ouvrages tels que [Schlichting and Gersten \(2003\)](#), et [Ansong et al. \(2008\)](#).

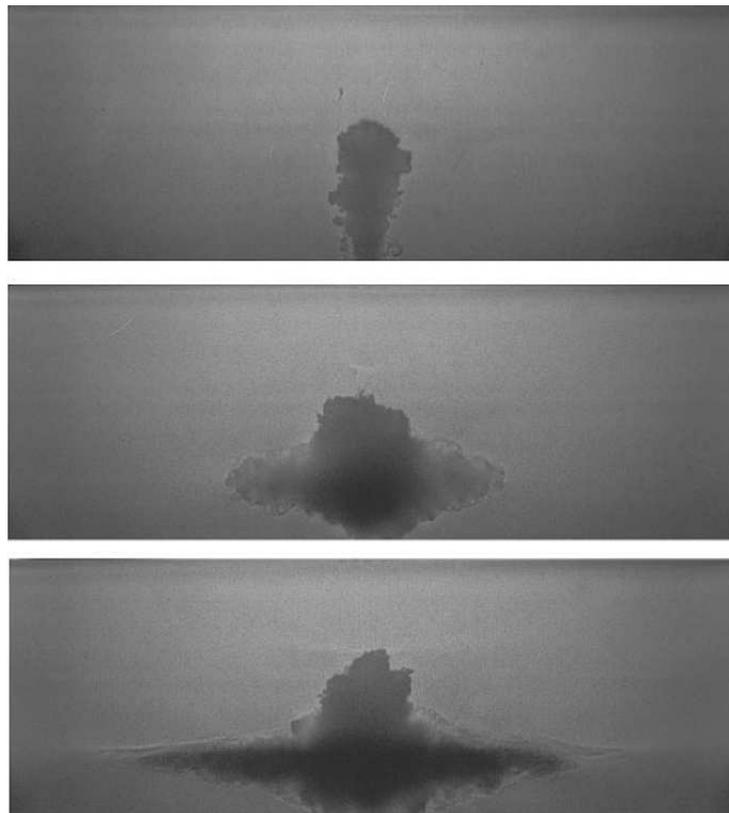


FIGURE 2.11 – Étapes d'établissement d'une fontaine d'eau lourde turbulente axisymétrique rejetée verticalement dans un bac d'eau dont la masse volumique est stratifié. Expérience de [Bloomfield and Kerr \(1998\)](#)

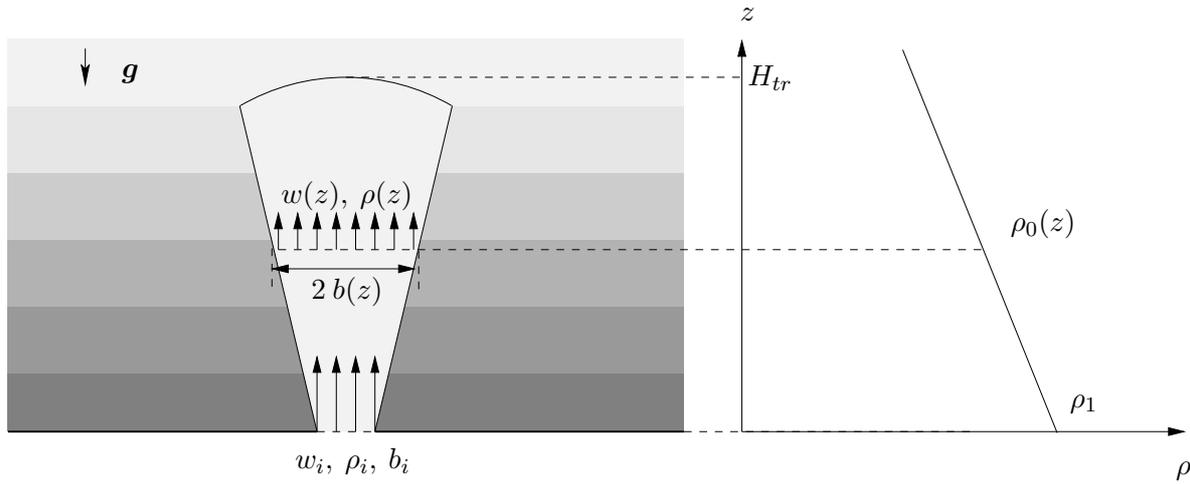


FIGURE 2.12 – Schéma illustratif d'une fontaine dans un milieu linéairement stratifié.

La figure 2.12 schématise la configuration considérée. Pour son étude, nous considérons, une fontaine de masse volumique  $\rho_i$ , injecté verticalement avec une vitesse moyenne  $w_i$  à partir d'une source de rayon  $b_i$  dans un milieu au repos de masse volumique  $\rho_0(z)$  défini par l'équation

$$\rho_0(z) = \rho_1 (1 - N^2 z), \quad (2.4.3)$$

où pour une stratification linéaire,  $N$  est constante. Notons que pour une fontaine  $\rho_i > \rho_1$ .

Pour résoudre, le système d'équations de Morton *et al.* (1956), il nous faut tout d'abord introduire deux fonctions. La première est la fonction panache  $\Gamma$ , qui est une forme normalisée du nombre de Froude local. Cette fonction est définie par

$$\Gamma = \frac{5g\eta b}{8\alpha w^2}. \quad (2.4.4)$$

où  $\alpha$  est le coefficient d'entraînement. On remarque qu'à la source

$$\Gamma_i = \frac{5}{8\alpha Fr^2}.$$

La seconde fonction a été introduite par Bloomfield and Kerr (1998) en utilisant une analyse dimensionnelle, elle relie la dynamique de l'écoulement à la stratification du milieu ambiant. Elle est définie comme suit :

$$\sigma = \frac{w^2 N^2}{g\eta^2}. \quad (2.4.5)$$

Après quelques manipulations, la hauteur de la fontaine peut être obtenue analytiquement sous la forme d'une intégrale

$$\frac{H_{tr}}{b_i} = \frac{1}{\Lambda_i} \int_0^{\sigma_i} \left( I(\sigma) - I(\sigma_i) + \frac{\Gamma_i \sigma_i^{5/4}}{(1 + \sigma_i)^{3/4}} \right)^{-1/2} (1 + \sigma)^{-3/2} d\sigma, \quad (2.4.6)$$

où

$$I(\sigma) = \int_0^\sigma -\frac{5}{4} \frac{t^{1/4}}{(1+t)^{7/4}} dt. \quad (2.4.7)$$

et la constante  $\Lambda_i$  est définie par

$$\Lambda_i = \frac{16\alpha}{5} \frac{\Gamma_i^{1/2} \sigma_i^{3/8}}{(1 + \sigma_i)^{1/8}}. \quad (2.4.8)$$

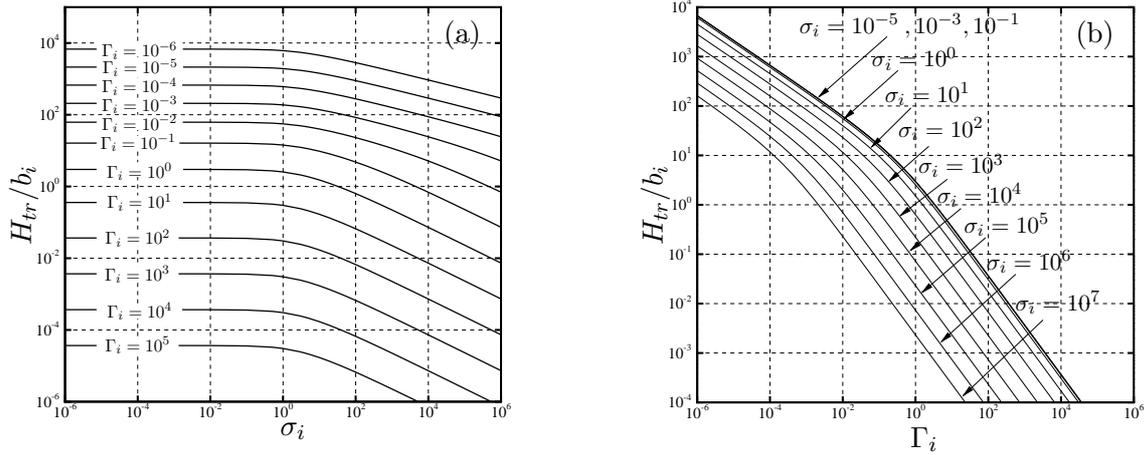


FIGURE 2.13 – (a) Solutions numériques de l'équation (2.4.6) en fonction de  $\sigma_i$  pour différentes valeurs de  $\Gamma_i$ . (b) Solutions numériques de (2.4.6) en fonction de  $\Gamma_i$  pour différentes valeurs de  $\sigma_i$ .

L'équation (2.4.6) est résolue numériquement pour différentes valeurs de  $\Gamma_i$  et  $\sigma_i$  et les résultats sont tracés sur la figure 2.13. Nous remarquons sur la figure 2.13(a) que la hauteur de la fontaine est très peu affectée par la stratification du milieu ambiant pour des valeurs de  $\sigma_i \ll 1$  et par conséquent ne dépend que de la variable  $\Gamma_i$ . Cette observation est confirmée sur la figure 2.13(b), puisque les courbes correspondant à  $\sigma_i \ll 1$  sont toutes confondues. Dans ce cas, l'équation (2.4.6) devient

$$\frac{H_{tr}}{b_i} = \frac{(1 + \Gamma_i)^{3/10}}{4\alpha\Gamma_i^{1/2}} \beta \left[ (1 + \Gamma_i)^{-1}, \frac{1}{2}, \frac{4}{5} \right]. \quad (2.4.9)$$

où la fonction Beta incomplète est définie pour tout  $x < 1$

$$\beta [x, a, b] = \int_0^x (1 - t)^{a-1} t^{b-1} dt.$$

Deux régimes peuvent être distingués. Le premier correspond au cas des fontaines forcées (i.e  $\Gamma_i \ll 1$ ) et le deuxième correspond au cas des fontaines faibles (i.e  $\Gamma_i \gg 1$ ). Pour les fontaines forcées, nous pouvons obtenir, à l'ordre dominant, une relation asymptotique simple en fonction de  $\Gamma_i$

$$\frac{H_{tr}}{b_i} \simeq \frac{2.3}{4\alpha\Gamma_i^{1/2}}. \quad (2.4.10)$$

Pour le cas des fontaines faibles, de la même manière que pour les fontaines forcées, nous calculons leurs hauteurs en fonction de  $\Gamma_i$  telle que :

$$\frac{H_{tr}}{b_i} \simeq \frac{5}{16\alpha\Gamma_i}. \quad (2.4.11)$$

Pour  $\sigma_i \gg 1$  et dans les cas forcé ( $\Gamma_i \ll 1$ ) et faible ( $\Gamma_i \gg 1$ ), la hauteur de la fontaine est donnée par les relations :

$$\frac{H_{tr}}{b_i} = \frac{5A}{16\alpha} \Gamma_i^{-1/2} \sigma_i^{-1/4}, \quad (2.4.12)$$

$$\frac{H_{tr}}{b_i} = \frac{5}{8\alpha} \Gamma_i^{-1} \sigma_i^{-1/2}, \quad (2.4.13)$$

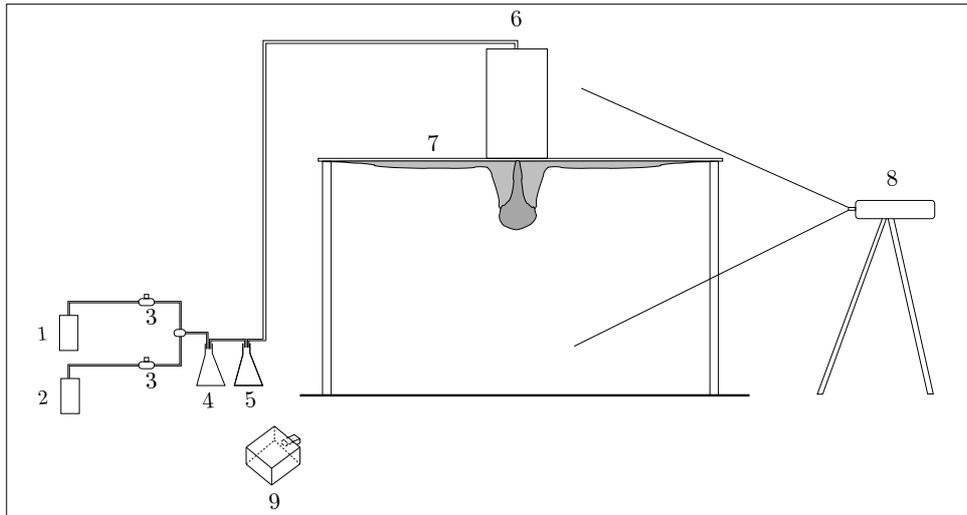


FIGURE 2.14 – Schéma du banc expérimental. (1) arrivée d'air, (2) arrivée d'hélium, (3) débitmètres, (4) acide hydrochlorique, (5) ammoniacque, (6) chambre *plenum*, (7) panneau rectangulaire, (8) nappe laser, (9) Camera CCD.

où  $A$  est une constante qui vaut :

$$A = \int_0^{\infty} \left( I(\sigma) + \frac{5}{4}\beta \left[ 1, \frac{1}{2}, \frac{5}{4} \right] \right)^{-1/2} (\sigma + 1)^{-3/2} d\sigma \approx 2.5563.$$

Pour le cas des fontaines faibles, la relation obtenue ici (2.4.13) constitue une nouvelle théorie.

## 2.5 Fontaines miscibles non-Boussinesq

Compte-tenu des travaux évoqués précédemment, on remarque que la majorité des études se sont concentrées sur les fontaines dites Boussinesq, c'est-à-dire, pour lesquelles les densités sont proches de celles de l'ambiance. On peut donc se demander si les fontaines présentant des contrastes de densité importants, c'est à dire, non-Boussinesq, suivent le même comportement que les fontaines Boussinesq. Pour quantifier ces effets, liés à la différence de masse volumique, j'ai choisi de réaliser une étude expérimentale (voir [Mehaddi et al., 2015a](#)) à l'aide de mélange air/hélium. En effet, le rapport de densité entre l'hélium pur et l'air ambiant est d'environ 7.

La figure 2.14 montre le schéma du dispositif expérimental. Il est composé d'un panneau rectangulaire horizontal ( $1.5 \times 2.5 \text{ m}^2$ ). Pour produire les fontaines, un mélange léger air/hélium est injecté en continu vers le bas à partir d'une buse de rayon  $b_i$ . Notons que dans nos expériences, les rapports entre la viscosité dynamique du fluide libéré et celle de l'air ambiant (c'est-à-dire  $\mu_i/\mu_{air}$ ) se situent entre 1 et 1,12. Selon ces rapports relativement constants, on peut supposer que le processus d'entraînement ne sera pas affecté par les variations de la viscosité (voir [Campbell and Turner, 1985](#)). Pour mesurer la hauteur moyenne de la fontaine  $H_m$ , les enregistrements commencent un moment après que la fontaine ait atteint sa phase d'équilibre.

Dans cette étude, 88 fontaines ont été étudiées sur les plages  $0.2 < Fr < 64$ ,  $120 < Re < 3500$  et  $0.13 < \rho_i/\rho_0 < 0.96$ . Ces plages nous permettent de couvrir les fontaines transitoires turbulentes (faibles et forcées) et les fontaines transitoires laminaires (faibles et très faibles). Une illustration est présentée sur la figure 2.15.

### Effets non-Boussinesq sur la hauteur des fontaines

La figure 2.16 montre les résultats expérimentaux ainsi que les corrélations correspondant aux fontaines Boussinesq. De plus, sur cette figure, les points de données sont également ombrés

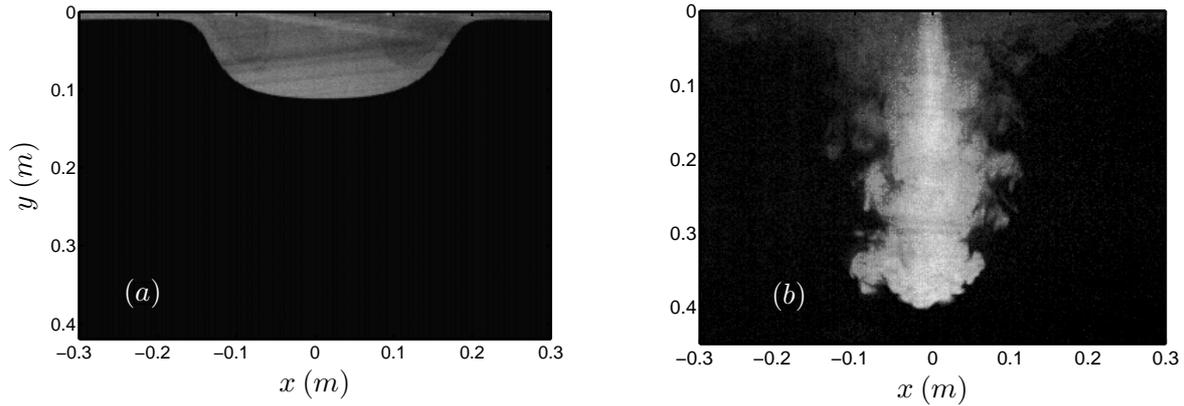


FIGURE 2.15 – Images instantanées de fontaines : (a) ( $Fr = 1$ ,  $Re = 570$  et  $\rho_i/\rho_0 = 0.95$ ) et (b) ( $Fr = 14$ ,  $Re = 1770$  et  $\rho_i/\rho_0 = 0.44$ ).

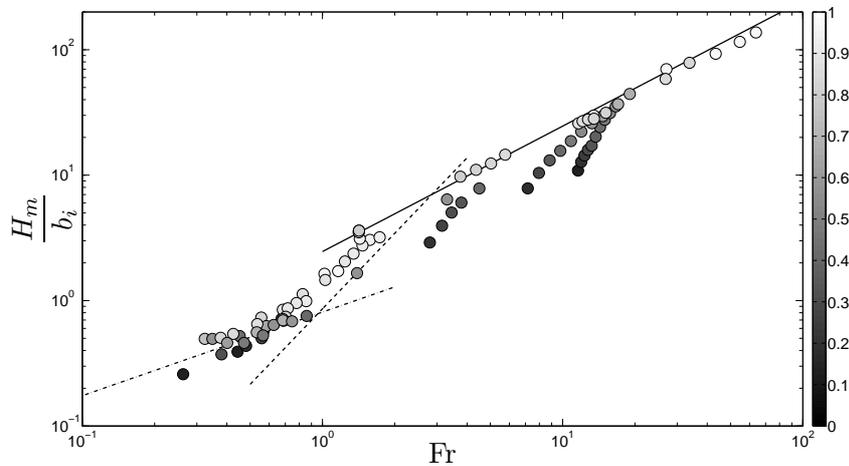


FIGURE 2.16 – Comparaisons entre les résultats expérimentaux pour la hauteur moyenne  $H_m$  et les corrélations de [Burrige and Hunt \(2012\)](#) : Ligne continue,  $H_m/b_i = 2.46 Fr$ , tirets,  $H_m/b_i = 0.86 Fr^2$ , Tirets-pointillés  $H_m/b_i = 0.81 Fr^{2/3}$ . Les points expérimentaux sont (○) sont grisés en fonction du rapport de masse volumique  $\rho_i/\rho_0$ .

en fonction des valeurs du rapport de densité  $\rho_i/\rho_0$  (points clairs pour les contrastes de densité faibles et points foncés pour les contrastes de densité forts). On constate que certains points s'écartent nettement des corrélations de Boussinesq, en particulier lorsque le rapport de densité  $\rho_i/\rho_0$  est faible (c'est-à-dire lorsque le contraste de densité est important). Ceci suggère des effets non-Boussinesq.

Pour quantifier plus précisément ces effets, considérons d'abord les données expérimentales correspondant aux fontaines forcées ( $Fr > 3$ ). Pour cela, le rapport  $H_m/(2.46 b_i Fr)$  (sachant que  $2.46 b_i Fr$  correspond à la hauteur moyenne dans le cas Boussinesq) est tracé, sur une échelle linéaire et sur une échelle log-log dans la figure 2.17, par rapport à  $\rho_i/\rho_0$ . Comme le rapport  $H_m/(2.46 b_i Fr)$  devrait être égal à 1 pour les fontaines de Boussinesq, tout écart par rapport à l'unité donne donc un aperçu du rôle des effets non-Boussinesq. Comme prévu, pour de faibles contrastes de densité (i.e.  $\rho_i/\rho_0 \rightarrow 1$ ), les résultats expérimentaux sont proches de l'unité. Cependant, pour des contrastes de densité plus importants (augmentant ainsi les effets non-Boussinesq), la fontaine atteint une hauteur moyenne significativement plus faible que celle prédite par la corrélation de Boussinesq. En particulier, la déviation du rapport  $H_m/(2.46 b_i Fr)$  de l'unité dépend clairement de la valeur de  $\rho_i/\rho_0$ . Il s'avère que les points de données (voir

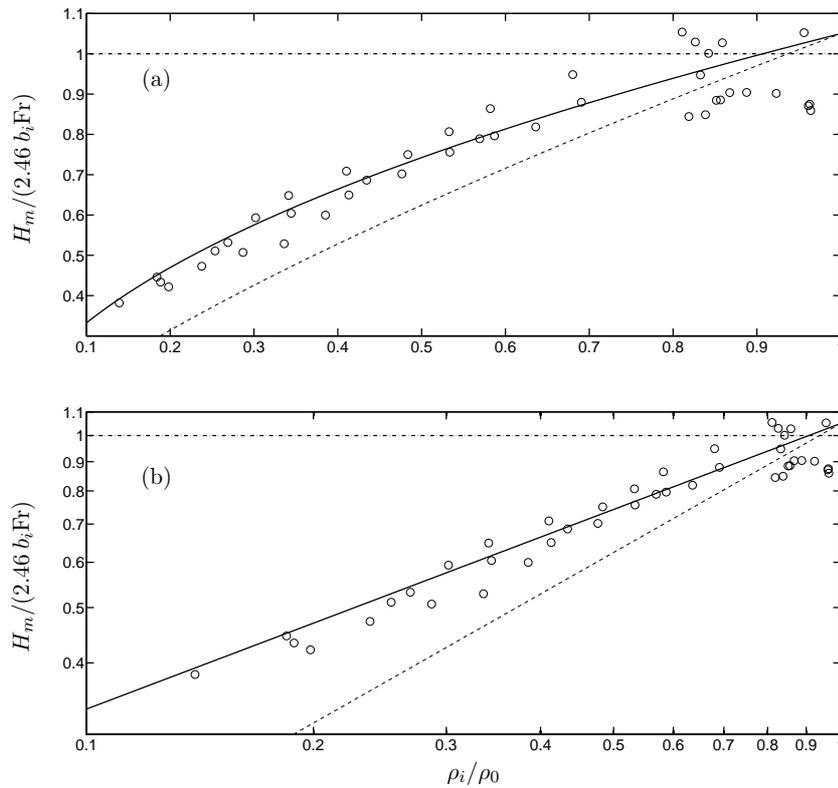


FIGURE 2.17 – Détermination de la loi corrective pour les hauteurs de fontaines en fonction du rapport de masse volumique  $\rho_i/\rho_0$ . La ligne continue représente la ligne de pente 1/2 et celle en tirets représente la pente de 3/4. Les données expérimentale sont représentées par des cercles (o).

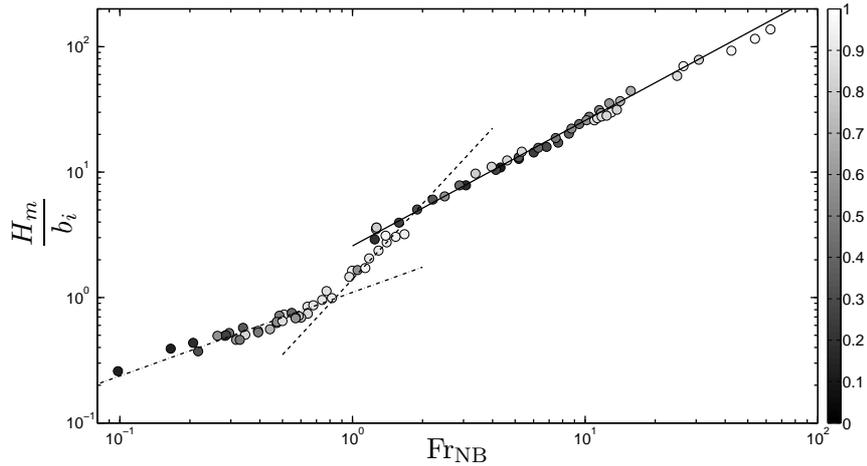


FIGURE 2.18 – Comparaisons entre les résultats expérimentaux de la hauteur  $H_m$  et les relations : ligne continue  $H_m/b_i = 2.58 \text{ Fr}_{\text{NB}}$ , ligne en tirets  $H_m/b_i = 1.4 \text{ Fr}_{\text{NB}}^2$ , ligne en tirets-pointillés  $H_m/b_i = 1.1 \text{ Fr}_{\text{NB}}^{2/3}$ . Les données expérimentales ( $\circ$ ) sont grisées en fonction du rapport  $\rho_i/\rho_0$ .

figure 2.17b) sont dispersés autour d’une ligne droite de meilleur ajustement (ligne solide) dont la pente est proche de 1/2. Cette relation s’écrit comme suit

$$\frac{H_m}{2.46 b_i \text{Fr}} \simeq 1.05 \left( \frac{\rho_i}{\rho_0} \right)^{1/2} \quad \text{for} \quad \frac{\rho_i}{\rho_0} < 0.8. \quad (2.5.1)$$

Pour des raisons de commodité, la dépendance vis-à-vis de  $\rho_i/\rho_0$  peut être incluse dans la définition du nombre de Froude non-Boussinesq

$$\text{Fr}_{\text{NB}} = \text{Fr} \left( \frac{\rho_i}{\rho_0} \right)^{1/2} = \frac{w_i}{\sqrt{g b_i \bar{\eta}_i}} \quad \text{where} \quad \bar{\eta}_i = \frac{\rho_0 - \rho_i}{\rho_i}, \quad (2.5.2)$$

où la différence de densité  $\bar{\eta}_i$  est rendue sans dimension en utilisant  $\rho_i$  au lieu de  $\rho_0$  (cas de Boussinesq). L’introduction d’un tel nombre de Froude non-Boussinesq permet en effet de saisir à la fois la dépendance vis-à-vis du rapport de densité  $\rho_i/\rho_0$  et du nombre de Froude Boussinesq  $\text{Fr}$ . En particulier, (2.5.1) peut être simplement réécrite comme suit

$$\frac{H_m}{b_i} \simeq 2.58 \text{Fr}_{\text{NB}}. \quad (2.5.3)$$

Notons que pour étudier les panaches turbulents avec de grands contrastes de densité, ce nombre de Froude non-Boussinesq a déjà été utilisé par plusieurs auteurs, comme par exemple, par [Crapper and Baines \(1978\)](#).

Nous proposons maintenant de tracer sur la figure 2.18, pour toutes les expériences (c’est-à-dire y compris les régimes très faible et faible), la hauteur moyenne de la fontaine en fonction du nombre de Froude non-Boussinesq  $\text{Fr}_{\text{NB}}$ . Comme prévu, nous observons que les points expérimentaux dans le régime forcé s’alignent sur la droite correspondant à (2.5.3). Il est cependant remarquable que pour les fontaines très faibles et faibles, les points expérimentaux s’alignent également sur deux droites (sur une échelle log-log) dont les pentes sont respectivement de 2/3 et 2. Ces deux exposants sont les mêmes que ceux trouvés par [Burrige and Hunt \(2012\)](#) pour les fontaines de Boussinesq. Ceci nous amène à la conclusion que les corrélations classiques de Boussinesq concernant la hauteur moyenne des fontaines peuvent être directement généralisées au cas non-Boussinesq en utilisant  $\text{Fr}_{\text{NB}}$ .

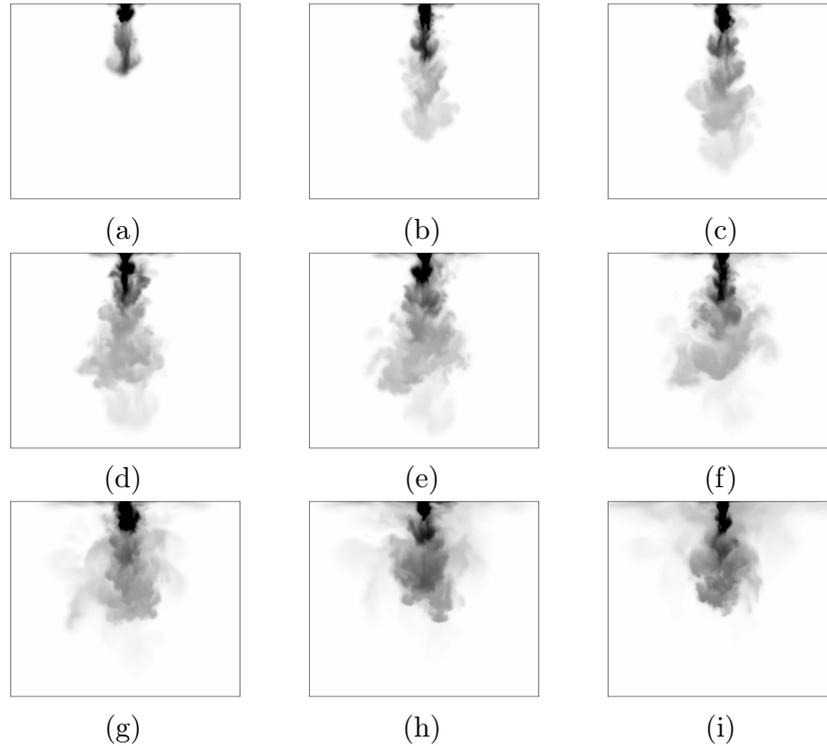


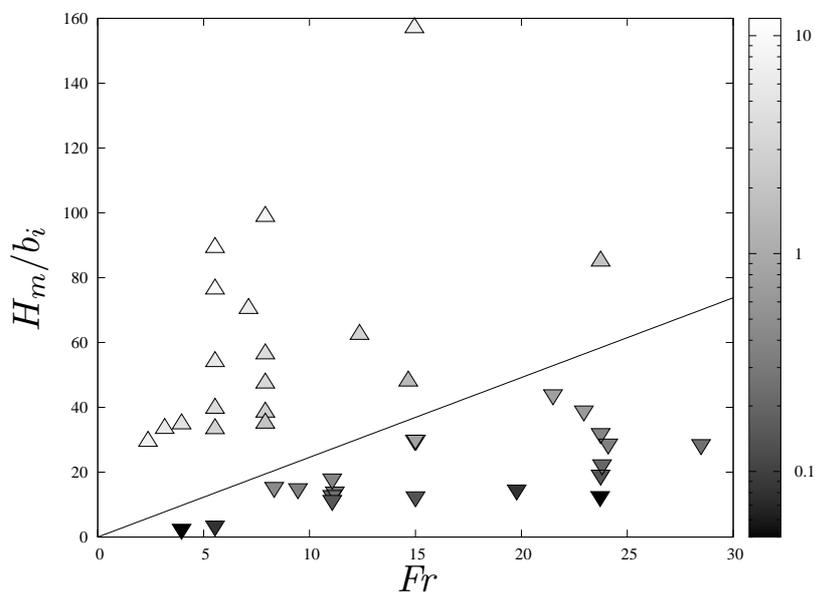
FIGURE 2.19 – Développement d'une fontaine non-Boussinesq descendante avec  $Fr = 23.7$ ,  $\rho_i/\rho_0 = 0.4$  de  $t = 0.15$  s (a) et un incrément de  $\delta t = 0.30$  s entre chaque image.

### Effet de la direction d'injection sur les fontaines non-Boussinesq

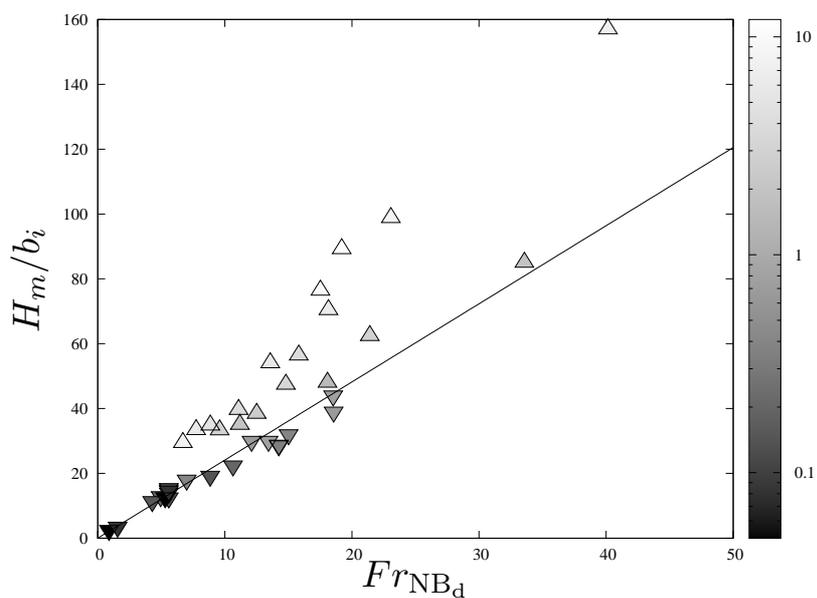
Pour aller plus loin sur les effets non-Boussinesq, nous nous sommes demandés s'il y'avait un effet de la direction d'injection du fluide. En effet, pour réaliser une fontaine avec de l'hélium, on injecte ce dernier vers le bas tandis que pour un rejet plus lourd que le fluide ambiant, on injecte le fluide vers le haut. On peut donc se demander si les mêmes corrélations s'appliquent ou s'il y a un effet lié à la direction d'injection du fluide.

Pour étudier ce problème, en collaboration avec Samuel Vaux de l'IRSN (voir [Vaux et al., 2019](#)), nous avons utilisé des simulations numériques avec ISIS. Nous considérons des rejets verticaux, isothermes et continus de mélanges gazeux pour simuler des fontaines miscibles turbulentes non-Boussinesq descendantes et ascendantes. Pour le cas descendant, les simulations ont été réalisées pour un rapport de densité  $\rho_i/\rho_0$  variant de 0,05 à 0,8. Pour le cas ascendant, le contraste de densité varie entre 1,52 et 12. Au total, une quarantaine de simulations ont été réalisées sur l'intervalle  $4.0 \lesssim Fr \lesssim 29$  correspondant initialement au régime de Boussinesq forcé ou fortement forcé. Dans toutes les simulations, le nombre de Reynolds basé sur le diamètre de la source est fixé à  $Re = 4000$ . Pour illustrer le développement de l'écoulement, la figure 2.19 présente des instantanés successifs d'une fontaine descendante.

La figure 2.20(a) montre, pour l'ensemble des simulations ascendantes et descendantes, les hauteurs en régime permanent  $H_m/b_i$  de la fontaine en fonction du nombre de Froude à la source  $Fr_i$  avec la relation  $H_m/b_i = 2.46 Fr$  (valable pour le cas de Boussinesq). Dans cette figure, les triangles ascendants (respectivement descendants) sont associés aux fontaines ascendantes (respectivement descendantes) et un niveau de gris est adopté pour indiquer la valeur du rapport de densité sur la plage  $\rho_i/\rho_0 = 0,05$  à 12 (gris foncé pour  $\rho_i/\rho_0 \ll 1$ , gris clair pour  $\rho_i/\rho_0 \gg 1$  et un gris intermédiaire pour  $\rho_i/\rho_0 \approx 1$ ). Pour les rapports de densité éloignés de l'approximation de Boussinesq (différents de 1), nous remarquons une forte déviation par rapport à la relation dite Boussinesq indiquant que  $\rho_i/\rho_0$  a une influence marquée sur la hauteur de l'état d'équilibre  $H_m$ . Sur la figure 2.20(a), le cas Boussinesq sépare clairement les cas ascendant et descendant. La dispersion des données ne suggère pas une corrélation simple en fonction du nombre de Froude



(a)



(b)

FIGURE 2.20 – (a) Comparaison entre les résultats numériques pour la hauteur  $H_m/b_i$  et la corrélation (ligne continue)  $H_m/b_i = 2.46 Fr$ . Les points ( $\triangle$ ) sont pour les fontaines montantes et les points ( $\nabla$ ) sont pour les fontaines descendantes. Les points sont grisés en fonction du rapport  $\rho_i/\rho_0$ . (b) Comparaison entre les points numériques (symboles similaires à la figures 2.20(a)) pour la hauteur  $H_{ss}/b_i$  la corrélation (ligne continue),  $H_m/b_i = 2.41 Fr_{NB_d}$ .

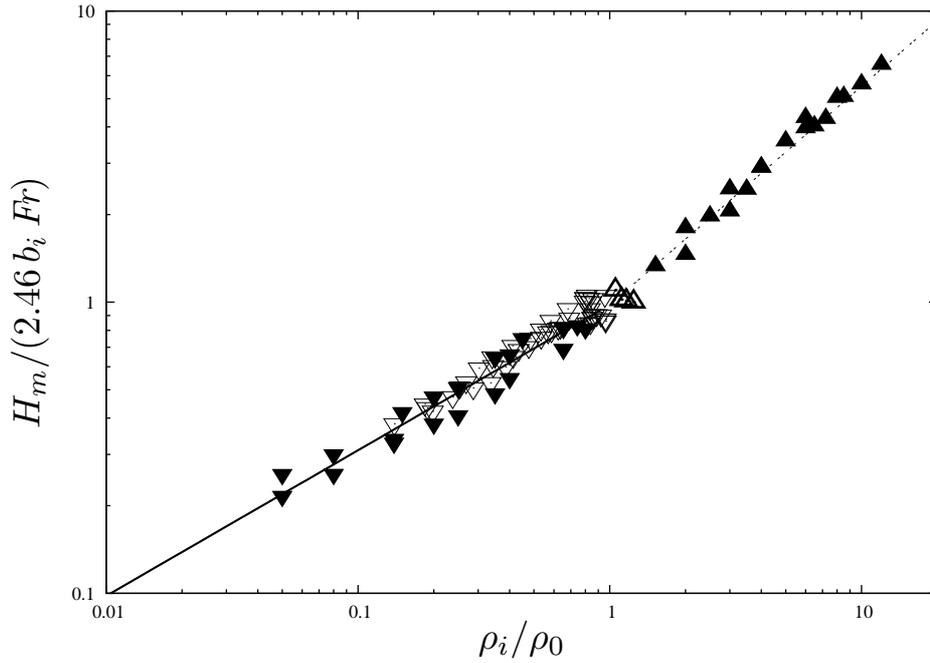


FIGURE 2.21 – Hauteur de fontaines sans dimensions ( $H_m/(2.46 b_i Fr)$ ) en fonction du rapport de masse volumique ( $\rho_i/\rho_0$ ) où  $\triangle$  représente les mesures expérimental de [Baddour and Zhang \(2009\)](#),  $\nabla$  les mesure de [Mehaddi et al. \(2015a\)](#), les symboles ( $\blacktriangle$ ) correspondent au simulations des fontaines montantes et les symboles ( $\blacktriangledown$ ) représentent les fontaines descendantes. La ligne continue correspond  $(\rho_i/\rho_0)^{1/2}$  et la ligne en tirets-pointillés correspond à  $(\rho_i/\rho_0)^{3/4}$ .

mais soulève une dépendance claire avec  $\rho_i/\rho_0$  pour les deux situations.

À la lumière de ces observations, nous traçons sur la figure 2.20(b) les résultats de simulation vers le bas et vers le haut pour la hauteur stable  $H_m/b_i$  en termes de nombre de Froude non-Boussinesq  $Fr_{NB_d}$ . Pour le cas descendant, les données suivent la relation ci-dessous :

$$H_m/b_i = 2.41 Fr_{NB_d} \quad \text{pour} \quad \rho_i/\rho_0 < 1. \quad (2.5.4)$$

Nous retrouvons (avec une différence de 7% sur la valeur du coefficient) la corrélation expérimentale obtenue à partir des mesures des hauteurs de fontaine air-hélium de [Mehaddi et al. \(2015a\)](#). Cet accord constitue un critère de validation fiable des simulations. En revanche, il est frappant de constater que  $H_m/b_i$  correspondant à une injection vers le haut s'éloigne encore de la relation linéaire (2.5.4). Ainsi, une première caractéristique notable est que les fontaines turbulentes non-Boussinesq ascendantes et descendantes ne sont pas similaires à celles observées dans les situations Boussinesq où la direction de l'injection n'a pas d'importance et où une relation unique  $H_m/b_i \propto Fr$  est trouvée. Une deuxième caractéristique est qu'alors que la quantité  $b_i Fr_{NB_d}$  est une échelle de longueur appropriée pour les fontaines non-Boussinesq descendantes, cette quantité n'est pas pertinente pour le cas ascendant. Nous pouvons réécrire la relation linéaire (2.5.4) pour les fontaines non-Boussinesq descendantes afin de mettre en évidence la dépendance en loi de puissance de la hauteur stable  $H_m$  avec le rapport de densité  $\rho_i/\rho_0$  :

$$\frac{H_m}{2.46 b_i Fr} \simeq 0.98 \left( \frac{\rho_i}{\rho_0} \right)^{1/2} \quad \text{pour} \quad \rho_i/\rho_0 < 1. \quad (2.5.5)$$

L'idée est maintenant d'examiner le comportement de la quantité  $H_m/(2.46 b_i Fr)$  en fonction du rapport de densité  $\rho_i/\rho_0$  pour l'ensemble des simulations. Le résultat est représenté sur la figure 2.21 ainsi que la loi de puissance plus appropriée du rapport de densité pour chaque direction d'injection. En plus de la relation (3.2.3) obtenue pour les fontaines descendantes, un deuxième comportement de loi de puissance avec le rapport de densité  $\rho_i/\rho_0$  peut être clairement observé

pour les fontaines ascendantes :

$$\frac{H_m}{2.46 b_i Fr} \simeq 0.98 \left( \frac{\rho_i}{\rho_0} \right)^{3/4} \quad \text{for } \rho_i/\rho_0 > 1. \quad (2.5.6)$$

Contrairement à l'injection descendante, la tendance de la hauteur stable  $H_m/(2.46 b_i Fr)$  pour les fontaines ascendantes change radicalement pour adopter un comportement  $(\rho_i/\rho_0)^{3/4}$ . Cette tendance démontre l'asymétrie des fontaines non-Boussinesq par rapport à la direction d'injection.

## 2.6 Bilan

Dans ce chapitre nous avons revu les travaux sur les fontaines auxquels j'ai participé durant ces 12 dernières années. En effet, j'ai tout d'abord étudié les fontaines miscibles Boussinesq dans des configurations très diverses à savoir, laminaires et turbulentes, en milieux homogènes et stratifiés. Ensuite, je me suis focalisé sur les effets des grandes différences de masse volumiques, ou en d'autres termes, les effets non-Boussinesq, sur la dynamique des fontaines. Ce travail a montré qu'il existe une brisure de symétrie dans la dynamique des fontaines ascendante et descendante. Nous suspectons que cette brisure de symétrie a pour origine l'entraînement turbulent qui fait intervenir des mécanismes différents entre les cas ascendant et descendant. En effet, un exemple des mécanismes qui interviennent dans la formation de structures turbulentes est l'instabilité de Rayleigh-Taylor. Cette instabilité est directement liée aux différences de masse volumique. En conséquence, elle peut avoir un caractère différenciant suivant la direction d'injection. Je souhaiterais dans les années à venir continuer à progresser dans cette direction pour mieux comprendre les phénomènes intervenant dans ces écoulements.

# Chapitre 3

## Panaches

### Sommaire

---

3.1	Définitions . . . . .	43
3.2	Panache d’incendie dans un milieu stratifié en deux couches . . . . .	46
3.2.1	Détermination d’un critère de piégeage/échappement d’un panache . . . . .	47
3.2.2	Hauteur du panache . . . . .	48
3.3	Panache en milieu linéairement stratifié . . . . .	50
3.3.1	Hauteur du panache . . . . .	50
3.4	Panache d’incendie dans un compartiment : modèle de remplissage . . . . .	54
3.4.1	Remplissage avec un panache d’incendie . . . . .	55
3.5	Remplissage et vidange simultanés . . . . .	56
3.5.1	Modèle théorique . . . . .	58
3.5.2	Comparaison avec des données expérimentales . . . . .	59
3.6	Bilan . . . . .	62

---

### 3.1 Définitions

Un panache est un écoulement engendré soit par le rejet continu vers le haut (resp. vers le bas) d’un fluide léger (resp. lourd) dans un fluide plus lourd (resp. léger) ou bien par une source de chaleur ou les deux à la fois (voir [Hunt and Van den Bremer, 2011](#)). Cette particularité montre qu’un panache, contrairement à une fontaine, peut être engendré sans injection de masse. On peut considérer le panache, qui est un rejet à flottabilité positive, comme le complémentaire de la fontaine, qui quant à elle est un rejet à flottabilité négative (la référence de masse volumique est la masse volumique ambiante).

Il existe beaucoup d’exemples de panaches dans la nature et dans l’industrie. Par exemple, une personne assise dans une pièce engendre un panache thermique, comme le montre la figure 3.1, à cause de la différence de température entre le corps humain et l’air ambiant. Les sources hydrothermales produisent des panaches dans les fond marins des océans ([Lupton et al., 1985](#)). Les panaches sont aussi le résultat d’accidents industriels comme celui de Lubrizol ([Rouïl et al., 2021](#)) ou d’incendies comme celui de la cathédrale Notre Dame. On trouve également d’autres types de panaches plus particuliers comme les panaches dans le manteau terrestre où les couches géologiques plus chaudes et moins denses montent sous l’effet de leur flottabilité vers les couches plus froides ([Kaminski and Jaupart, 2003](#)).

Dans ce chapitre, je vais me focaliser sur les panaches turbulents, en particulier sur les concepts fondamentaux permettant d’appréhender cet écoulement. Je rappelle tout d’abord que la modélisation des panaches dans un milieu homogène date des années 30 avec [Zeldovich \(1937\)](#) et [Schmidt \(1941\)](#) qui se sont intéressés au cas des panaches issus d’une source de convection comme une bille chaude plongée dans un fluide plus froid. Une percée majeure a été réalisée quelques années plus tard par [Morton et al. \(1956\)](#) dans le cas des panaches en régime turbulent. En effet, pour modéliser un panache, ces auteurs proposent de le décrire par ses variables

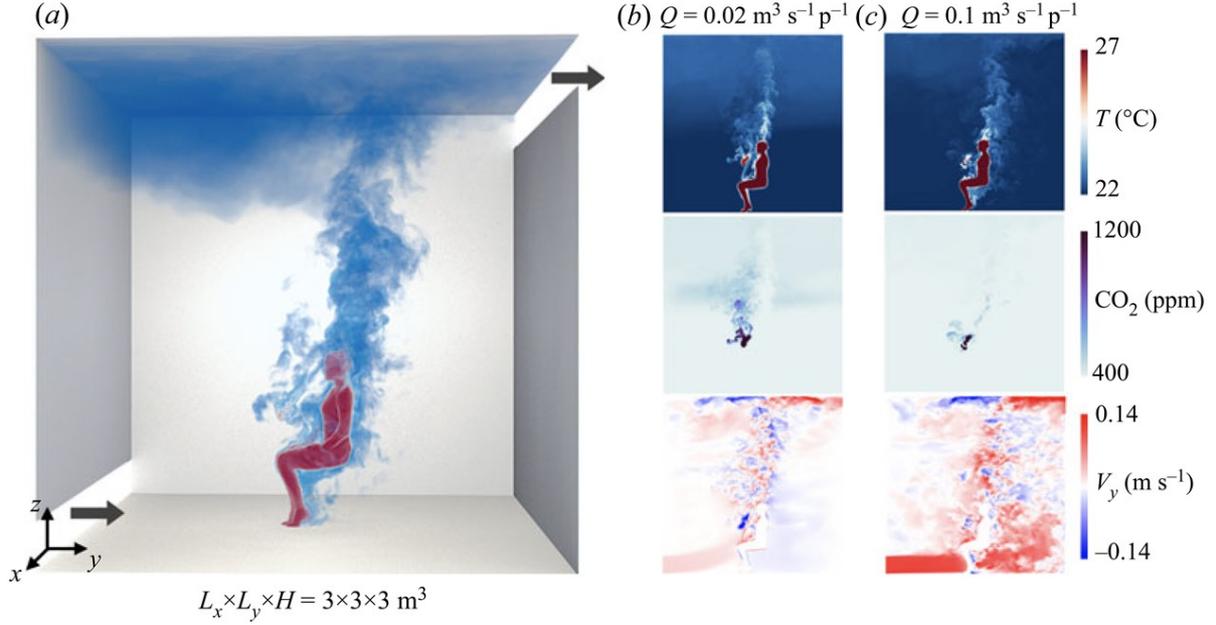


FIGURE 3.1 – Exemple d'un panache thermique issue d'une personne dans une pièce (Simulations numériques par DNS [Yang et al., 2022](#)).

"primaires" à savoir son rayon noté  $b(z)$ , sa vitesse débitante moyenne  $w(z)$  et son déficit de masse volumique  $\eta = (\rho_0 - \rho(z))/\rho_0$  où  $\rho_0$  est la masse volumique du milieu ambiant et  $\rho(z)$  est la masse volumique moyenne du panache à une altitude  $z$  quelconque (voir figure 3.2). En utilisant ces variables primaires et en écrivant les équations de conservation du débit volumique, de la quantité de mouvement et du débit de flottabilité, ces auteurs aboutissent au système d'équations ci-dessous

$$\frac{d(\pi\rho(z)b(z)^2w(z))}{dz} = 2\pi\rho_0b(z)u_e(z), \quad (3.1.1)$$

$$\frac{d(\pi\rho(z)b(z)^2w(z)^2)}{dz} = \pi g(\rho_0 - \rho(z))b(z)^2, \quad (3.1.2)$$

$$\frac{d(\pi(\rho_0 - \rho(z))b(z)^2w(z))}{dz} = 0. \quad (3.1.3)$$

Notons que dans le cadre de l'approximation de Boussinesq, on suppose que  $\rho_0 \approx \rho(z)$  partout sauf dans les cas où une différence de masse volumique apparait. On verra plus loin que cette restriction pourra être levée, car en particulier dans le domaine de l'incendie les différences de température et par conséquent les différences de masse volumique peuvent être très importantes.

On remarque sur l'équation (3.1.3) que la quantité

$$F = \pi g \frac{\rho_0 - \rho_i}{\rho_0} b_i^2 w_i \quad (3.1.4)$$

est conservée quelle que soit la valeur de  $z$ . Ici,  $w_i$ ,  $\rho_i$  et  $b_i$  sont respectivement la vitesse, la masse volumique et le rayon à la source du panache.

Pour résoudre ce système d'équations, [Morton et al. \(1956\)](#) introduisent le concept fondamental d'entraînement turbulent qui stipule que la vitesse d'entraînement horizontal du fluide ambiant  $u_e(z)$  est proportionnelle à la vitesse ascensionnelle du panache  $w(z)$  avec un coefficient de proportionnalité  $\alpha$ . Ce principe d'entraînement s'écrit donc

$$u_e(z) = \alpha w(z) \quad \forall z. \quad (3.1.5)$$

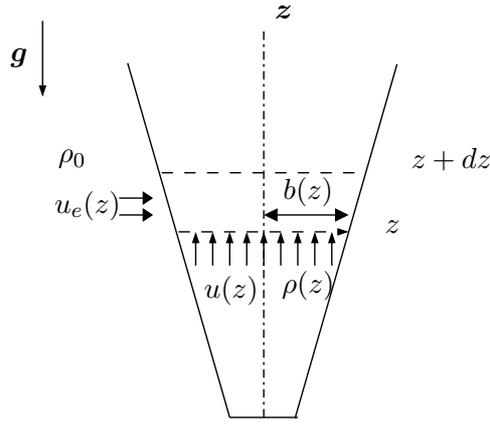


FIGURE 3.2 – Schéma d'un panache se développant dans un milieu homogène de masse volumique  $\rho_0$ . Le panache est émis par une source circulaire de diamètre  $D$  et un flux de flottabilité  $F$ . La vitesse d'entraînement est notée  $u_e(z)$ , la masse volumique moyenne est notée  $\rho(z)$ , sa vitesse est notée  $u(z)$  et son rayon est noté  $b(z)$ .

En pratique, dans la cadre de l'approximation de Boussinesq, la valeur du coefficient d'entraînement est de l'ordre de  $\alpha \approx 0.1$ . Dans le cas non-Boussinesq, suivant [Ricou and Spalding \(1961\)](#) et [Rooney and Linden \(1996\)](#), la relation (3.1.5) peut être modifiée et généralisée comme suit

$$u_e(z) = \alpha \left( \frac{\rho(z)}{\rho_0} \right)^{1/2} w(z). \quad (3.1.6)$$

En introduisant les variables  $\beta = b (\rho/\rho_0)^{1/2}$  et  $\eta = (\rho_0 - \rho) / \rho$ , les équations de conservations (3.1.1), (3.1.2) et (3.1.3) deviennent :

$$\frac{d(\beta^2 u)}{dz} = 2\alpha \beta u, \quad \frac{d(\beta^2 u^2)}{dz} = g \eta \beta^2, \quad \frac{d(g \eta \beta^2 u)}{dz} = 0. \quad (3.1.7)$$

Pour résoudre ces équations (3.1.7), on fait généralement l'hypothèse que les variables primaires varient en suivant des lois de puissance de  $z$ , i.e.  $\beta(z) = k_\beta z^a$ ,  $u(z) = k_u z^b$  et  $\eta(z) = k_\eta z^c$ . En remplaçant ces lois dans les équations de conservation (3.1.7), les constantes ( $k_\beta, k_u$  et  $k_\eta$ ) et les exposants ( $a, b$  et  $c$ ) peuvent être obtenus :

$$\beta = C_1 z, \quad u = C_2 F^{1/3} z^{-1/3}, \quad \eta = C_3 F^{2/3} z^{-5/3}, \quad (3.1.8)$$

Dans les équations (3.1.8), les constantes  $C_n$  sont des fonctions du coefficient d'entraînement  $\alpha$  :

$$C_1 = \frac{6\alpha}{5}, \quad (3.1.9)$$

$$C_2 = \left( \frac{3}{4} \right)^{1/3} \left( \frac{6\alpha}{5} \right)^{-2/3} \left( \frac{1}{\pi} \right)^{1/3}, \quad (3.1.10)$$

$$C_3 = \frac{1}{g} \left( \frac{3}{4} \right)^{-1/3} \left( \frac{6\alpha}{5} \right)^{-4/3} \left( \frac{1}{\pi} \right)^{2/3}. \quad (3.1.11)$$

En utilisant la valeur du coefficient  $\alpha = 0.1$  ([Michaux and Vauquelin, 2008](#)), on obtient pour les constantes  $C_1, C_2$  et  $C_3$  les valeurs ci-dessous :

$$C_1 = 0.12, \quad C_2 = 2.55, \quad C_3 = 0.88. \quad (3.1.12)$$

Il est intéressant de noter que le rayon  $\beta$  est indépendant du débit de flottabilité  $F$ . En effet, on déduit que quel que soit le panache étudié, l'aspect conique de ce dernier est toujours préservé avec un angle d'ouverture universel loin de la source.

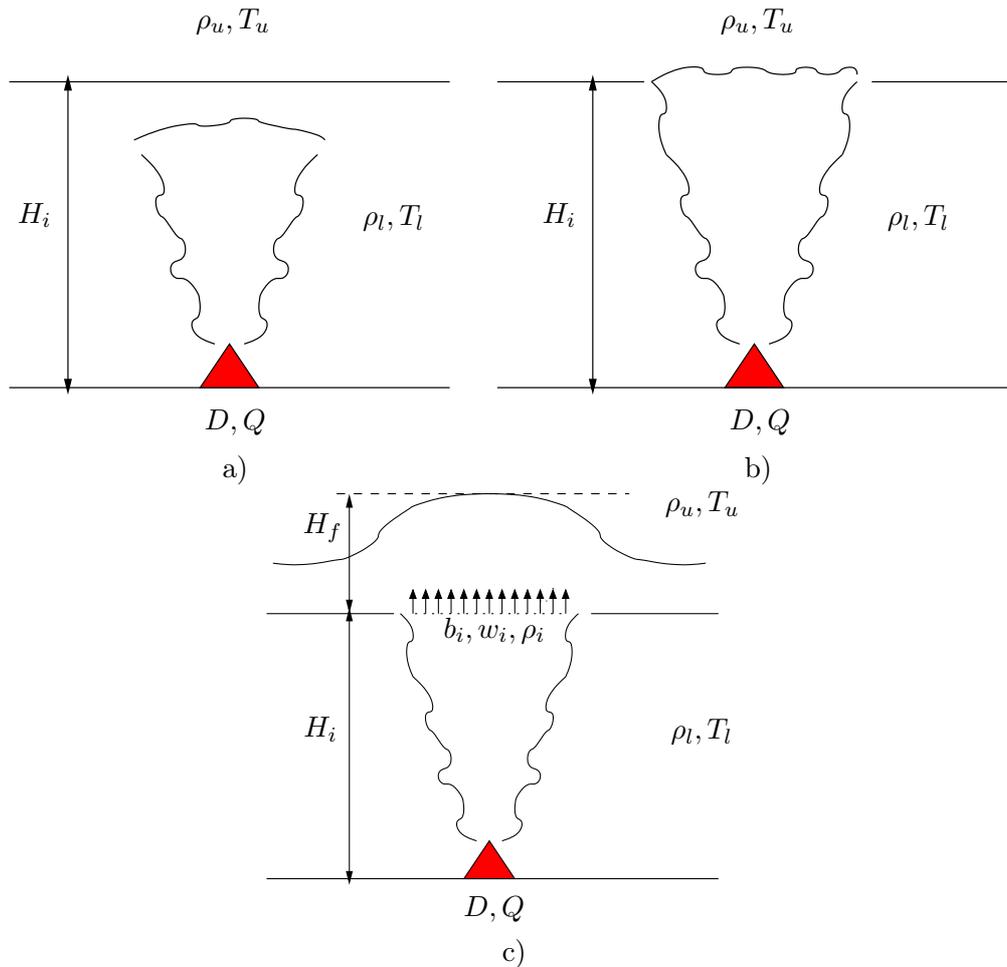


FIGURE 3.3 – Schéma d'un panache d'incendie se développant dans un fluide stratifié à deux couches et montrant trois étapes différentes : (a) la montée initiale du panache dans la couche inférieure, (b) l'impact du panache sur l'interface et (c) le développement de la fontaine turbulente au-dessus de l'interface. Sont également représentés le diamètre du feu  $D$ , la puissance du feu  $Q$ , la profondeur de la couche inférieure  $H_i$ , les densités des couches inférieure et supérieure, respectivement  $\rho_l$  et  $\rho_u$ , les températures des couches inférieure et supérieure, respectivement  $T_l$  et  $T_u$ , et enfin la hauteur de la fontaine  $H_f$  au-dessus de l'interface.

Après avoir décrit les propriétés principales d'un panache en milieu homogène, nous allons discuter ci-dessous le cas d'un panache en milieu stratifié. Dans un premier temps, nous considérons une stratification en deux couches, une couche froide (plus dense) en partie basse et une zone plus chaude (moins dense) en partie haute. Ce problème peut avoir des applications dans le domaine de la détection des incendies. Dans un second temps, je décrirai un modèle simplifié de panache en milieu linéairement stratifié où la masse volumique varie progressivement en fonction de l'altitude.

### 3.2 Panache d'incendie dans un milieu stratifié en deux couches

Dans certains locaux de grandes dimensions, la masse volumique à l'intérieur de la pièce peut être stratifiée, de façon simplifiée, en deux couches. En cas d'incendie dans ce type de local, le panache de fumée peut être capturé par la stratification ambiante, c'est-à-dire, ne pas réussir à atteindre le plafond. Sachant que les détecteurs de fumée sont souvent situés au plafond, il est par exemple nécessaire d'évaluer leur capacité à identifier la présence de fumées provenant du sol (voir Fang et al., 2006; Maluk et al., 2017; Kerber and Milke, 2007). Les processus physiques sous-jacents à la capture du panache par la stratification ambiante peuvent être résumés ainsi : le

panache, plus léger que l'air ambiant, s'élève sous l'effet de sa flottabilité. Durant son ascension, en fonction du processus d'entraînement turbulent, la masse volumique moyenne du panache augmente (voir par exemple Heskestad, 2016; Vigne et al., 2019). Lorsque le panache atteint l'interface (entre les deux couches), si sa masse volumique est supérieure à celle du fluide de la couche supérieure, la flottabilité du panache devient négative (c'est-à-dire que la force de gravité agit dans la direction opposée à celle de la quantité de mouvement) et une fontaine se forme. En revanche, si la densité du panache est inférieure à celle de la couche supérieure, la flottabilité résultante est positive et le panache s'élève indéfiniment. Pour déterminer lequel de ces deux comportements possibles est susceptible de se produire, il est nécessaire de déterminer un critère de séparation.

Le but ici est de déterminer ce critère pour le cas d'un panache d'incendie ainsi que la hauteur atteinte par les fumées dans le local. Le but sera d'évaluer si la hauteur du panache est inférieure ou supérieure à celle du local.

### 3.2.1 Détermination d'un critère de piégeage/échappement d'un panache

Pour déterminer un critère de séparation, on considère un panache d'incendie se développant dans un environnement infini stratifié en deux couches. Les densités des couches inférieure et supérieure sont respectivement notées  $\rho_l$  et  $\rho_u$  où  $\rho_l > \rho_u$ . Les températures correspondantes des couches inférieure et supérieure sont de même notées  $T_l$  et  $T_u$  respectivement avec  $T_l < T_u$ . La figure (5.3)c montre un schéma de la configuration. Le panache est issu d'un foyer de puissance  $Q$  et de diamètre noté  $D$ . La distance entre la source du panache et l'interface est notée  $H_l$ . À l'interface, si la densité du panache, notée  $\rho_i$ , est supérieure à la densité de la couche supérieure (c'est-à-dire  $\rho_i > \rho_u$ ), le panache se comporte comme une fontaine (Mehaddi et al., 2015b). En fait, à l'interface, le panache pénètre dans la couche supérieure et, en raison de sa flottabilité négative, il atteint une certaine hauteur qui est appelée ci-après la hauteur du panache  $H_p$  où  $H_p = H_f + H_l$ . Dans la couche inférieure, en utilisant les équations (3.1.8), les variables primaires du panache, à savoir le rayon  $b$ , la vitesse apparente  $w$  et la température apparente, peuvent être écrites :

$$b = C_1 \left( \frac{\rho_l}{\rho} \right)^{1/2} z, \quad (3.2.1)$$

$$w = C_2 F^{1/3} z^{-1/3}, \quad (3.2.2)$$

$$\eta = C_3 F^{2/3} z^{-5/3}, \quad (3.2.3)$$

Notons que dans le cas d'un incendie, le flux de flottabilité  $F$  peut être relié à la puissance du feu avec la relation

$$F = \frac{g}{\rho_l T_l c_p} Q_c, \quad (3.2.4)$$

où  $g$  est l'accélération gravitationnelle et  $c_p$  est la capacité calorifique de l'air. Le flux de chaleur convectif  $Q_c$  est généralement considéré comme une fraction  $1 - \chi_C$  de la puissance du feu  $Q$  (c'est-à-dire  $Q_c = (1 - \chi_C) Q$ ) où  $\chi_C$  est la fraction radiative. Notons qu'à l'interface,  $\eta(H_l)$ ,  $b(H_l)$  et  $w(H_l)$  seront respectivement notés  $\eta_i$ ,  $b_i$  et  $w_i$ .

Pour observer une fontaine turbulente au-dessus de l'interface, la masse volumique du panache doit être plus grande que celle de la couche supérieure, c'est-à-dire que  $\rho(H_l) = \rho_i > \rho_u$ . Cette condition simple nous conduit à :

$$\frac{\rho_l - \rho_u}{\rho_l - \rho_i} > 1. \quad (3.2.5)$$

En remplaçant  $\rho_i$  par son expression (3.2.3), on obtient la relation ci-dessous :

$$\Lambda > C_3 \quad \text{où} \quad \Lambda = \frac{\epsilon}{1 - \epsilon} \frac{H_l^{5/3}}{F^{2/3}} \quad \text{et} \quad \epsilon = \frac{\rho_l - \rho_u}{\rho_l}. \quad (3.2.6)$$

Si ce critère s'avère vérifié, alors le panache donne effectivement naissance à une fontaine au-dessus de l'interface. Dans le cas contraire, il s'échappe de l'interface et s'élève indéfiniment. Dans la section suivante, nous nous concentrons sur le cas particulier où une fontaine se forme au-dessus de l'interface (à savoir le cas de piégeage, pour lequel  $\Lambda > C_3$ ) et nous cherchons une estimation de la hauteur totale du panache  $H_p$  basée sur une analyse théorique.

### 3.2.2 Hauteur du panache

Afin d'estimer la hauteur du panache, rappelons qu'ici la source de la fontaine est située à l'interface avec un rayon  $b_i$ , une vitesse  $w_i$  et une différence de densité  $(\rho_i - \rho_u)/\rho_u$ . En utilisant la définition du paramètre  $\Lambda$  et les valeurs des variables primaires  $b_i$ ,  $w_i$  et  $\eta_i$ , le nombre de Froude interfacial peut être exprimé comme :

$$Fr = \frac{C_2 C_3^{1/4}}{(g C_1)^{1/2}} \left[ \frac{\epsilon}{\Lambda(1-\epsilon)} + \frac{1}{C_3} \right]^{1/4} [\Lambda - C_3]^{-1/2} . \quad (3.2.7)$$

Rappelons que la hauteur de la fontaine évolue différemment en fonction de la valeur du nombre de Froude. En effet, dans le cas des fontaines forcées, correspondant à  $Fr > 3$ , la hauteur de la fontaine évolue comme  $H_f/b_i \propto (\rho_i/\rho_u)^{3/4} Fr$  (voir [Vaux et al. \(2019\)](#)). Dans le cas de fontaines faibles et très faibles, la hauteur de fontaine sans dimension s'exprime  $H_f/b_i \propto Fr^2$  pour  $1 < Fr < 3$  et  $H_f/b_i \propto Fr^{2/3}$  pour  $Fr < 1$ . Notons que, dans le régime très faible, la fontaine n'a pas assez de quantité de mouvement pour émerger. Dans ce cas,  $H_f \approx 0$ . En remplaçant  $b_i$  et  $Fr$  par leurs expressions respectives, nous pouvons obtenir la hauteur de la fontaine :

$$\frac{H_f}{H_l} \propto \frac{C_2 C_1^{1/2}}{g^{1/2}} (1-\epsilon)^{-3/4} (\Lambda - C_3)^{-1/2} \quad \text{for } Fr > 3 , \quad (3.2.8)$$

$$\frac{H_f}{H_l} \propto \frac{C_2^2 C_3}{g} \left[ \frac{\epsilon}{\Lambda(1-\epsilon)} + \frac{1}{C_3} \right] [\Lambda - C_3]^{-1} \quad \text{for } Fr < 3 . \quad (3.2.9)$$

Dans le cas où l'environnement est légèrement stratifié, ce qui signifie que  $\epsilon \ll 1$ , les équations (3.2.8) et (3.2.9) peuvent être réécrites

$$\frac{H_f}{H_l} \propto \frac{C_2 C_1^{1/2}}{g^{1/2}} (\Lambda - C_3)^{-1/2} + O(\epsilon) \quad \text{for } Fr > 3 , \quad (3.2.10)$$

$$\frac{H_f}{H_l} \propto \frac{C_2^2}{g} [\Lambda - C_3]^{-1} + O(\epsilon) \quad \text{for } Fr < 3 . \quad (3.2.11)$$

Ces relations montrent que la hauteur de la fontaine est seulement une fonction de  $\Lambda$ . Pour vérifier la validité de ces relations, des simulations numériques ont été réalisées à l'aide du code de calcul ISIS développé par l'IRSN (voir la figure 5.3). Vingt-huit simulations ont été réalisées pour des feux de diamètres  $0,3 \text{ m} < D < 1,0 \text{ m}$  présentant des puissances convectives constantes  $Q_c$  variant de 100 kW à 1100 kW. Le paramètre de stratification  $\Lambda$  varie entre  $0,79 \ll \Lambda < 6,71$ . La hauteur  $H_f/H_l$  est tracée sur la figure 3.5 en fonction de  $\Lambda$ .

On observe très clairement que les données suivent la relation suivante :

$$H_f/H_l = 0.5(\Lambda - C_3)^{-1/2} . \quad (3.2.12)$$

Pour les applications pratiques en ingénierie de la sécurité incendie, l'équation (3.2.12) peut être ré-écrite en fonction de la puissance  $Q_c$  :

$$H_f/H_l = 0.5 \left( 1090 \frac{T_u - T_l}{T_l} \frac{H_l^{5/3}}{Q_c^{2/3}} - 0.88 \right)^{-1/2} \quad (3.2.13)$$

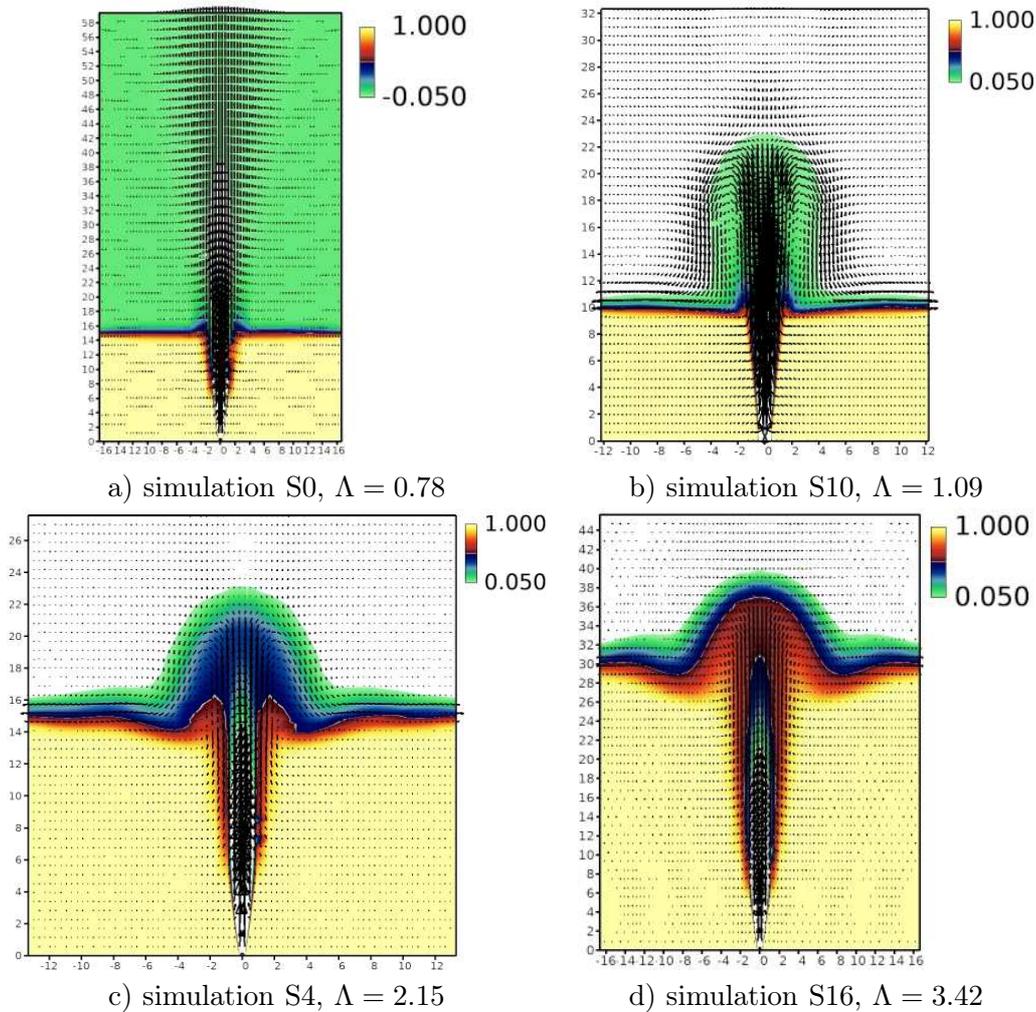


FIGURE 3.4 – Visualisation de l'écoulement dans le plan médian vertical pour quatre simulations (a) simulation S0, (b) simulation S10, (c) simulation S4 et (d) simulation S16 correspondant respectivement à des valeurs croissantes du paramètre de stratification  $\Lambda$ . La barre de couleur montre la grandeur  $\phi = (T_u - T)/(T_u - T_l)$  et son niveau minimum est fixé à  $\phi = 0.05$  (qui donne la localisation approximative de la fontaine émergente) pour les cas de piégeage de l'écoulement et  $\phi = -0.05$  pour le cas d'échappement du panache. Les vecteurs vitesses sont mis à l'échelle pour donner la valeur de la vitesse relative.

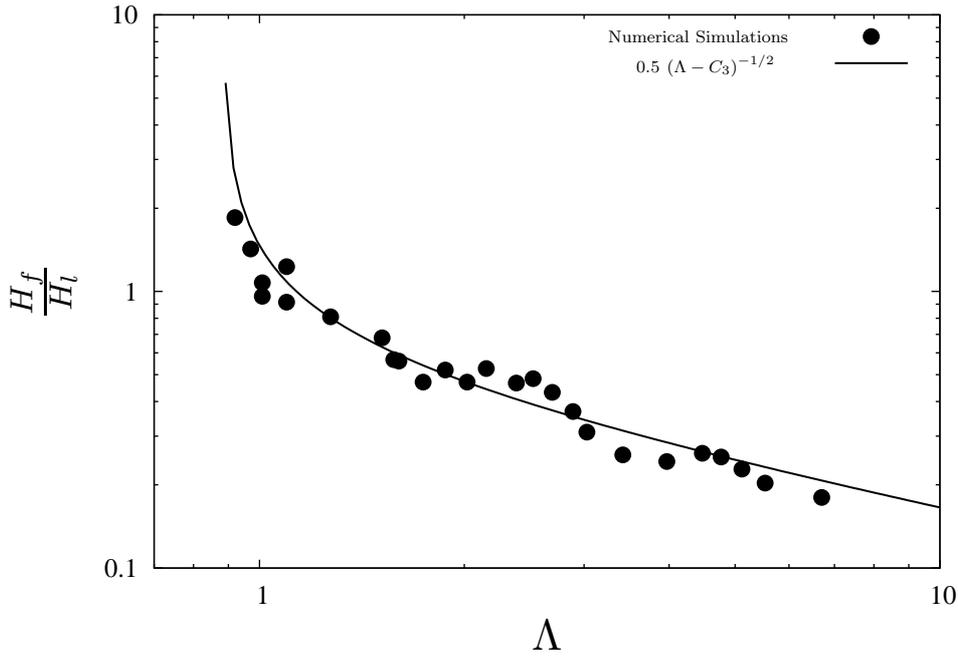


FIGURE 3.5 – Comparaison entre le modèle actuel et les simulations numériques réalisées par le code CALIF<sup>3</sup>S-ISIS. Les cercles noirs correspondent aux simulations et la ligne solide épaisse représente l'équation (3.2.12)

### 3.3 Panache en milieu linéairement stratifié

Dans le cas d'un milieu linéairement stratifié, le panache a systématiquement une hauteur finie. C'est l'une des différences importantes avec la cas stratifié en deux couches. En effet, un processus similaire de mélange se produit entre le panache et son environnement. Ces différentes phases de développement du panache peuvent être observées sur la figure 3.6. Durant son ascension verticale, un panache en milieu stratifié s'alimente à partir du milieu ambiant, ce qui induit une décroissance de la différence de masse volumique entre le milieu ambiant et le panache jusqu'à s'annuler à une certaine altitude  $H_t$ . Cependant, à cette même altitude, le rejet possède encore une certaine quantité de mouvement qui lui permet de continuer son ascension verticale comme un jet pur en milieu linéairement stratifié. Ce jet atteint une hauteur terminale  $H_p$  puis s'effondre sur lui-même et forme un panache annulaire qui descend jusqu'à une certaine hauteur où il s'étale radialement à la manière d'un courant de gravité. Cette hauteur est appelée ici hauteur d'étalement.

Pour étudier ce type de panache, il est plus simple de traiter le problème en le scindant en deux. Le premier problème concerne la partie à flottabilité positive dans laquelle  $\rho(z) < \rho_0(z)$ . L'extension verticale de cette partie correspond à  $0 < z < H_t$ . Au delà de  $H_t$  le problème devient celui d'un jet pur en milieu linéairement stratifié puisque  $\eta(z = H_t) = 0$ . Nous appellerons par la suite l'étendue verticale correspondant à  $H_t < z < H_p$ , zone à flottabilité négative, car dans cette zone  $\rho(z) > \rho_0(z)$ . L'avantage de la démarche théorique proposée ici, en comparaison des travaux antérieurs qui sont expérimentaux pour la plupart, est de donner une vue d'ensemble sur les différents régimes d'écoulement des panaches en milieu linéairement stratifié ainsi que leurs limites d'existence.

#### 3.3.1 Hauteur du panache

Pour calculer la hauteur du panache  $H_p$ , on utilise les valeurs des hauteurs des zones positive et négative qui sont données respectivement par  $H_t$  et  $H_f$ . Sans entrer dans les détails mathématiques, notons que l'expression de la hauteur  $H_p$  peut être obtenue en résolvant le modèle de Morton et al. (1956), de façon similaire au cas de la fontaine. L'expression de la hauteur du

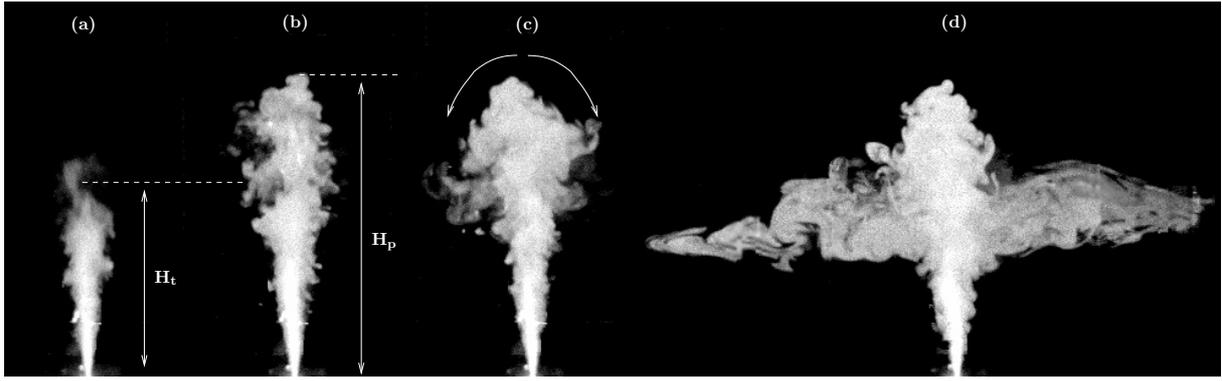


FIGURE 3.6 – Développement d'un panache dans un milieu stratifié. Expérience Air-Helium réalisée à IUSTI.

panache  $H_p$  est

$$\frac{\Lambda_i H_p}{b_i} = \int_{\sigma_i}^{\infty} \left[ I(\sigma_i) - I(\sigma) + \frac{\Gamma_i \sigma_i^{5/4}}{(1 + \sigma_i)^{3/4}} \right]^{-1/2} (1 + \sigma)^{-3/2} d\sigma + \frac{\alpha_p}{\alpha_n} \int_0^{\infty} \left[ I(\sigma) + I(\sigma_i) + \frac{5}{2} \beta \left[ 1, \frac{1}{2}, \frac{5}{4} \right] + \frac{\Gamma_i \sigma_i^{5/4}}{(1 + \sigma_i)^{3/4}} \right]^{-1/2} (1 + \sigma)^{-3/2} d\sigma, \quad (3.3.1)$$

où  $\alpha_n$  et  $\alpha_p$  sont respectivement les coefficients d'entraînement de la zone à flottabilité négative et de la zone à flottabilité positive. Notons également que le coefficient d'entraînement intervenant dans  $\Lambda_i$  est  $\alpha_p$ . La résolution numérique de cette équation est présentée sur la figure (3.7). On observe très clairement trois situations asymptotiques en fonction de  $\Gamma_i$  et  $\sigma_i$ . Dans ce qui suit, nous extrairons de l'équation générale (3.3.1), des relations analytiques pour chacune des situations asymptotiques, observées sur la figure (3.7), que nous lierons à des régimes d'écoulements particuliers.

**Régime dominé par l'entraînement turbulent :** Pour le premier régime nous considérons le cas où  $\sigma_i \ll 1$  et  $\Gamma_i \sigma_i^{5/4} \ll 1$  (figure 3.7). Dans ce cas, la hauteur du panache est donnée par l'équation ci-dessous :

$$\frac{H_p}{b_i} = \frac{5}{16} \left( \frac{E}{\alpha_n} + \frac{B}{\alpha_p} \right) \frac{1}{\Gamma_i^{1/2} \sigma_i^{3/8}}, \quad (3.3.2)$$

ou encore, en fonction des flux à la source

$$H_p = \frac{1}{4} \left( \frac{5}{2} \right)^{1/2} \left( \frac{E}{\alpha_p^{1/2}} + \frac{B \alpha_p^{1/2}}{\alpha_n} \right) F^{1/4} \left( g^{1/3} N^2 \right)^{-3/8}. \quad (3.3.3)$$

où  $B$  et  $E$  sont des constantes qui valent respectivement 3.3 et 1.14.

La figure 3.8 présente la comparaison entre l'équation (3.3.2) et les données expérimentales de [Fan \(1967\)](#); [Abraham and Eysink \(1969\)](#) et [Sneck and Brown \(1974\)](#) rapportés par [Carazzo et al. \(2008b\)](#). On observe un bon accord entre la théorie et les expériences, confirmant le fait que le modèle eulérien de [Morton et al. \(1956\)](#) peut reproduire un panache en milieu stratifié, du moins pour les faibles valeurs de  $N^2$ . Notons que les valeurs des coefficients d'entraînements  $\alpha_n$  et  $\alpha_p$ , comme proposés par [Carazzo et al. \(2008a\)](#), sont respectivement de 0.07 et 0.12.

Dans le cas d'un panache très faible (i.e  $M_i = 0$  ou  $\Gamma_i = \infty$ ), des comparaisons supplémentaires peuvent être aussi effectuées. En effet, [Devenish et al. \(2010\)](#), ont entrepris des simulations aux grandes échelles de panaches issues d'une plaque chauffée et se développant dans un milieu linéairement stratifié. Avant de comparer cette théorie avec les simulations numériques de

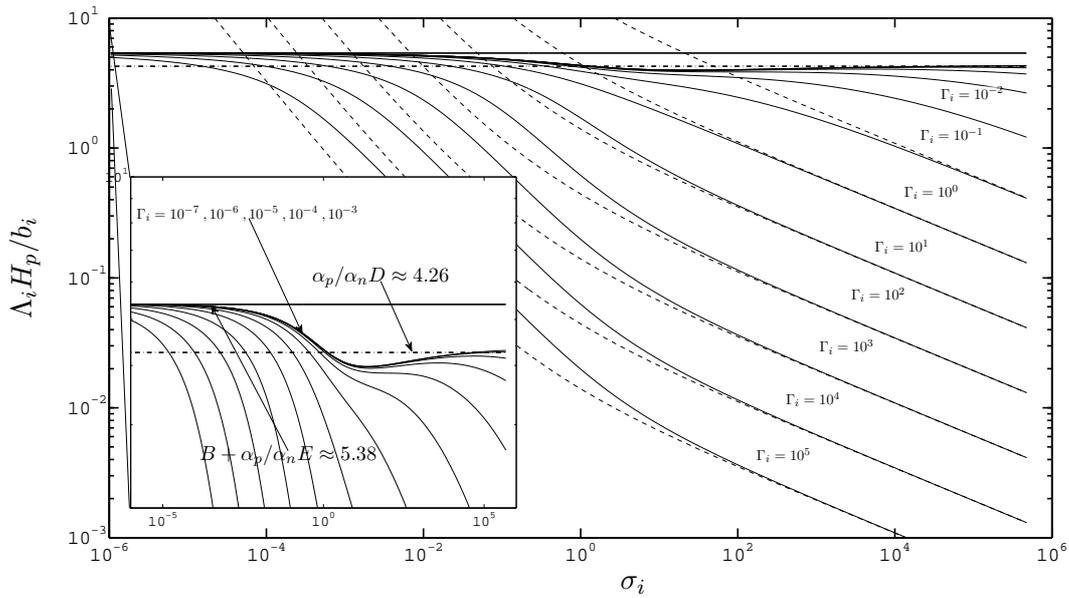


FIGURE 3.7 – Identification des cas asymptotiques de  $H_p$ . Les courbes fines et continues correspondent respectivement à la solution numérique de l'équation (3.3.1). La ligne épaisse et continue correspond au cas asymptotique  $\Gamma_i \sigma_i^{5/4} \ll 1$  et  $\sigma_i \ll 1$ . La courbe épaisse en tirets correspond au cas asymptotique  $\Gamma_i \sigma_i^{1/2} \ll 1$  et  $\sigma_i \gg 1$ . Les lignes fines en pointillés correspondent au cas asymptotique  $\sigma_i \gg 1$  et  $\Gamma_i \sigma_i^{1/2} \gg 1$ . Les valeurs de  $\alpha_n$  et  $\alpha_p$  sont respectivement 0.07 et 0.12.

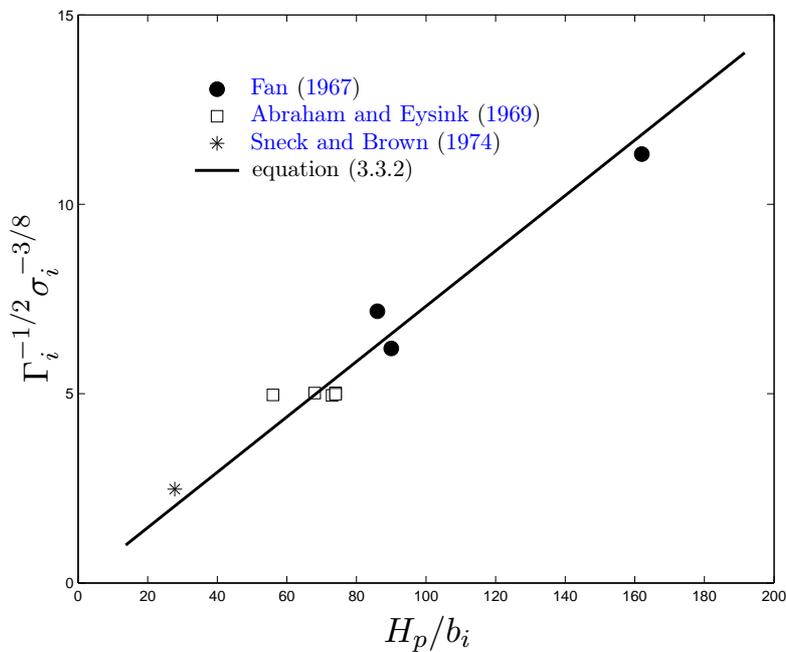


FIGURE 3.8 – Comparisons entre les données expérimentales de Fan (1967), Abraham and Eysink (1969) et Sneck and Brown (1974), et l'équation (3.3.2).

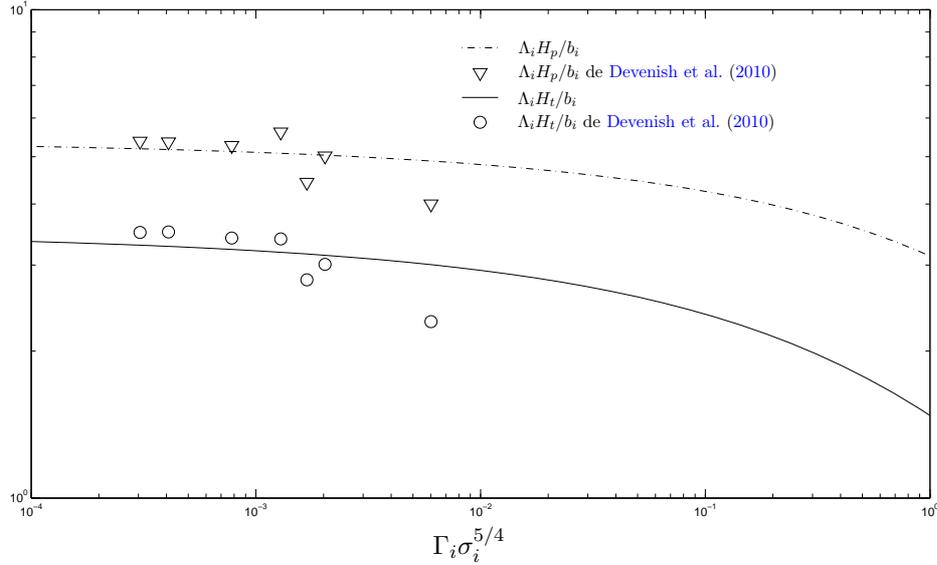


FIGURE 3.9 – Comparaisons entre la théorie ( $\alpha_n = 0.07$  et  $\alpha_p = 0.12$ ) et les résultats numériques de Devenish et al. (2010) pour la hauteur totale du panache et la hauteur d'étalement de la partie descendante.

Devenish et al. (2010), les résultats analytiques précédents doivent être cependant adaptés en prenant en compte le fait que  $\Gamma_i \rightarrow \infty$  et  $\sigma_i \rightarrow 0$ , ce qui induit les simplifications suivantes :

$$\Gamma_i \sigma_i^{5/4} = \frac{5}{8\alpha_p g^{1/4}} \frac{Q_i^{1/4} N^{5/2}}{F^{3/2}}, \quad (3.3.4)$$

$$\frac{b_i}{\Lambda_i} = \frac{1}{4} \left( \frac{5}{2\alpha_p} \right)^{1/2} \frac{F^{1/4}}{g^{1/8} N^{3/4}}. \quad (3.3.5)$$

La figure 3.9 présente la comparaison entre, la hauteur totale du panache ainsi que la hauteur de transition avec leurs estimations théoriques. On peut, là encore, observer un accord satisfaisant sauf pour le cas  $\Gamma_i \sigma_i^{5/4} = 0.006$ . Nous pouvons en conclure que les valeurs des coefficients d'entraînement semblent être adaptées au moins pour les deux cas asymptotiques étudiés ici.

**Régime dominé par sa quantité de mouvement :** Le second cas asymptotique correspond au cas où  $\Gamma_i \sigma_i^{1/2} \ll 1$  et  $\sigma_i \gg 1$ . Dans cette situation, la hauteur du panache s'exprime comme suit :

$$\frac{H_p}{b_i} = \frac{5D}{16\alpha_n \Gamma_i^{1/2} \sigma_i^{1/4}}, \quad (3.3.6)$$

ou en fonction du flux de quantité de mouvement  $M_i$

$$H_p = \frac{D}{4} \left( \frac{5}{2\alpha_n} \right)^{1/2} \left( \frac{M_i}{gN^2} \right)^{1/4}. \quad (3.3.7)$$

Notons que cette relation est équivalente à celle que nous avons obtenue pour la hauteur d'un jet pur en milieu stratifié. Ceci peut s'expliquer par le fait que dans ce régime, la hauteur de la partie à flottabilité négative est très grande en comparaison de la hauteur de la partie à flottabilité positive (i.e.  $H_f \gg H_t$ ). Il est donc aisé d'en déduire que dans ce cas le panache se comportera comme une fontaine avec une forte quantité de mouvement initiale. Par ailleurs, en comparant la relation (3.3.7) avec les résultats expérimentaux de Malin (1989), nous en déduisons que  $\alpha_n \approx 0.07$ .

**Régime sans entraînement :** Ce troisième régime correspond à la région définie par  $\sigma_i \gg 1$  et  $\Gamma_i \sigma_i^{1/2} \gg 1$ . Dans ce cas, l'écoulement du panache est principalement contrôlé par la stratification du milieu ambiant et la hauteur  $H_p$  est donnée par

$$\frac{H_p}{b_i} = \frac{5}{8\alpha_n \Gamma_i \sigma_i^{1/2}} + \frac{5}{8\alpha_p \Gamma_i \sigma_i}. \quad (3.3.8)$$

Notons que comme pour le régime précédent  $H_f \gg H_t$ . Par conséquent, la hauteur du panache est donnée par la hauteur de la zone à flottabilité négative ( $H_p \approx H_f$ ).

Une écriture alternative pour ce régime en fonction des variables primaires peut être la suivante :

$$N^2 H_t = \eta_i, \quad (3.3.9)$$

$$N^2 H_f = \frac{w_i}{\sqrt{g/N^2}} \quad (3.3.10)$$

où  $1/N^2$  et  $\sqrt{g/N^2}$ , définissent respectivement les échelles de longueur et de vitesse du milieu ambiant. On remarquera que comme  $H_p \approx H_f$ , la hauteur du panache est simplement le rapport de la vitesse à la source et de l'échelle de vitesse du milieu ambiant, indépendamment du coefficient d'entraînement.

Avant de conclure ce chapitre, notons que la relation (3.3.3) permet, dans le cas par exemple d'un incendie de forêt, de relier la hauteur  $H_p$  du panache à la puissance du feu au travers du débit de flottabilité  $F$ . Ainsi, Il est possible de déterminer la puissance du feu directement en mesurant sa hauteur car la stratification de l'atmosphère est connue.

Maintenant que nous avons revue les propriétés importantes des panaches dans un milieu ouvert (homogène ou stratifié), on va étudier dans la section suivante les phénomènes physiques mis en jeu quand le panache se développe dans un milieu fermé ou confiné.

### 3.4 Panache d'incendie dans un compartiment : modèle de remplissage

Quand un feu a lieu dans un compartiment, le panache qui en résulte monte, impacte le plafond et remplit progressivement la pièce. Ce processus de remplissage a été étudié par [Baines and Turner \(1969\)](#) qui ont développé un modèle de "remplissage" qui prédit l'épaisseur de la couche stratifiée résultant d'une source ponctuelle de flottabilité. Leur approche est généralement adoptée dans les modèles de zone utilisés en ingénierie de la sécurité incendie pour évaluer les temps de remplissage (voir par exemple [Haouari-Harrak et al., 2019](#)). [Baines and Turner \(1969\)](#) ont réalisé des expériences en utilisant un panache d'eau salée à petite échelle. Ils ont observé que pour des rapports d'aspect du compartiment  $\phi = R/H$  inférieurs à 1 (où  $R$  et  $H$  sont respectivement la moitié de la largeur et de la hauteur du compartiment), le jet pariétal qui se forme sous le plafond a un effet notable sur la formation de la couche de fluide qui ne peut être négligé. Suite à ces travaux, plusieurs études ont été réalisées pour étudier l'influence du rapport d'aspect de la chambre sur le processus de remplissage. Récemment, [Kaye and Hunt \(2007a,b\)](#) ont mis en évidence l'influence majeure du rapport d'aspect de la pièce sur les temps de remplissage de la pièce dans le cas de panaches de Boussinesq. Cependant, ces études ont considéré des panaches provenant de sources de masse, comme l'injection d'eau salée dans des enceintes pleines d'eau douce. Cependant, ce type de panaches présente des différences significatives avec les panaches d'incendie. En effet, un panache issu d'un incendie est typiquement un panache non-Boussinesq [Vaux et al. \(2019\)](#); [Michaux and Vauquelin \(2008\)](#) en raison du grand contraste de masse volumique ( $\eta$ ) induit par la différence de température entre le panache d'incendie et son environnement. Dans le cas d'un incendie, le panache ne présente pas d'excès de quantité de mouvement à la source. La production de quantité de mouvement est due à la production de chaleur du panache réactif et aux forces de flottabilités. Ces caractéristiques propres aux incendies nécessitent une étude approfondie.

### 3.4.1 Remplissage avec un panache d'incendie

Dans cette section, le modèle de "remplissage" est présenté. Ce modèle a été étudié en détail dans la thèse de Samia Haouari-Harrak que j'ai encadrée avec Pascal Boulet (voir [Haouari-Harrak et al., 2020](#)). Ce modèle prédit l'évolution temporelle de l'épaisseur de la couche de fumée. Un schéma de la configuration étudiée est présenté à la Fig. 4.1. On considère une pièce de hauteur

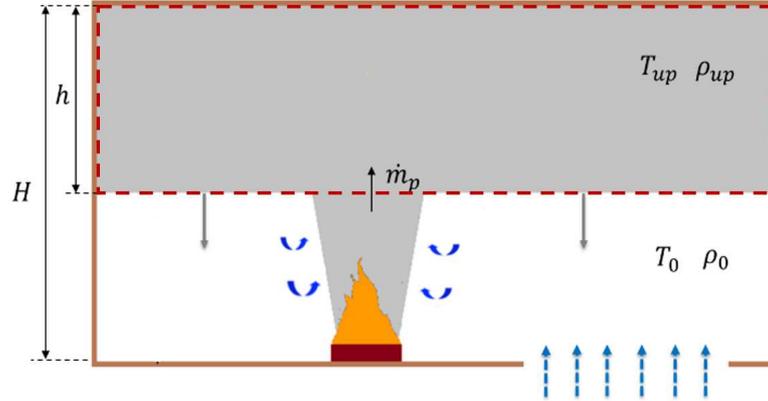


FIGURE 3.10 – Représentation schématique de la configuration considérée. Ici, la température de la couche chaude est notée  $T_{up}$ , tandis que celle du milieu ambiant est notée  $T_0$ .

$H$  avec une section transversale  $S$ , reliée à l'extérieur par une ouverture située au fond de la pièce. Les murs de la pièce sont supposés être adiabatiques. Le feu, avec un puissance  $Q$ , est situé au niveau du sol. On néglige tout les phénomènes avant la formation de la première couche de fumées. En d'autres termes, nous supposons qu'au moment initial ( $t = 0s$ ), une couche de fumée d'épaisseur infinitésimale se forme et s'épaissit avec le temps en fonction du débit massique fourni par le panache  $\dot{m}_p$ . La couche de fumée est caractérisée par sa température moyenne  $T_{up}$ , sa densité moyenne  $\rho_{up}$  et son épaisseur  $h$ . La température et la densité de l'air ambiant sont notées  $T_0$  et  $\rho_0$ , respectivement.

Le modèle est construit sur la base de la conservation de la masse et de l'énergie dans la couche de fumée. Les équations de conservation s'écrivent comme suit

$$\frac{d(\rho_{up}Sh)}{dt} = \dot{m}_p, \quad (3.4.1)$$

$$\frac{d\left(g \frac{\rho_0 - \rho_{up}}{\rho_0} S h\right)}{dt} = F. \quad (3.4.2)$$

En combinant ces deux equations, nous obtenons la variation de la couche de fumées stratifiée comme suit

$$\frac{dh}{dt} = \frac{\dot{m}_p}{\rho_0 S} + \frac{F}{gS}. \quad (3.4.3)$$

Comme on peut le voir, pour fermer le problème, il manque le débit massique issu du panache  $\dot{m}_p$  au niveau de l'interface. Il existe dans la littérature différentes corrélations toutes issues à la fois de mesures expérimentales et d'analyses théoriques. Dans le tableau 3.1 sont référencées les corrélations les plus utilisées.

Cependant, ce modèle très simple, ne tient pas compte de la dynamique initiale précédant la formation de la première couche de fluide stable sous le plafond du local. En, effet, en fonction de la géométrie du local, cette dynamique initiale peut prendre un certain temps qui peut être décomposé en trois phases principales :

- la phase de montée du panache.
- après impact, la phase de développement de l'écoulement pariétal (courant de gravité radial) sous le plafond sous la forme d'une fine couche stratifiée de fumées.

- la phase d'impact du courant de gravité pariétal sur les parois du local. La dynamique de cet écoulement fait intervenir des phénomènes de mélange avec le fluide ambiant. Cette dynamique doit être prise en compte pour quantifier le temps de formation de la première couche de fluide stable.

Durant la thèse de Samia Haouari-Harrak, en combinant des simulations numériques et une analyse théorique de l'écoulement aux parois (fontaines pariétales), nous avons obtenu une corrélation permettant de mesurer ce temps initial de formation de la première couche stratifié (Haouari-Harrak et al., 2020).

	The mass flow rate of the plume $\dot{m}_p$
Rooney and Linden (1996)	$-\frac{3}{4}\rho_0 A^{-2/3} B^{1/3} (H - h - z_0)^{5/3}$
McCaffrey (1983)	$0.011 \left(\frac{H-h}{Q^{2/5}}\right)^{0.566} Q, \quad 0 < \frac{H-h}{Q^{2/5}} < 0.08$ $0.026 \left(\frac{H-h}{Q^{2/5}}\right)^{0.909} Q, \quad 0.08 < \frac{H-h}{Q^{2/5}} < 0.2$ $0.124 \left(\frac{H-h}{Q^{2/5}}\right)^{1.895} Q, \quad 0.2 < \frac{H-h}{Q^{2/5}}$
Zukoski et al. (1981)	$0.21 \left(\frac{\rho_0 g}{C_p T_0}\right)^{1/3} Q^{1/3} (H - h)^{5/3}$
Heskestad (1984)	$0.071 Q_c^{1/3} (H - h - z_0)^{5/3} \left(1 + 0.026 Q_c^{2/3} (H - h - z_0)^{-5/3}\right), \quad H - h \geq z_l$ $0.0054 Q_c \frac{H-h}{z_l}, \quad H - h < z_l$ $z_0 = -1.02 D_{bac} + 0.083 Q^{2/5}$ $z_l = z_0 + 0.166 Q_c^{2/5}$

TABLE 3.1 – Corrélations usuellement utilisées pour quantifier  $\dot{m}_p$ .

### 3.5 Remplissage et vidange simultanés

Dans cette section on se propose d'étendre le modèle de remplissage au cas du remplissage vidange. En effet, si le local contient un ouvrant au plafond, les fumées se déversent vers l'extérieur grâce à leurs forces de flottabilité. Ainsi, au bout d'un certain temps, on aboutit à une situation d'équilibre où la couche de fumées possède une épaisseur constante comme illustré sur la figure (3.11). En effet, le débit volumique apporté par le panache de fumées est compensé par le débit volumique extrait naturellement par l'exutoire.

Pour étudier ce problème d'un point de vue général et en prenant également en compte les effets non-Boussinesq, un modèle théorique basé sur la fonction  $\Gamma$  a été développé. L'originalité de ce modèle réside dans le fait qu'il modélise directement, sans faire d'approximation le panache. Ceci conduit à des résultats d'une précision meilleure que ceux développés précédemment, en particulier dans le domaine de l'incendie, comme nous le verrons plus loin.



FIGURE 3.11 – Image issue d'expériences réalisées au LEMTA. Il s'agit d'un compartiment en polycarbonate, permettant visualiser l'écoulement et la flamme. Le compartiment dispose d'un exutoire au plafond pour permettre l'évacuation naturelle des fumées. On observe le processus de remplissage et de vidange et la formation d'une couche de fumées stable.

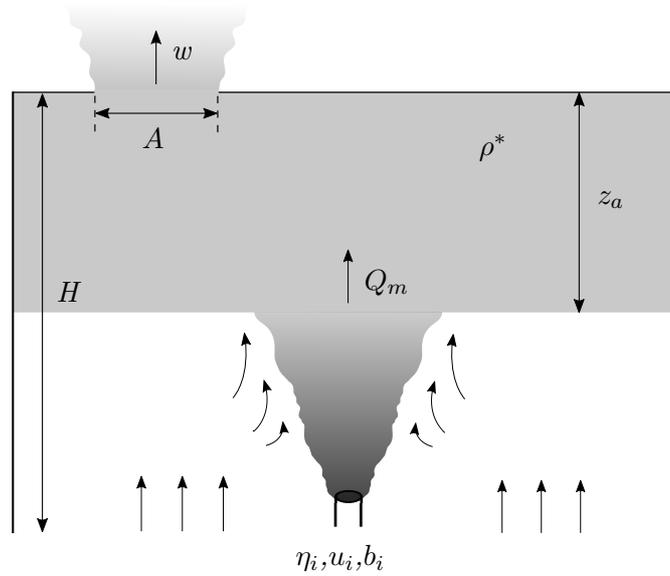


FIGURE 3.12 – Schéma du processus de remplissage et de vidage simultanés d'un local contenant un exutoire avec un panache turbulent. Notez que  $A$  est la surface de l'exutoire.

### 3.5.1 Modèle théorique

Comme le montre le schéma de la figure (3.12), nous considérons le remplissage et la vidage simultanément. La hauteur de l'enceinte est notée  $H$  et la surface du plafond est notée  $S$ . La source du panache est définie par sa densité à la source  $\rho_i$ , son rayon  $b_i$  et son flux volumique  $Q_i = \pi u_i b_i^2$ . Le fluide est extrait par un exutoire de section  $A$  au plafond avec une vitesse moyenne  $w$ . L'épaisseur de la couche de fluide est notée  $z_a$  et sa densité, que l'on suppose homogène à tout instant, est notée  $\rho^*$ . En utilisant ces notations, les équations de conservation de la masse et de la flottabilité sont les suivantes

$$\frac{d(S\rho^*z_a)}{dt} = \dot{m}_p - \rho^* w A, \quad (3.5.1)$$

$$\frac{d(g\eta^*S z_a)}{dt} = F - g\eta^* w A, \quad (3.5.2)$$

où  $\eta^* = (\rho_0 - \rho^*)/\rho_0$  est le déficit de densité de la couche stratifiée,  $F = Q_i g(\rho_0 - \rho_i)/\rho_0$  est le flux de flottabilité à la source du panache et  $\dot{m}_p$  est le débit massique. Pour évaluer la vitesse à l'exutoire  $w$ , le théorème de Bernoulli est appliqué entre l'interface de la couche stratifiée et l'amont de l'exutoire

$$\frac{1}{2}\rho^* w^2 = C_d^2 (\rho_0 - \rho^*) g z_a, \quad (3.5.3)$$

où  $C_d$  est un coefficient de décharge (voir [Vauquelin et al., 2017](#)).

Pour calculer avec précision  $\dot{m}_p$ , le modèle de panache doit prendre en compte les effets non-Boussinesq ainsi que les effets associés à l'existence d'une source de taille finie. Pour ce faire, l'approche classique utilisant la fonction de panache  $\Gamma$  est utilisée ici. En effet, en suivant ([Morton, 1959](#); [Michaux and Vauquelin, 2008](#); [Hunt and Van den Bremer, 2011](#); [Carlotti and Hunt, 2005](#); [Van Den Bremer and Hunt, 2010](#); [Rooney and Linden, 1996](#); [Hunt and Kaye, 2005](#); [Fanneløp and Webber, 2003](#)), dans le cas général non-Boussinesq, les caractéristiques du panache,

à savoir la vitesse moyenne  $u$ , le rayon  $b$  et le déficit moyen de densité  $\eta$  peuvent s'écrire

$$u(z) = u_i \left( \frac{\Gamma_i}{\Gamma(z)} \right)^{1/2} \left( \frac{1 - \Gamma(z)}{1 - \Gamma_i} \right)^{1/10}, \quad (3.5.4)$$

$$b(z) = \sqrt{1 - \eta_i} b_i \left[ 1 + \frac{\eta_i}{1 - \eta_i} \left( \frac{\Gamma_i}{\Gamma(z)} \right)^{1/2} \left( \frac{1 - \Gamma(z)}{1 - \Gamma_i} \right)^{1/2} \right]^{1/2} \left( \frac{\Gamma(z)}{\Gamma_i} \right)^{1/2} \left( \frac{1 - \Gamma_i}{1 - \Gamma(z)} \right)^{3/10} \quad (3.5.5)$$

$$\frac{\eta(z)}{1 - \eta(z)} = \frac{\eta_i}{1 - \eta_i} \left( \frac{\Gamma_i}{\Gamma(z)} \right)^{1/2} \left( \frac{1 - \Gamma(z)}{1 - \Gamma_i} \right)^{1/2}, \quad (3.5.6)$$

où la fonction "panache"  $\Gamma$  est liée à la coordonnée verticale  $z$ , via l'équation différentielle suivante

$$\frac{d\Gamma(z)}{dz} = \frac{4\alpha}{b_i \sqrt{1 - \eta_i}} \frac{\Gamma_i^{1/2}}{(1 - \Gamma_i)^{3/10}} \Gamma(z)^{1/2} (1 - \Gamma(z))^{13/10}. \quad (3.5.7)$$

Nous rappelons que  $\Gamma_i$  est la fonction de panache de la source. Avec ces définitions, le débit massique  $\dot{m}_p$  peut être évalué par la relation suivante

$$\dot{m}_p = \rho_a Q_i (1 - \eta_i) \left( \frac{\Gamma}{\Gamma_i} \right)^{1/2} \left( \frac{1 - \Gamma_i}{1 - \Gamma} \right)^{1/2}. \quad (3.5.8)$$

En régime permanent (c'est-à-dire  $t \rightarrow \infty$ ), l'épaisseur de la couche stratifiée ainsi que son déficit de densité peuvent être évalués en combinant les équations (3.5.1), (3.5.2), (3.5.3) et (3.5.8). Nous obtenons les relations ci-dessous

$$\eta^* = \frac{\eta_i}{\eta_i + (1 - \eta_i) \left( \frac{\Gamma_{ss}}{\Gamma_i} \right)^{1/2} \left( \frac{1 - \Gamma_i}{1 - \Gamma_{ss}} \right)^{1/2}}, \quad (3.5.9)$$

$$\zeta_a = \frac{(1 - \eta_i)^{5/2}}{\Gamma_i \Sigma^2} \left( \frac{\Gamma_{ss}}{\Gamma_i} \right)^{1/2} \left( \frac{1 - \Gamma_i}{1 - \Gamma_{ss}} \right)^{1/2} \left( \frac{\eta_i}{1 - \eta_i} + \left( \frac{\Gamma_{ss}}{\Gamma_i} \right)^{1/2} \left( \frac{1 - \Gamma_i}{1 - \Gamma_{ss}} \right)^{1/2} \right)^2, \quad (3.5.10)$$

où  $\zeta_a = z_a/b_i$  est l'épaisseur sans dimension de la couche stratifiée. Le paramètre  $\Sigma$  est défini dans la relation (3.5.11) ci dessous

$$\Sigma = \frac{4\sqrt{\alpha} C_d A}{\sqrt{5\pi} b_i^2}; \quad (3.5.11)$$

et apparaît naturellement dans l'équation (3.5.10). Ce paramètre prend en compte les effets associés à la surface de l'exutoire. Le paramètre  $\Gamma_{ss}$  correspond à la valeur de la fonction  $\Gamma$  à  $z = z_a$ . La valeur de  $\Gamma_{ss}$  peut être évaluée à partir de l'équation [3.5.7] comme suit

$$\zeta_a = \frac{H}{b_i} - \frac{\sqrt{1 - \eta_i}}{4\alpha} \frac{|1 - \Gamma_i|^{3/10}}{\Gamma_i^{1/2}} \int_{\Gamma_i}^{\Gamma_{ss}} \frac{d\gamma}{\gamma^{1/2} |1 - \gamma|^{13/10}}, \quad (3.5.12)$$

En résolvant numériquement les deux équations couplées (3.5.10) et (3.5.12), l'épaisseur de couche sans dimension  $\zeta_a$  peut être évaluée, ainsi que le déficit de densité  $\eta^*$ .

### 3.5.2 Comparaison avec des données expérimentales

Le modèle développé pour le remplissage et la vidange simultanés d'une boîte avec un panache a été comparé aux données expérimentales. Trois configurations différentes ont été considérées expérimentalement, correspondant à 24 expériences. Pour chaque configuration, les conditions de source ( $\Gamma_i$  et  $\eta_i$ ) et la taille de la boîte ( $H/b_i$ ) sont maintenues constantes, tandis que la surface de l'exutoire (c'est-à-dire  $\Sigma$ ) varie (voir le tableau 3.2). Pour simuler les fumées, un mélange d'air et d'hélium a été utilisé. Ce mélange a étéensemencé avec des particules d'ammonium éclairées avec une nappe laser. Un exemple d'expérience est présenté sur la figure (3.14).

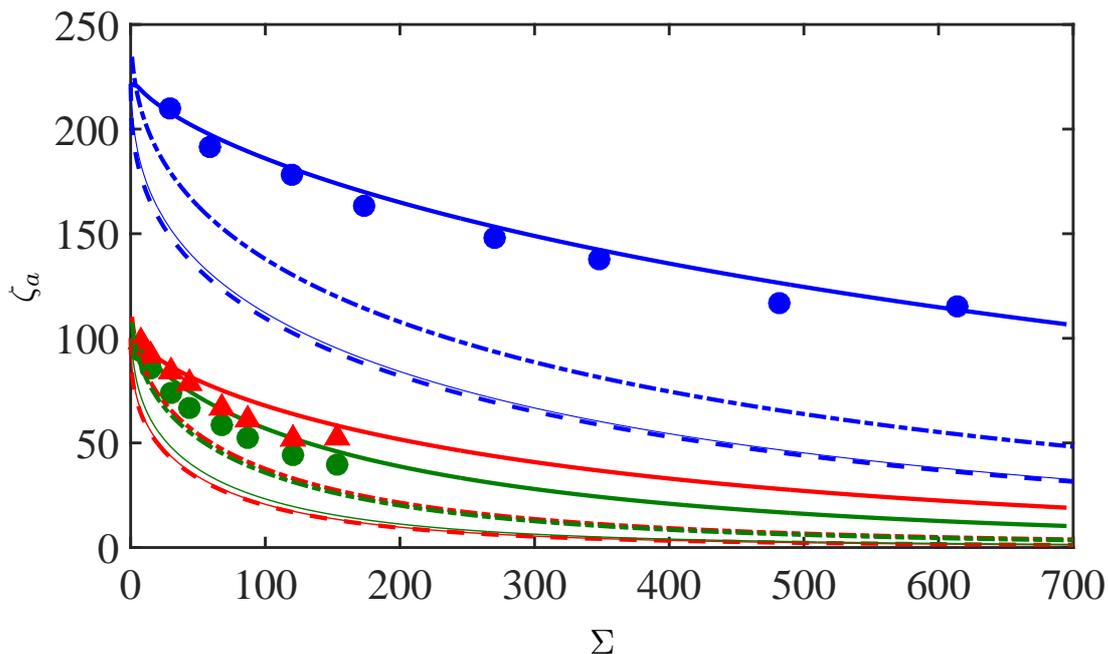


FIGURE 3.13 – L'épaisseur sans dimension de la couche stratifié ( $\zeta_a$ ) en fonction du paramètre  $\Sigma$ , pour trois configurations différentes. Les lignes continues épaisses correspondent aux solutions numériques des équations [3.5.10, 3.5.12], les lignes continues fines correspondent aux solutions numériques de l'équation (3.5.13), les lignes épaisses en tirets correspondent à l'équation (3.5.14) et les lignes épaisses en tirets et pointillées correspondent à l'équation (3.5.15). Les symboles correspondent aux données expérimentales : (●) configuration 1, (▲) configuration 2 et (■) configuration 3. Notez que le coefficient d'entraînement  $\alpha$  est fixé à 0,12.

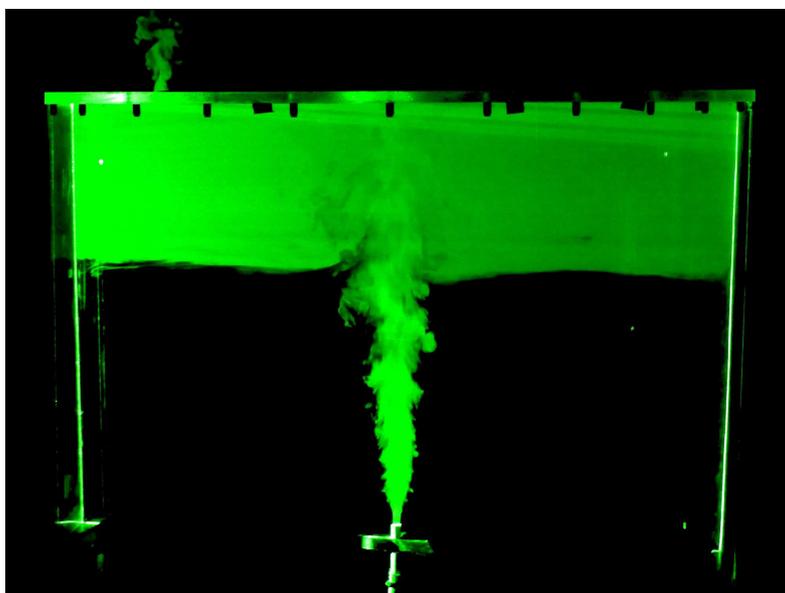


FIGURE 3.14 – Exemple d'expérience montrant le remplissage avec un panache turbulent et de la vidange naturelle par un exutoire au plafond du compartiment.

TABLE 3.2 – Détails des paramètres expérimentaux considérés durant les expériences.

Configurations	$b_i$ (mm)	$u_i$ (m/s)	$\rho_i$ (kg/m <sup>3</sup> )	$\eta_i$	$H$ (mm)	$\Gamma_i$	Re
	3	17.68	0.69	0.43	665	$2.8 \cdot 10^{-4}$	1955
	6	7.95	1.025	0.16	600	$8.4 \cdot 10^{-4}$	2600
	6	24.16	0.31	0.75	600	$7.8 \cdot 10^{-4}$	2400

Les données expérimentales sont représentées sur la figure 3.13 avec les prédictions théoriques. Notez que pour calculer les valeurs théoriques, le coefficient  $C_d$  et le coefficient d'entraînement  $\alpha$  ont été respectivement fixés à 0,7 et 0,12. On constate que, pour des conditions fixes à la source, l'épaisseur de la couche sans dimension, diminue en fonction du paramètre  $\Sigma$ . Puisque les conditions du panache à la source et la taille de la boîte sont constantes, le paramètre  $\Sigma$  augmente proportionnellement à la surface de l'exutoire. Ainsi, logiquement, plus la surface de l'exutoire est grande, plus l'épaisseur de la couche stratifiée sera faible. En particulier, lorsque  $\Sigma = 0$ , il n'y a pas d'ouverture et la profondeur de la couche stratifiée est égale à la profondeur du réservoir, c'est-à-dire que  $\zeta_a = H/b_i$ .

Pour évaluer l'amélioration apportée par ce modèle, les résultats expérimentaux et numériques sont comparés au modèle simplifié obtenu avec les solutions autosimilaires d'un panache de source ponctuelle. Ce modèle peut être trouvé dans [Vauquelin \(2015\)](#) dans le cas non-Boussinesq où l'épaisseur de la couche est exprimée par l'équation suivante

$$\left[ \left( \frac{H}{b_i} - \zeta_a \right)^{5/3} + \Theta \right]^2 \left( \frac{H}{b_i} - \zeta_a \right)^{5/3} = \left( \frac{5}{6\alpha} \right)^5 \Sigma^2 \zeta_a, \quad (3.5.13)$$

où

$$c = \frac{1}{3} \left( \frac{25}{6\pi\alpha^2} \right)^{2/3} \quad \text{and} \quad \Theta = \frac{c B^{2/3}}{g H^{5/3}}.$$

Notez que les effets non-Boussinesq sont pris en compte par le paramètre  $\Theta$ . En fixant  $\Theta = 0$  dans (3.5.13), on retrouve le cas Boussinesq (voir [Linden et al. \(1990\)](#); [Linden \(1999\)](#))

$$\left[ \frac{H}{b_i} - \zeta_a \right]^5 = \left( \frac{5}{6\alpha} \right)^5 \Sigma^2 \zeta_a. \quad (3.5.14)$$

Cette dernière relation montre que dans le cas Boussinesq et pour des conditions de source ponctuelle, l'épaisseur de la couche est simplement obtenue par les paramètres géométriques  $H/b_i$  et  $\Sigma$ . Les deux cas Boussinesq et non-Boussinesq sont représentés sur la figure 3.13. Comme on peut le voir, les prédictions théoriques des modèles simplifiés suivent le même comportement que les données expérimentales. Cependant, elles prédisent des épaisseurs beaucoup plus fines que ce qui est réellement observé. Ceci est vrai même avec le modèle simplifié prenant en compte les effets non-Boussinesq. Pour améliorer ces modèles, [Woods et al. \(2003\)](#) ont proposé un modèle qui tient compte de l'effet associé à l'ouverture inférieure ainsi que de la correction de l'origine virtuelle. Ils ont obtenu l'équation implicite suivante

$$\begin{aligned} \left( \frac{\Sigma^2 + \Sigma'^2}{\Sigma'^2} \right) \left( \frac{H}{b_i} - \zeta_a + \zeta_v \right)^5 - 2 \frac{\Sigma^2}{\Sigma'^2} \zeta_v^{5/3} \left( \frac{H}{b_i} - \zeta_a + \zeta_v \right)^{10/3} \\ + \zeta_v^{10/3} \frac{\Sigma^2}{\Sigma'^2} \left( \frac{H}{b_i} - \zeta_a + \zeta_v \right)^{5/3} = \left( \frac{5}{6\alpha} \right)^5 \Sigma^2 \zeta_a. \end{aligned} \quad (3.5.15)$$

où  $\zeta_v$  est l'origine virtuelle sans dimension corrigée par le flux volumique à la source défini comme

$$\zeta_v = \left( \frac{5}{6\alpha} \right)^{3/5} \left( \frac{10}{9\pi^2\alpha} \right)^{1/5} \frac{Q_i^{3/5}}{b_i F^{1/5}}.$$

et le paramètre  $\Sigma'$  comme

$$\Sigma' = \frac{4\sqrt{\alpha}C_d S}{\sqrt{5\pi}b_i^2},$$

où  $S$  est la surface de l'ouvrant inférieur qui est complètement ouvert. Comme on peut le constater, lorsque  $\Sigma' \rightarrow \infty$ , l'équation (3.5.15) tend vers celle d'un panache issu d'une source ponctuelle c'est-à-dire l'équation (3.5.14). On peut observer sur la figure (3.13) que ce modèle permet d'améliorer les prédictions théoriques par rapport à celles utilisant les solutions autosimilaires des variables du panache. Cela montre que mieux les variables primaires sont modélisées à proximité de la source, meilleures sont les prédictions. Évidemment, en utilisant la fonction  $\Gamma$  qui s'avère en fait équivalente à la résolution numérique des équations non-Boussinesq de [Morton et al. \(1956\)](#), l'accord est encore meilleur.

### 3.6 Bilan

Dans ce chapitre nous avons revu mes travaux sur les panaches turbulents, en particulier dans des milieux stratifiés ou dans des compartiments. Ces travaux ont permis de dégager les mécanismes physiques pertinents dans l'analyse des effets liés à la source du panache. Quand on applique cette analyse aux panaches d'incendie, il apparait que les effets de la source du foyer sont caractérisés par la puissance du feu et sa taille. Cependant, dans tous les travaux que j'ai décrits dans ce chapitre, j'ai toujours considéré que le panache ainsi que le foyer étaient parfaitement ventilés. Dans le cas des feux en compartiment, cette condition n'est pas toujours garantie car dans certains cas, le feu peut être fortement sous-ventilé. Dans ce cas, on peut se demander dans quelle mesure, les mécanismes physiques que nous avons observés peuvent être modifiés par la sous-ventilation, et si de nouveaux mécanismes peuvent apparaître. Cette partie fera l'objet d'une discussion plus approfondie dans le chapitre 5 puisqu'elle constitue un des axes importants des recherches futures que je souhaite entreprendre.

# Chapitre 4

## Particules en milieu stratifié

### Sommaire

---

4.1	Introduction . . . . .	63
4.2	Équations du mouvement . . . . .	64
4.3	Trainée en écoulement rampant . . . . .	66
4.4	Résolution analytique . . . . .	66
4.5	Bilan . . . . .	69

---

### 4.1 Introduction

La modélisation du transport lagrangien de particules dans le domaine de l'incendie est généralement réalisée à l'aide de modèles extrêmement simplifiés (Naumann and Schiller, 1935; Morsi and Alexander, 1972). Ces modèles négligent énormément d'effets qui peuvent dans certains cas influencer significativement le mouvement des particules. Ici nous nous focaliserons sur un effet particuliers : la stratification du milieu fluide.

En dynamique des fluides, le mouvement de petites particules solides dans des écoulements gazeux ou liquides stratifiés en densité est un sujet de grand intérêt. De tels écoulements multiphasiques sont largement rencontrés dans la nature et dans des applications industrielles. Par exemple, un brouillard d'eau ou un sprinkler qui éjectent des gouttes dans des fumées fortement stratifiées par le gradient de température ou le mouvement de particules solides issues de l'incendie et transportées par les fumées. Dans la nature, la sédimentation de petits agrégats de matière organique, 'neige marine', est un autre exemple d'application dans l'océan (Van Aartrijk and Clercx, 2010; Guasto et al., 2012; Sozza et al., 2016; De Pietro et al., 2015). Ici, la stratification de la masse volumique est due à des gradients de concentration en sel ou de température. On peut citer aussi la dynamique de transport des polluants dans l'atmosphère (Jacobson, 2005; Leelőssy et al., 2014). De plus, les fluides stratifiés en densité sont présents dans les procédés industriels qui impliquent des fluides chauffés (Linden, 1999), ou le mélange de fluides de différentes densités (Turner, 1979).

Du fait de ces applications, de nombreux chercheurs se sont penchés sur ce sujet. Par exemple, la sédimentation à travers une interface de densité a été mesurée dans des expériences (Srdić-Mitrović et al., 1999; Abaid et al., 2004; Camassa et al., 2009) et dans des simulations (Blanchette and Shapiro, 2012; Ardekani et al., 2017; Pierson and Magnaudet, 2018). Des études de simulation numérique directe (DNS) de particules se déplaçant dans des fluides linéairement stratifiés ont été rapportées par Torres et al. (2000); Yick et al. (2009) et Ardekani and Stocker (2010).

La stratification peut ralentir considérablement la particule en augmentant la trainée qu'elle subit (Yick et al., 2009). La raison est que les différences de flottabilités dues à la stratification ont tendance à empêcher les mouvements verticaux du fluide que la particule chasse par son déplacement. En conséquence, ces écoulements restent confinés autour de la particule. Le degré

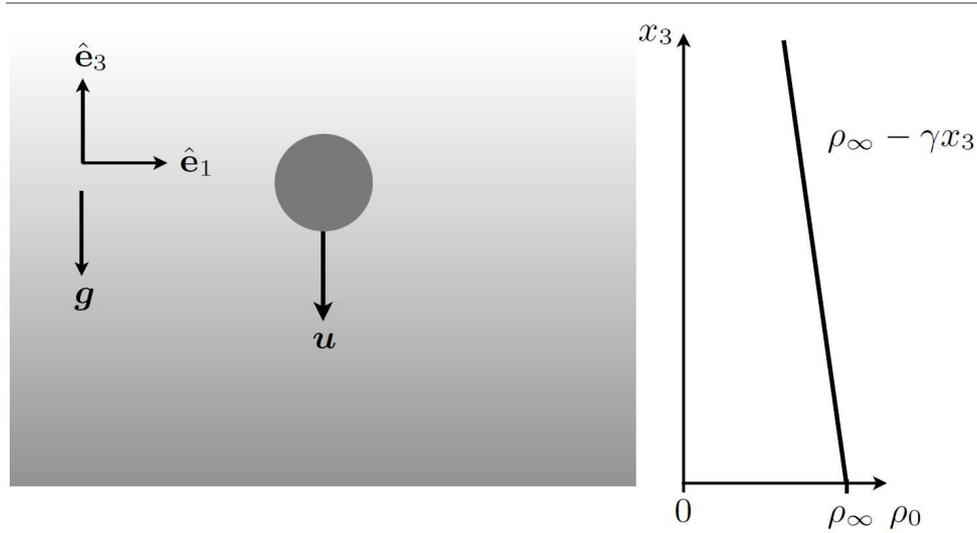


FIGURE 4.1 – Sphère dans un fluide linéairement stratifié avec une masse volumique ambiante  $\rho_0 = \rho_\infty - \gamma x_3$  où gravité  $\mathbf{g}$  pointe dans la direction négative  $-\hat{\mathbf{e}}_3$ . (nous désignons la base dans le laboratoire par  $\hat{\mathbf{e}}_1, \hat{\mathbf{e}}_2$ , et  $\hat{\mathbf{e}}_3$ , et  $x_3$  est la troisième composante du vecteur de coordonnées  $\mathbf{x}$ ). La particule sédimente avec une vitesse  $\mathbf{u}$  dans la direction de  $-\hat{\mathbf{e}}_3$ .

de ralentissement de la particule dépend des mécanismes de diffusion et d'advection. Lequel de ces mécanismes a le plus grand effet sur la traînée d'une particule? Pour répondre à cette question, je propose dans la suite de ce chapitre de calculer la force de traînée sur une sphère qui se déplace dans un fluide linéairement stratifié.

## 4.2 Équations du mouvement

Nous considérons une particule sphérique de rayon  $a$  et de masse volumique  $\rho_p$  sédimentant avec une vitesse  $\mathbf{u}$  dans un fluide stratifié. La diffusivité est notée  $\kappa$ , et la viscosité cinématique du fluide est notée  $\nu$ . La masse volumique ambiante du fluide est supposée varier linéairement avec la hauteur  $x_3$ .

$$\rho_0 = \rho_\infty - \gamma x_3, \quad (4.2.1)$$

où  $\gamma$  est le gradient de masse volumique, et  $\rho_\infty$  est une masse volumique de référence. Le problème est illustré sur la figure 4.1. La particule engendre des perturbations dans le fluide affectant le champs de vitesse  $\mathbf{w}$ , la masse volumique locale  $\rho$  et la pression  $p$ . Pour déterminer ces perturbations, il faut résoudre les équations de Navier-Stokes pour la vitesse du fluide et l'équation de diffusion-advection pour la densité. Suivant [Maxey and Riley \(1983\)](#) nous exprimons ces équations dans un repère en translation avec la particule

$$\rho \left[ \frac{\partial \mathbf{w}}{\partial t} \Big|_{\mathbf{r}} + (\mathbf{w} \cdot \nabla) \mathbf{w} \right] = -\nabla p + \mu \Delta \mathbf{w} + \rho \mathbf{g} - \rho \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} \quad \text{et} \quad \nabla \cdot \mathbf{w} = 0, \quad (4.2.2a)$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + (\mathbf{w} \cdot \nabla) \rho = \kappa \Delta \rho. \quad (4.2.2b)$$

$$\mathbf{w} = \mathbf{0}, \partial_r \rho = 0 \quad \text{at} \quad r = a \quad \text{et} \quad \mathbf{w} \rightarrow -\mathbf{u}, \rho \rightarrow \rho_0 \quad \text{avec} \quad r \rightarrow \infty. \quad (4.2.2c)$$

Avec  $\mathbf{r} \equiv \mathbf{x} - \mathbf{x}_p$ . Le champ de vitesse du fluide est une fonction de  $\mathbf{r}$  tel que  $\mathbf{w}(\mathbf{r}, t)$ . Les conditions aux limites pour  $\rho$  sur la surface de la particule sont déduites de la condition de non-perméabilité  $\nabla \rho \cdot \mathbf{n} = 0$ . Notons ici que l'équation d'advection-diffusion est générique et à la fois représenter le transport de la chaleur comme la concentration d'un composé ou la masse

volumique. De ce fait, le nombre de Prandtl  $Pr = \nu/\kappa = Pe/Re$  pourra ainsi être remplacé par nombre de Schmidt  $Sc$  si on considère une diffusion massique.

Pour résoudre le problème, les perturbations de vitesse, de masse volumique et de pression s'écrivent :

$$\mathbf{w}' = \mathbf{w} + \mathbf{u}, \quad \rho' = \rho - \rho_0 \quad \text{and} \quad p' = p - p_0, \quad (4.2.3)$$

où  $p_0$  est la pression hydrostatique,  $\rho_0$  est la masse volumique ambiante à une altitude  $x_3$ .

Pour rendre les équations sans-dimensions (Alias and Page, 2017), nous utilisons le rayon de la particule  $a$  pour les distance,  $\tau$  pour le temps, la vitesse terminale de Stokes  $u_t = [2a^2/(9\nu)](\rho_p/\rho_\infty - 1)g$  pour les vitesses,  $\rho_\infty\nu u_t/a$  pour la pression, et  $\gamma a$  pour la masse volumique.

Nous supposons en outre que les combinaisons quadratiques des perturbations de masse volumique et de pression sont négligeables, et que dans la région d'intérêt  $\gamma x_3/\rho_\infty \ll 1$ . Cela nous permet d'ignorer les gradients de masse volumique, sauf lorsqu'ils sont multipliés par l'accélération gravitationnelle (Gray and Giorgini, 1976). Cette approximation dite 'Boussinesq' a été utilisée par Yick et al. (2009) et Zhang et al. (2017) avec lesquels nous comparons nos résultats (voir aussi Doostmohammadi et al., 2014). Sous ces hypothèses, les équations non dimensionnelles pour la vitesse, la masse volumique et la pression prennent la forme suivante

$$ReSl \frac{\partial \mathbf{w}'}{\partial t} + Re [(\mathbf{w}' \cdot \nabla) \mathbf{w}' - (\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{w}'] + Ri \rho' \hat{\mathbf{e}}_3 = -\nabla p' + \Delta \mathbf{w}' \quad \text{and} \quad \nabla \cdot \mathbf{w}' = 0, \quad (4.2.4a)$$

$$PeSl \frac{\partial \rho'}{\partial t} + Pe [(\mathbf{w}' \cdot \nabla) \rho' - (\mathbf{u} \cdot \nabla) \rho' - \mathbf{w}' \cdot \hat{\mathbf{e}}_3] = \Delta \rho', \quad (4.2.4b)$$

$$\mathbf{w}' = \mathbf{u}, \partial_r \rho' = \cos \theta \quad \text{at} \quad r = 1 \quad \text{et} \quad \mathbf{w}' \rightarrow \mathbf{0}, \rho' \rightarrow 0 \quad \text{avec} \quad r \rightarrow \infty. \quad (4.2.4c)$$

Ici  $\theta$  est l'angle entre la normale unitaire  $\mathbf{n}$  pointant vers l'extérieur de la sphère et la direction verticale  $\hat{\mathbf{e}}_3$ . Les paramètres sans dimension dans les équations (4.2.4a) et (4.2.4b) sont le nombre de Reynolds, le nombre de Péclet, le nombre de Richardson, et le nombre de Strouhal :

$$Re = au_t/\nu, \quad Pe = au_t/\kappa, \quad Ri = a^3 N^2/(u_t \nu), \quad \text{and} \quad Sl = a/(u_t \tau). \quad (4.2.5)$$

$N$  est la fréquence de Brunt-Vaisala (Mowbray and Rarity, 1967) définie comme

$$N = \sqrt{g \gamma / \rho_\infty}, \quad (4.2.6)$$

L'inertie convective du fluide est mesurée par le nombre de Reynolds de particule,  $Re$ . Le rapport entre l'advection et la diffusion est caractérisé par le nombre de Peclet  $Pe$  et l'effet de la stratification est quantifiée par le nombre de Richardson visqueux  $Ri$  (Yick et al., 2009; Zhang et al., 2017).

Nous avons écrit les équations (4.2.4) dans un repère se déplaçant avec la particule. Il est pratique d'utiliser de telles coordonnées mobiles, car le problème se simplifie. L'échelle de temps  $\tau$  de la variation de la vitesse de la perturbation peut être estimée comme  $\tau^{-1} \sim \dot{u}_t/u_t$  où maintenant  $u_t \sim (2/9)(a^2 g/\nu)[\rho_p/\rho_0(t) - 1]$ , et  $\rho_0(t)$  est la densité ambiante évaluée à la position de la particule en fonction du temps. Nous concluons que

$$Sl \sim Ri \frac{\rho_p}{\rho_\infty} \quad (4.2.7)$$

Dans ce qui suit, nous obtenons la force de traînée sur la sphère en supposant que

$$0 < Re \ll 1 \quad \text{et} \quad 0 < Ri \ll 1 \quad (4.2.8)$$

Dans cette limite, les termes instationnaires des équations (4.2.4a) et (4.2.4b) sont négligeables, de sorte que nous pouvons considérer le problème comme permanent.

Avant de résoudre les équations du mouvement, je rappelle dans la section suivante les principaux résultats dans le cas où le nombre de Reynolds est nul. Dans ce cas, l'écoulement est dit rampant.

### 4.3 Trainée en écoulement rampant

Pour un écoulement rampant  $Re = 0$ , la traînée sur une sphère se déplaçant dans un fluide stratifié a été étudiée théoriquement par [Zvirin and Chadwick \(1975\)](#) et [Candelier et al. \(2014\)](#). Ces auteurs ont fait différentes hypothèses concernant l'importance relative de l'advection et de la diffusion dans l'équation (4.2.4b). [Zvirin and Chadwick \(1975\)](#) ont supposé que l'advection est plus importante que la diffusion. Par conséquent, le terme de flottabilité dans l'équation (4.2.4a) équilibre le terme visqueux. Dans ce cas, on a les conditions suivantes

$$Pe > Ri^{1/3} \quad \text{and} \quad Re \ll Ri^{1/3}, \quad (4.3.1)$$

[Zvirin and Chadwick \(1975\)](#) obtiennent ainsi la force de trainée sous la forme suivante :

$$f_3 = -6\pi u_3 [1 + B(Ri^{1/3}/Pe) Ri^{1/3}], \quad (4.3.2)$$

où  $B(Ri^{1/3}/Pe)$  est une fonction donnée sous forme intégrale. Dans le cas d'un fluide complètement non-diffusif,  $Pe \rightarrow \infty$ , l'expression ci-dessus se simplifie en

$$f_3 = -6\pi u_3 (1 + 1.060 Ri^{1/3}). \quad (4.3.3)$$

Considérons maintenant la limite opposée, où le terme diffusif de l'équation (4.2.4b) domine le terme advectif. Dans ce cas, [Candelier et al. \(2014\)](#) ont montré que

$$f_3 = -6\pi u_3 (1 + 0.6621\epsilon). \quad (4.3.4)$$

avec  $\epsilon = a/\ell_s$  où  $\ell_s$  est la longueur de stratification ([Ardekani and Stocker, 2010](#))

$$\ell_s = (\nu\kappa/N^2)^{1/4}. \quad (4.3.5)$$

Cette longueur caractérise les effets de la stratification sur la dynamique de la particule. En comparant avec la condition (4.3.1), il semble que les résultats (4.3.3) et (4.3.4) s'appliquent dans les limites opposées des grands et petits nombres de Péclet. Nous montrons cependant ci-dessous que les deux approches sont en fait équivalentes, bien qu'elles semblent s'appliquer dans des limites distinctes.

### 4.4 Résolution analytique

Nous résolvons les Eqs. (4.2.4) au premier ordre en fonction du paramètre  $\epsilon$  en utilisant la méthode des solutions asymptotiques raccordées ([Saffman, 1965](#)). Les solutions internes (champs proche) et externes (champs lointains) du problème de perturbation sont raccordés à  $r \sim \epsilon^{-1}$  dans la limite

$$\epsilon \ll 1, \quad \ell_s/\ell_o \ll \epsilon^{-1}, \quad \text{et Pr arbitrairement fixé} \quad (4.4.1)$$

De cette façon, nous obtenons une expression pour la force de traînée qui est valable indépendamment du fait que la diffusion ou l'advection domine : notre solution est valable dans les deux limites considérées par [Candelier et al. \(2014\)](#) et [Zvirin and Chadwick \(1975\)](#), ainsi que de façon uniforme entre les deux.

Une propriété générale de la méthode des solutions asymptotiques raccordées est que c'est l'ordre de grandeur des différents termes dans la région de raccordement qui importe : tous les termes qui sont sous-pondérés dans cette région peuvent être entièrement négligés. Les ordres de grandeur dans l'équation (4.2.4b) sont plus difficiles à déterminer parce que la dépendance de la perturbation de la masse volumique par rapport à  $\mathbf{r}$  n'est pas connue à moins que  $Pe$  ne soit petit ([Candelier et al., 2014](#)) ou grand ([Zvirin and Chadwick, 1975](#)). Cependant, puisque  $\mathbf{w}'^{(0)} \sim \epsilon$  dans la région de raccordement, nous pouvons conclure que le terme non-linéaire

$\text{Pe}(\mathbf{w}'^{(0)} \cdot \nabla)\rho'$  est négligeable par rapport à  $\text{Pe}(\mathbf{u} \cdot \nabla)\rho'$ . Par conséquent, les équations (4.2.4) prennent la forme suivante

$$-\epsilon \frac{\ell_s}{\ell_o} (\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{w}' = -\nabla p' - \epsilon^4 \tilde{\rho} \hat{\mathbf{e}}_3 + \Delta \mathbf{w}' \quad \text{and} \quad \nabla \cdot \mathbf{w}' = 0, \quad (4.4.2a)$$

$$-\epsilon \text{Pr} \frac{\ell_s}{\ell_o} (\mathbf{u} \cdot \nabla) \tilde{\rho} - \mathbf{w}' \cdot \hat{\mathbf{e}}_3 = \Delta \tilde{\rho}, \quad (4.4.2b)$$

avec des conditions aux limites correspondant à (4.2.4c), et  $\rho' = \text{Pe} \tilde{\rho}$ . Ici, nous paramétrons les effets d'inertie convectifs et de stratification en termes d'échelles de longueur : le rayon de la particule  $a$ , la longueur d'Oseen  $\ell_O = a/\text{Re}$ , et la longueur de stratification  $\ell_S = (\nu\kappa/N^2)^{1/4}$  (Ardekani and Stocker, 2010).

La solution interne (champs proche de la surface de la particule, c'est-à-dire  $r < \epsilon^{-1}$ ) des Eqs. (4.4.2) est obtenue sous la forme d'une série de puissance du paramètre  $\epsilon$ . Pour obtenir la solution externe (champ lointain, c'est-à-dire,  $r > \epsilon^{-1}$ ), on remplace la condition à la surface de la particule par un terme source singulier (Saffman, 1965). Ce terme prend la forme  $6\pi\mathbf{u} \delta(\mathbf{r})$ , correspondant à la force d'ordre principal exercée par la sphère sur le fluide. Les ordres supérieurs de  $\epsilon$  dans le terme source contribuent à la force à l'ordre  $O(\epsilon^2)$ , et n'ont pas besoin d'être pris en compte. Comme les termes convectifs non-linéaires sont négligeables, l'équation (4.4.2) est linéaire, de sorte que la solution externe peut être obtenue par transformée de Fourier. Ainsi nous définissons les transformées de Fourier spatiales comme suit

$$\hat{f}(\mathbf{k}) = \int d\mathbf{x} f(\mathbf{x}) e^{-i\mathbf{k} \cdot \mathbf{x}} \quad \text{and} \quad f(\mathbf{x}) = \int \frac{d\mathbf{k}}{(2\pi)^3} \hat{f}(\mathbf{k}) e^{i\mathbf{k} \cdot \mathbf{x}}. \quad (4.4.3)$$

Notons que la transformée de Fourier de l'écoulement en champs lointain  $\hat{\mathbf{w}}'_{\text{out}}(\mathbf{k})$  pourra être écrite sous forme d'une série en fonction du paramètre  $\epsilon$  au sens des distributions (Candelier et al., 2013; Meibohm et al., 2016) :

$$\hat{\mathbf{w}}'_{\text{out}} = \hat{\mathcal{T}}^{(0)} + \epsilon \hat{\mathcal{T}}^{(1)} + \epsilon^2 \hat{\mathcal{T}}^{(2)} + \dots \quad (4.4.4)$$

Les deux premiers termes de l'expansion (4.4.4) sont obtenus à partir de  $\hat{\mathbf{w}}'_{\text{out}}$  comme

$$\hat{\mathcal{T}}^{(0)} = \lim_{\epsilon \rightarrow 0} \hat{\mathbf{w}}'_{\text{out}} \quad \text{and} \quad \hat{\mathcal{T}}^{(1)} = \lim_{\epsilon \rightarrow 0} \frac{1}{\epsilon} (\hat{\mathbf{w}}'_{\text{out}} - \hat{\mathcal{T}}^{(0)}). \quad (4.4.5)$$

Le premier terme,  $\hat{\mathcal{T}}^{(0)}(\mathbf{k})$ , est la transformée de Fourier de la solution du problème extérieur à  $\epsilon = 0$ . Le terme suivant dans l'expansion prend la forme

$$\hat{\mathcal{T}}^{(1)}(\mathbf{k}) = \lim_{\epsilon \rightarrow 0} \frac{1}{\epsilon^3} \left[ \hat{\mathbf{w}}'_{\text{out}} \left( \frac{\mathbf{k}}{\epsilon} \right) - \hat{\mathcal{T}}^{(0)} \left( \frac{\mathbf{k}}{\epsilon} \right) \right]. \quad (4.4.6)$$

Nous évaluons cette limite en utilisant les propriétés d'homogénéité des fonctions  $\hat{\mathbf{w}}'_{\text{out}}(\mathbf{k})$  et  $\hat{\mathcal{T}}^{(0)}(\mathbf{k})$  (Candelier et al., 2013; Meibohm et al., 2016). On obtient

$$\hat{\mathcal{T}}^{(1)}(\mathbf{k}) = \delta(\mathbf{k}) \int d\mathbf{k}' [\hat{\mathbf{w}}'_{\text{out}}|_{\epsilon=1}(\mathbf{k}') - \hat{\mathcal{T}}^{(0)}(\mathbf{k}')]. \quad (4.4.7)$$

Ici,  $\delta$  est la fonction delta de Dirac. Les transformées inverses des fonctions  $\hat{\mathcal{T}}^{(0)}(\mathbf{k})$  et  $\hat{\mathcal{T}}^{(1)}(\mathbf{k})$  sont facilement obtenues. Puisque  $\mathcal{T}^{(1)}(\mathbf{r})$  est constant, le problème à l'ordre  $\epsilon$  est équivalent à déterminer la force sur une particule maintenue fixe dans un écoulement uniforme (Saffman, 1965; Meibohm et al., 2016). Il s'ensuit que la force de traînée est donnée par

$$\mathbf{f} = -6\pi \left\{ \mathbf{u} + \frac{\epsilon}{8\pi^3} \int d\mathbf{k}' [\hat{\mathbf{w}}'_{\text{out}}(\mathbf{k}')|_{\epsilon=1} - \hat{\mathcal{T}}^{(0)}(\mathbf{k}')] \right\}. \quad (4.4.8)$$

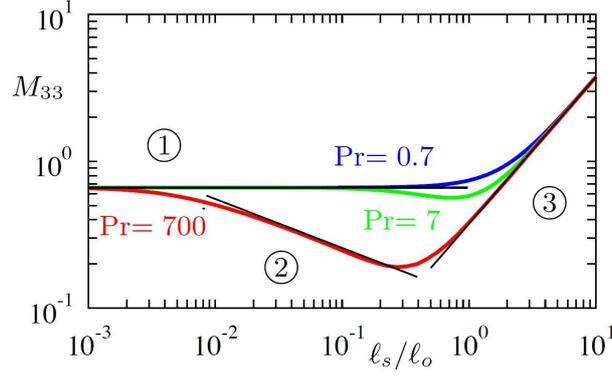


FIGURE 4.2 – Variation de  $M_{33}$  en fonction de  $\ell_s/\ell_o$  pour différents  $\text{Pr}$  (voir l'équation (4.4.11b)). Sont également représentés les trois régimes différents de l'équation (4.4.12), lignes pleines noires.

Nous notons que la force est entièrement déterminée par la solution du problème extérieur, comme l'a montré [Saffman \(1965\)](#) pour la force de portance sur une petite sphère dans un écoulement cisailé.

Pour  $\epsilon = 1$  les transformées de Fourier  $\hat{\mathbf{w}}'_{\text{out}}$  et de  $\hat{\rho}_{\text{out}}$  s'écrivent :

$$\begin{pmatrix} \hat{\mathbf{w}}'_{\text{out}} \\ \hat{\rho}_{\text{out}} \end{pmatrix} = -6\pi k^2 \left[ \frac{\ell_s}{\ell_o} (i\mathbf{k} \cdot \mathbf{u}) \mathbb{I} + \mathbb{A} \right]^{-1} \cdot \mathbb{G} \cdot \begin{pmatrix} \mathbf{u} \\ 0 \end{pmatrix}. \quad (4.4.9)$$

où  $\mathbb{I}$  est la matrice identité  $4 \times 4$  et  $\mathbb{A}$  et  $\mathbb{G}$  sont :

$$\mathbb{A} = \begin{pmatrix} -k^2 & 0 & 0 & -\frac{k_1 k_3}{k^2} \\ 0 & -k^2 & 0 & -\frac{k_2 k_3}{k^2} \\ 0 & 0 & -k^2 & -\frac{(k^2 - k_3^2)}{k^2} \\ 0 & 0 & \frac{1}{\text{Pr}} & -\frac{k^2}{\text{Pr}} \end{pmatrix}, \quad \mathbb{G} = \begin{pmatrix} \frac{k^2 - k_1^2}{k^4} & -\frac{k_1 k_2}{k^4} & -\frac{k_1 k_3}{k^4} & 0 \\ -\frac{k_2 k_1}{k^4} & \frac{k^2 - k_2^2}{k^4} & -\frac{k_2 k_3}{k^4} & 0 \\ -\frac{k_3 k_1}{k^4} & -\frac{k_3 k_2}{k^4} & \frac{k^2 - k_3^2}{k^4} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}. \quad (4.4.10)$$

Nous posons que  $\mathbf{u} = u_3 \hat{\mathbf{e}}_3$  dans l'équation (4.4.8) et nous obtenons la force sous la forme suivante :

$$f_3 = -6\pi u_3 (1 + \epsilon M_{33}), \quad (4.4.11a)$$

$$M_{33} = \frac{3}{2\pi} \int_0^\infty dk \int_0^\pi d\theta \frac{\sin(\theta)^3 \left\{ 1 - \left[ \text{Pr} \left( \frac{\ell_s}{\ell_o} \right)^2 k^2 + 1 \right] \cos(\theta)^2 - i \cos(\theta) \frac{\ell_s}{\ell_o} k^3 \right\}}{\left[ \text{Pr} \left( \frac{\ell_s}{\ell_o} \right)^2 k^2 + 1 \right] \cos(\theta)^2 + i \frac{\ell_s}{\ell_o} k^3 (\text{Pr} + 1) \cos(\theta) - k^4 - 1}. \quad (4.4.11b)$$

La figure 4.2 montre comment  $M_{33}$  dépend du rapport  $\ell_s/\ell_o$  pour différentes valeur de  $\text{Pr}$ , à savoir, 0.7 (pour la stratification thermique dans les gaz), 7 (pour la stratification de l'eau liquide  $20^\circ\text{C}$ ) et 700 (l'eau stratifié en sel). Quand le rapport  $\ell_s/\ell_o$  est très petit, les courbes se confondent en une seule ligne donnée par l'équation Eq. (4.3.4). Cette limite correspond au régime dominé par la diffusion. Quand le rapport  $\ell_s/\ell_o$  atteint une valeur de l'ordre de  $\text{Pr}^{-1}$ , un second régime apparaît. En effet, dans l'équation (4.2.4b), les termes de diffusion et d'advection sont du même ordre de grandeur. Ceci résulte en un changement de la distribution de densité autour de la sphère. En conséquence, la valeur de  $M_{33}$  décroît en fonction de  $\ell_s/\ell_o$ . Ce régime disparaît pour une valeur de  $\ell_s/\ell_o \sim 1/\text{Pr}^{1/4}$  et un nouveau régime apparaît. En effet, quand  $\ell_s/\ell_o \gg 1/\text{Pr}^{1/4}$  les courbes approchent de la relation :  $M_{33} \approx (3/8)(\ell_s/\ell_o)$  correspondant à la correction d'Oseen ([Oseen, 1910](#); [Proudman and Pearson, 1957](#); [Lovalenti and Brady, 1993](#)). Dans ce dernier régime, l'inertie de la particule domine les effets liés à la stratification.

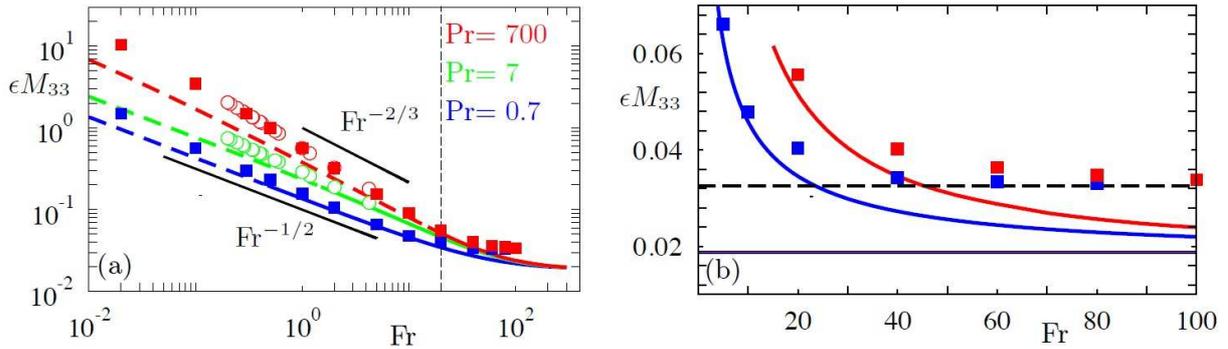


FIGURE 4.3 – (a) Comparaison entre l'équation (4.4.11b) et les résultats DNS pour  $Re=0.05$  par [Yick et al. \(2009\)](#) pour  $Pr=7$  ( $\circ$ ),  $Pr=700$  ( $\circ$ ), et par [Zhang et al. \(2017\)](#) pour  $Pr=0,7$  ( $\blacksquare$ ) et  $Pr=700$  ( $\blacksquare$ ). Les lignes pleines colorées représentent l'équation (4.4.11b) pour  $\epsilon < 0.3$ . La ligne pointillée verticale correspond à  $Fr=1/Re$ . (b) Mêmes données que dans la figure (a) mais maintenant avec des axes linéaires. La ligne pointillée noire montre la traînée pour le système homogène fini obtenu par [Zhang et al. \(2017\)](#). La ligne noire pleine montre la valeur théorique pour le système homogène infini.

En résumé, l'équation (4.4.11b) peut être approximée par les trois relations suivantes :

$$f_3 \sim -6\pi u_3 \begin{cases} 1+0.6621\epsilon & \text{for } \ell_s/\ell_o \ll Pr^{-1} & \text{regime ① (diffusion),} \\ 1+1.060 Ri^{1/3} & \text{for } Pr^{-1} \ll \ell_s/\ell_o \ll Pr^{-1/4} & \text{regime ② (advection),} \\ 1+\frac{3}{8} Re & \text{for } \ell_s/\ell_o \gg Pr^{-1/4} & \text{regime ③ (fluid inertia).} \end{cases} \quad (4.4.12)$$

Ces régimes sont montrés sur la figure 4.2.

Nous comparons maintenant l'équation (4.4.11b) avec les simulations DNS de [Zhang et al. \(2017\)](#) et les expériences de [Yick et al. \(2009\)](#). Ces auteurs utilisent des paramètres sans dimension légèrement différents, à savoir  $Re$ ,  $Pr$ , et le nombre de Froude  $Fr$ .

$$Fr = u_t/(a N). \quad (4.4.13)$$

En termes du nombre de  $Fr$ , les paramètres sans dimension  $\epsilon$ ,  $\ell_s/\ell_o$ , et  $Ri$  sont donnés par :

$$\epsilon = (Re/Fr)^{1/2} Pr^{1/4}, \quad \ell_s/\ell_o = (Re Fr)^{1/2}/Pr^{1/4}, \quad \text{and} \quad Ri^{1/3} = Re^{1/3}/Fr^{2/3}. \quad (4.4.14)$$

Dans la Fig. 4.3(a) sont tracés les résultats numériques de [Zhang et al. \(2017\)](#) et [Yick et al. \(2009\)](#) pour  $\epsilon M_{33}$  en fonction de  $Fr$ , et les résultats théoriques de la présente étude. Puisque l'équation (4.4.11b) a été obtenue pour des petites valeurs de  $\epsilon$ , nous la représentons par une ligne pleine lorsque  $\epsilon < 0,3$ , et en pointillés pour  $\epsilon > 0,3$ . Pour  $1 < Fr < 10$  les données pour  $Pr = 0.7$  sont dans le régime diffusif, où la correction de la traînée est égale à  $Fr^{-1/2}$ . Pour  $Pr = 700$ , les données se rapprochent du régime d'advection où la théorie prédit que la correction de la traînée est proportionnelle à  $Ri^{1/3} \propto Fr^{-2/3}$ . Globalement, nous observons un accord plutôt satisfaisant sauf dans le cas advectif pour  $\epsilon = 0.3$ .

## 4.5 Bilan

Dans cette section nous avons étudié l'effet de la stratification sur le mouvement des particules en milieu stratifié. Nous avons considéré une configuration où le fluide ambiant est au repos et où le mouvement est quasi-stationnaire. Nous avons ainsi pu montrer qu'il existe trois régimes d'écoulements différents induisant ainsi une force de nature assez différente. Cependant, il faut noter que les deux conditions sont très restrictives et ne sont que très rarement satisfaites. Dans un précédent travail ([Candelier et al., 2014](#)) j'ai pu étudier l'effet de l'instationnarité sur les particules en milieu stratifié mais la encore, l'étude était restreinte au régime purement diffusif.

L'effet du mouvement du fluide ambiant est également très important. En effet, dans ce cas, nous savons que ce mouvement moyen induit généralement une force de portance sur le mouvement des particules ([Saffman, 1965](#)). A ce jour, personne n'a étudié l'effet combiné d'un mouvement extérieur et de la stratification. Mon objectif pour les années à venir est d'obtenir une expression de la force qui tient compte de tous ces effets combinés. Ce sujet fera l'objet d'une discussion dans le chapitre suivant car il s'agit de l'un de mes projets de recherches.

# Chapitre 5

## Projets de Recherche

### Sommaire

---

5.1	Effets Non-Boussinesq . . . . .	71
5.2	Effets d’inertie sur le mouvement de particules rigides en milieux stratifiés . .	72
5.3	Modélisation des feux sous-ventilés . . . . .	73
5.4	Physique de la combustion des nappes de combustible liquides . . . . .	78

---

### 5.1 Effets Non-Boussinesq

Comme évoqué dans les chapitres précédents, les différences de températures entre les fumées et leurs environnement sont très grandes. Dans ce cas, l’approximation de Boussinesq n’est plus applicable. On dit alors que l’écoulement est hors cadre Boussinesq ou tout simplement que l’écoulement est non-Boussinesq. Pour étudier ces effets liés aux grandes différences de masses volumiques, on utilise le cas Boussinesq comme référence. Ainsi, en faisant varier l’écart de masse volumique et en le rapportant au cas Boussinesq, on peut mettre en évidence ces effets non-Boussinesq. C’est l’approche que nous avons appliquée au cas des fontaines turbulentes (voir [Vaux et al., 2019](#)). En particulier, en étudiant la variation de la hauteur de la fontaine, nous avons pu montrer une asymétrie entre les fontaines ascendantes et descendantes. Au delà de ce constat, la raison profonde de cette asymétrie reste inconnue. L’entraînement turbulent est le premier facteur incriminant. Je souhaiterais dans les années à venir investiguer plus en détail ce point.

Par ailleurs, je souhaiterais également poursuivre mes travaux sur les panaches impactant une interface de densité (voir la simulation de la figure 5.1). En effet, jusqu’à présent, avec Samuel Vaux, nous avons examiné uniquement le cas des panaches d’incendies impactant une interface de densité. Cependant, dans cette étude, nous avons négligé les effets non-Boussinesq, en particulier sur les hauteurs des fontaines. De plus, pour étudier le cas du feu, nous avons utilisé des relations théoriques qui ne tiennent pas compte de la présence d’une source de taille finie. Pour pousser plus loin ce travail, je souhaiterais étudier à la fois théoriquement et numériquement le problème des panaches non-Boussinesq impactant des interfaces de densité.

Pour finir, toujours pour comprendre les effets liés aux différences de masses volumiques, je souhaiterais aussi étudier les courants de gravité non-Boussinesq. En particulier, je désire me focaliser sur les courants de gravité continuellement alimentés à la source. Contrairement à la configuration lock-release où la différence de densité seule impose la dynamique du courant de gravité, le débit d’injection impacte également la structure du courant et la dynamique du mélange entre le courant et son milieu. Je souhaite comprendre et décrire l’influence des mécanismes induits par le couplage entre la quantité de mouvement à la source et la différence de densité sur la dynamique du courant de gravité et les propriétés du mélange turbulent. L’application visée ici est l’étude de la propagation d’une strate de fumées dans des géométries de types tunnel ou couloir. En effet, quand un feu se déclare dans un tunnel, une couche de fumées

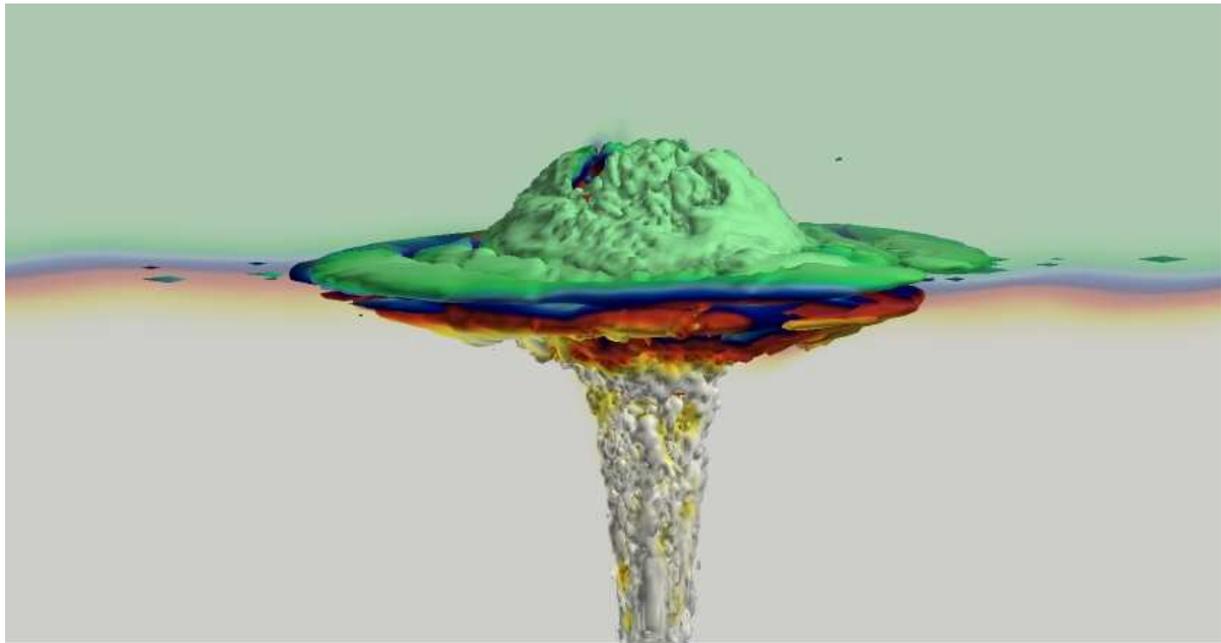


FIGURE 5.1 – Illustration tri-dimensionnelle de l’impact d’un panache sur une interface de densité. La simulation est réalisée avec ISIS.

se forme sous la voûte du tunnel. Celle-ci est alimentée par les fumées issues de l’incendie. La prédiction de la température et de la vitesse de propagation de cette couche de fumées est un enjeu majeur pour la protection contre l’incendie dans les tunnels. Pour réaliser cette étude, je souhaite collaborer avec Boris Arcen et Yvan Dossmann, tous deux chercheurs au LEMTA. Les outils que nous souhaitons utiliser sont NEK5000 pour la réalisation de simulations numériques DNS (voir la figure 5.2) et un dispositif expérimental, encore à définir, pour réaliser ce type de courant de gravité.

## 5.2 Effets d’inertie sur le mouvement de particules rigides en milieux stratifiés

Comme décrit au chapitre chapitre 4, quand un corps rigide ou déformable se déplace dans un fluide visqueux, il subit une force de résistance hydrodynamique dont les origines peuvent

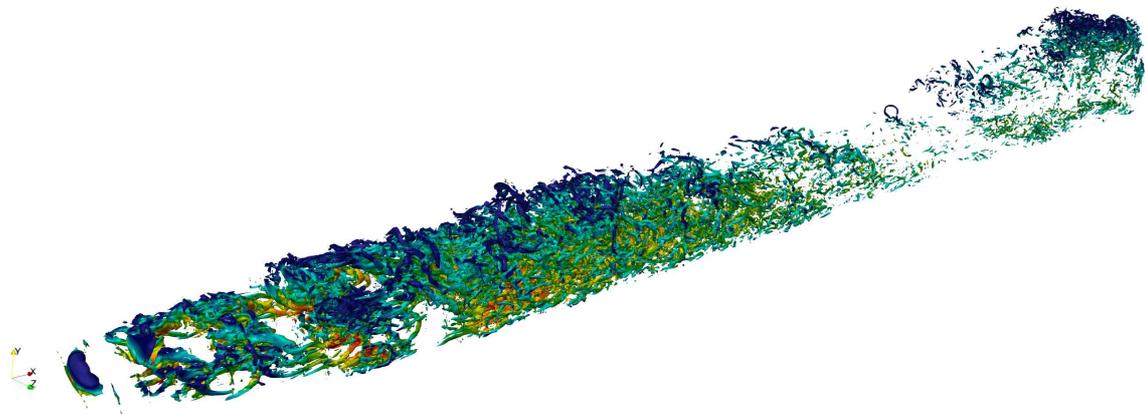


FIGURE 5.2 – Structures tourbillonnaires au sein d’un courant de gravité caractérisé par une injection continue. L’extraction des structures est effectuée à partir de données que nous avons obtenues avec le code NEK5000.

être diverses. La plus connue, telle que décrite au chapitre 4, est la force de résistance de Stokes qui se produit à bas nombre de Reynolds. Dans ce cas l'origine de la force est due à la viscosité et au champ de pression extérieur induit par le mouvement de la particule. La force de portance de Saffman (1965) a quant à elle une origine due au gradient de vitesse extérieur. L'effet de la stratification ambiante induit également un effet sur la force de résistance que subit un corps en mouvement dans ce milieu. L'effet de l'instationarité est également un effet d'inertie dont le résultat est une force appelée force d'histoire. L'inertie convective de la particule induit une force supplémentaire identifiée pour la première fois par Oseen (1910) et qui est proportionnelle au nombre de Reynolds. Tous ces effets sont appelés effets d'inerties car ils sont induits par l'inertie du corps. Pris séparément, la plupart de ces effets sont relativement connus en particulier à bas nombre de Reynolds. Cependant, quand on prend deux effets différents ensemble, on remarque qu'ils se combinent de façon non-linéaire. Pour illustrer ce propos, on peut citer le travail de Lovalenti and Brady (1993) qui ont étudié l'effet de deux forces d'inerties à savoir l'effet de l'instationnarité de l'écoulement et de l'inertie convective induite par la vitesse de la particule. Dans ce cas, ils montrent que l'effet de cette nouvelle force d'inertie est relativement différente de la somme des deux forces précédentes à savoir la force d'histoire et la trainée d'Oseen. Ils montrent aussi que la force qu'ils obtiennent tend asymptotiquement vers ces deux forces en fonction du temps. L'effet d'un écoulement cisailé et de l'instationarité ont également été considérés ensemble par Miyazaki et al. (1995); Candelier et al. (2019).

Le projet de recherche que je souhaite poursuivre est l'étude des effets d'inerties dus à un écoulement cisailé quelconque et linéairement stratifié. Ici, les effets d'inertie liés à l'écoulement ambiant vont se combiner avec ceux liés à l'écoulement non-perturbé. En effet, dans le cas simple d'une sphère sédimentant dans un milieu linéairement stratifié, beaucoup de travaux existent et des progrès importants ont été réalisés ces dernières années. Cependant aucune relation universelle n'existe pour l'heure sur la force de trainée. Pour le cas où les effets d'inertie sont dus à l'écoulement du fluide lui-même, le constat est pire encore puisque très peu d'études ont considéré ce problème. Le but de ce projet est de progresser dans ce domaine. Ce travail sera réalisé en collaboration avec Fabien Candelier de l'IUSTI et Bernhard Mehlig de Goteborg.

### 5.3 Modélisation des feux sous-ventilés

Un des problèmes fondamentaux en ingénierie de la sécurité incendie est l'effet du confinement sur le développement d'un incendie. Expérimentalement, on considère un feu dans un compartiment contenant un ouvrant en forme de porte (voir figure 5.3). Cette configuration académique a été considérée par de nombreux chercheurs depuis les années 50. Elle permet simplement d'appréhender les phénomènes physiques mis en jeu. Ici la porte sert d'entrée pour l'air frais extérieur et d'exutoire pour les fumées issues du feu. La source de l'incendie peut être de deux sortes :

- un brûleur à gaz avec un débit de combustible constant,
- un bucher bois ou un feu de combustible liquide pour lequel la quantité de combustible qui brûle dépend d'une interaction complexe avec le compartiment.

Si la quantité d'oxygène entrant par la porte est suffisante pour brûler l'ensemble du combustible susceptible de brûler à l'intérieur du local, alors le régime de combustion est dit bien ventilé, comme illustré sur la figure (5.3-a). Dans ce cas, il existe une corrélation entre la température moyenne des fumées et la puissance du feu. Cette loi a été établie par McCaffrey et al. (1981) sur la base d'une analyse dimensionnelle. Si on diminue la taille de la porte, la quantité d'oxygène devient de moins en moins suffisante pour la combustion des gaz combustibles. Des flammes apparaissent alors à l'extérieur du local comme le montre la figure (5.3-b). Si on continue à réduire la taille de la porte, on observe que la flamme se déplace complètement vers l'extérieur (voir figure 5.3-c).

Cette problématique des feux de compartiment est la continuation des travaux de thèse de Samia Haouari-Harrak (Haouari-Harrak, 2019) et de Bouaza Lafdal (soutenance prévue le décembre 2022). En effet, durant la thèse de Samia Haouari-Harrak (Haouari-Harrak, 2019),

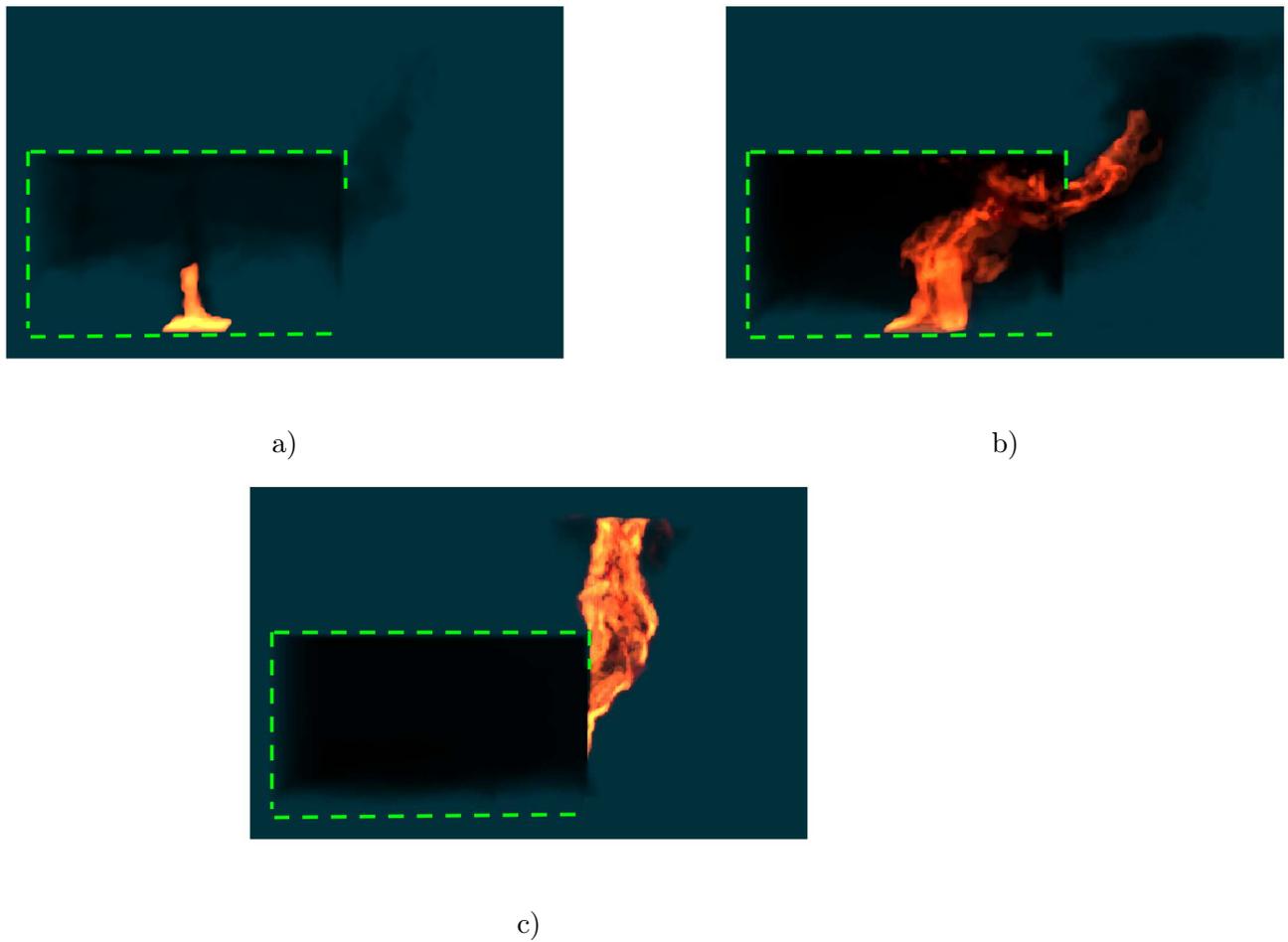


FIGURE 5.3 – Régimes de combustion dans un compartiment contenant une porte : a) correspond à un régime parfaitement ventilé, b) régime intermédiaire, c) régime sous-ventilé



FIGURE 5.4 – Exemple d'un feu sous confiné. Expérience réalisée au LEMTA.

nous nous sommes penchés sur la problématique du remplissage et de la vidange d'un local par un exutoire au plafond. Dans ce cas nous avons considéré des feux issus de bacs d'Heptane. Malgré l'exutoire au plafond, cette configuration est très similaire à la figure (5.3-a) lorsque le feu est bien ventilé. Nous avons fait en sorte d'avoir une configuration où le feu est très peu affecté par la flamme, pour nous concentrer uniquement sur la stratification des fumées. Durant la thèse de Bouaza Lafdal, nous avons étudié plus en avant l'effet du confinement. En effet, nous avons essayé de déterminer des critères simples pour démarquer les régimes ventilé et sous ventilé. Théoriquement, sur la base de la quantité d'air entrant dans le compartiment, la puissance maximale que peut atteindre un feu est de  $1500 A\sqrt{H}$  (voir par exemple [Karlsson and Quintiere, 1999](#); [Kawagoe, 1958](#)) où  $A$  est la surface de la porte et  $H$  sa hauteur. Cependant, en analysant les hypothèses sur lesquelles se basent cette relation, la plus importante est de supposer que tout l'oxygène entrant dans le local participe à la réaction de combustion. Cette hypothèse semble très forte pour deux raisons : premièrement, le mélange entre l'oxygène et les gaz combustibles n'est pas garanti à cause de la configuration expérimentale considérée qui induit un échange horizontal au travers de la porte et une stratification thermique inhibant ou réduisant les mouvements verticaux du fluide. Deuxièmement, on observe expérimentalement une extinction de la flamme dans le compartiment tandis que la concentration en oxygène n'est pas égale à zéro. Ceci montre très clairement que tout l'oxygène entrant dans le compartiment ne participe pas à la réaction et qu'une partie de cet oxygène n'est pas utilisée.

La thèse de Bouaza Lafdal s'est focalisée numériquement et expérimentalement sur la recherche et la compréhension du basculement entre les régimes "bien ventilé" et "sous ventilé". Son travail sur la comparaison entre les résultats numériques et expérimentaux, en particulier dans le cas sous ventilé, montre des différences très significatives. La recherche que je souhaite entreprendre dans les années à venir aura pour but l'amélioration de la modélisation numérique de ces phénomènes. En effet, la complexité des phénomènes d'incendie rendent particulièrement difficiles leur modélisation. Un incendie met en jeu le transport de quantités vectorielles et scalaires telles que la quantité de mouvement, la chaleur et la pression à des échelles très grandes allant du dixième de micro-mètres pour les réactions chimiques, le transport des suies, les tourbillons de Kolmogorov, à plusieurs mètres pour les feux dans des immeubles, et même jusqu'au kilomètre pour les panaches issus des feux de forêts. De plus, les phénomènes physiques sont souvent de natures très variés comme les phénomènes de changement de phase pour l'évaporation des liquides combustibles ou non-combustibles, la dégradation des matériaux solides et la pyrolyse, le transport de la chaleur par conduction, convection ou par rayonnement, ou encore le transport de quantité de mouvement et de masse nécessitant la prise en compte des phénomènes de turbulence.

Pour tenir compte de l'ensemble de ces phénomènes, les codes de calcul tels que FDS (Fire Dynamics Simulator) sont conçus sous forme d'assemblage de plusieurs parties, chacune ayant pour tâche de traiter un segment du problème. Par exemple, sans être exhaustif, dans FDS nous trouvons une partie traitant de la modélisation de l'écoulement et de la turbulence, d'autres parties traitent du transport de chaleur ou bien du transport Lagrangien de particules et de leur possible évaporation. Évidemment, toutes ces parties sont couplées pour pouvoir donner la meilleure simulation possible. On comprend que si un seul élément de l'ensemble n'est pas suffisamment précis ou produit des erreurs dans certaines configurations particulières, cette erreur se transmettra pour affecter l'ensemble de la modélisation.

Dans le cas des feux de compartiment, je souhaite travailler sur trois parties différentes à savoir :

- les phénomènes d'échange à la porte en particulier quand on atteint la transition entre le régime "bien ventilé" et le régime "sous-ventilé". D'un point de vue numérique, je souhaiterais travailler sur l'amélioration du solveur de l'équation de poisson qui permet de résoudre la pression. En effet, dans le cas de la sous-ventilation, on voit apparaître un front de flamme qui se positionne au niveau de la porte. A cette position, les variations de pression peuvent être très importantes. Les points d'amélioration visés sont la précision du solveur et éventuellement des modifications des méthodes numériques de résolution. Sur ce point, on notera que FDS utilise une méthode par défaut basée sur les transformées de Fourier. D'un point de vue expérimental, je souhaiterais étudier ces échanges en utilisant la Particle Image Velocimetry (PIV). En effet, durant la thèse de Bouaza Lafdal, des tests préliminaires montrant de grandes potentialités de cette méthode ont été réalisées (voir figure 5.4). L'idée ici est à la fois de mesurer les flux échangés en particulier quand on atteint le régime sous ventilé. Dans ce cas, la théorie prédit que le débit est proportionnel au facteur de ventilation. Il permettra également d'observer la structure de l'écoulement au niveau de la porte et les effets de mélange qui en résultent. Des tests sans feu seront également envisagés. Dans ce cas, on évaluera uniquement les parties hydrodynamiques des codes, sans tenir compte des couplages avec les parties portant sur la chimie et le rayonnement ou le transport de particules telles que les suies.
- Une autre voie que je compte explorer est celle des modèles de combustion présents dans les codes de calculs. La difficulté réside dans les coûts des calculs. On ne peut pas se permettre d'avoir une équation de transport pour chaque élément chimique intervenant dans la combustion. Le calcul deviendrait extrêmement lent et difficilement utilisable pour les applications pratiques. Ainsi, dans FDS, par exemple, la combustion se fait en une seule étape faisant intervenir un combustible, un comburant et des produits de combustion. Le combustible est ici générique et représente l'ensemble des espèces chimiques susceptibles de réagir avec l'oxygène. Une autre difficulté est celle des modèles de combustion pro-

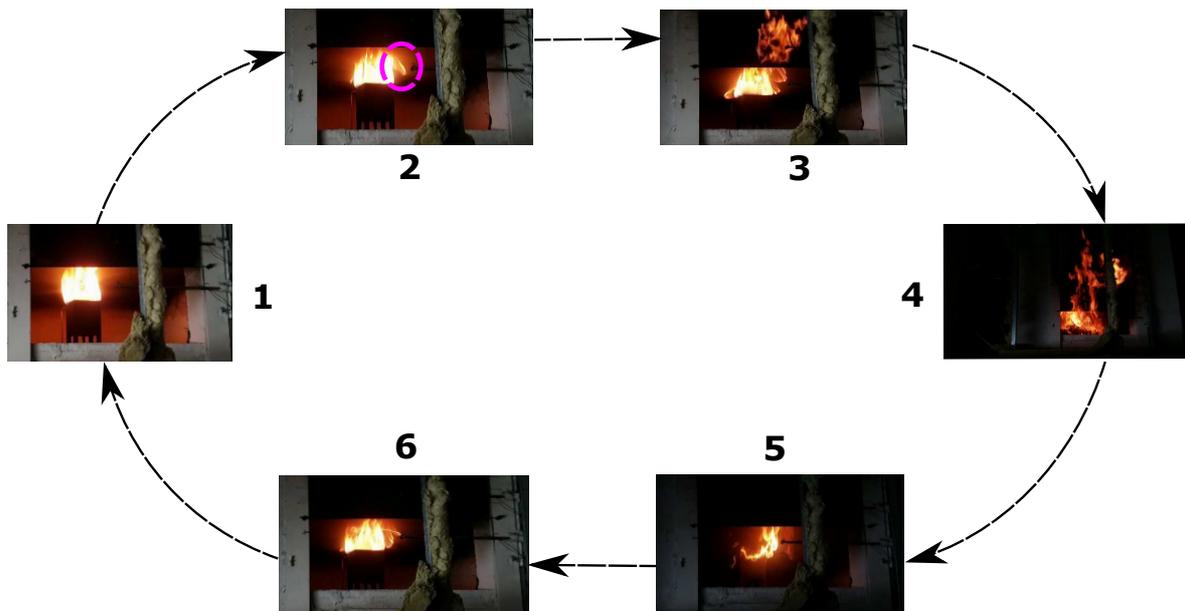


FIGURE 5.5 – Régimes de combustion dans un compartiment contenant une porte : a) correspond à un régime parfaitement ventilé, b) régime intermédiaire, c) régime sous-ventilé

prement dits. Dans FDS, le modèle par défaut se base sur une chimie infiniment rapide contrôlée uniquement par les phénomènes de mélange entre le combustible équivalent et le comburant. Notons que ces codes contiennent aussi des modèles plus complexes faisant intervenir des lois d'Arrhenius ou utilisant plusieurs étapes. Je souhaiterais tester l'ensemble de ces sous-modèles, en allant vers une complexité croissante, afin de déterminer les améliorations susceptibles d'être réalisées et leurs impacts sur les feux de compartiment, en particulier, dans le régime sous-ventilé.

- Durant les expériences de feux sous ventilés utilisant un bruleur à gaz, Bouaza Lafdal a observé un phénomène de combustion spectaculaire. Il s'agit d'un régime de combustion dit "cyclique" où le régime de combustion passe du "bien-ventilé" au "sous ventilé" avec une certaine période d'oscillation comme illustré sur la figure 5.5. Ce régime est cependant transitoire. Il ne se produit que quand le régime de combustion est fortement sous-ventilé et s'estompe au bout de quelques cycles, le nombre de cycles dépend également du degré de sous-ventilation. Il semble que l'origine de ce régime particulier vient d'un déséquilibre initial qui est comblé par la montée en température du compartiment. Pour l'instant, les expériences que Bouaza Lafdal a réalisé sur ce régime sont limitées en nombre. Il y a divers facteurs à faire varier expérimentalement afin de localiser l'origine de ce déséquilibre. De plus, nous n'avons pas observé de régime analogue quand le foyer est un bac de combustible liquide. Il semble que pour faire apparaître ce régime le système nécessite un forçage. En effet, un cas similaire a été observé par [Mense et al. \(2019b,a\)](#) dans le cas d'un compartiment mécaniquement ventilé et des feux issus de bacs d'heptane. Le forçage étant assuré par le système de ventilation. Dans le cas d'un compartiment mécaniquement ventilé, le régime oscillatoire est persistant et ne s'arrête que lorsqu'il n'y a plus de combustible.

Cet auteur a montré expérimentalement que le taux de pyrolyse d'un bucher bois est proportionnel au facteur de ventilation  $A\sqrt{H}$  où  $A$  est la surface de la porte et  $H$  est sa hauteur.

## 5.4 Physique de la combustion des nappes de combustible liquides

Un nouveau sujet que je souhaite ouvrir est la combustion des nappes combustibles liquides. En particulier, je souhaite me pencher sur la phase liquide et son couplage avec son environnement. Le sujet des bacs de combustible liquide a été largement étudié depuis les années 50. En effet, beaucoup de caractéristiques de ce type de feux ont été étudiées telle que la hauteur des flammes (Hamins et al., 1996; Delichatsios, 1993), la fréquence d'oscillation des flammes (Cetegen and Ahmed, 1993), le taux de production de suies en fonction du type de combustible (Marquardt et al., 1996), la variation des débits de masse en fonction des caractéristiques thermo-physiques (Modak and Croce, 1977), etc... Toutes ces études se sont cependant concentrées uniquement sur les feux de bac à l'air libre. La question que je souhaite étudier est l'effet du confinement et de la sous-ventilation sur tous ces paramètres. L'enjeu est de comprendre par exemple pourquoi le régime de combustion oscillatoire apparaît dans le cas d'un feu de bac de combustible liquide dans un compartiment mécaniquement ventilé.

Pour schématiser, quand une nappe liquide brûle, une partie du rayonnement issu de la flamme pénètre dans le liquide et réchauffe ce dernier jusqu'à évaporation. Les vapeurs issues de ce processus alimentent la flamme et entretiennent la réaction de combustion. Les questions qui se posent sont nombreuses : quelle fraction du rayonnement de la flamme impacte la surface du liquide ? quel effet a ce rayonnement a-t-il en profondeur ? La couche de combustible étant liquide, des écoulements de convection apparaissent-ils ? Quel est le rôle de la convection dans le transport de la chaleur dans les nappes liquides ? Comment se distribue la chaleur dans la couche de liquide ? Quels sont les effets des différents facteurs caractérisant le liquide comme sa viscosité, sa tension de surface, etc... ? L'objectif ici est de construire un modèle simplifié qui sera implémenté dans les codes de calculs pour ingénieurs et qui permettra de prédire des phénomènes aussi complexes que celui du régime de combustion alterné ou oscillatoire.

Pour étudier ce problème, les outils que je souhaite mettre en œuvre sont principalement des outils expérimentaux basés sur une métrologie existante au sein de l'équipe "feux". En effet, nous utiliserons de la PIV pour étudier les écoulements secondaires dans les liquides, des thermocouples pour évaluer la distribution de température au sein du liquide et des fluxmètres totaux et radiatifs pour estimer la part de rayonnement issu de la flamme et venant impacter la surface du liquide. Pour la construction du modèle théorique et son implémentation dans les codes de calculs, l'étude se fera en collaboration avec Tarek Beji de l'Université de Ghent avec qui des premiers échanges portants sur les mesures de température dans le liquides ont d'ores et déjà été réalisés.

# Bibliographie

- Abaid, N., Adalsteinsson, D., Agyapong, A., and McLaughlin, R. M. (2004). An internal splash : Levitation of falling spheres in stratified fluids. *Phys. Fluids*, 16(5) :1567–1580. 63
- Abraham, G. (1967). Jets with negative buoyancy in homogeneous fluid. *Journal of Hydraulic Research*, 5(4) :235–248. 27
- Abraham, G. and Eysink, W. (1969). Jets issuing into fluid with a density gradient. *Journal of Hydraulic Research*, 7(2) :145–175. v, 51, 52
- Alias, A. A. and Page, M. A. (2017). Low-Reynolds-number diffusion-driven flow around a horizontal cylinder. *J. Fluid Mech.*, 825 :1035–1055. 65
- Ansong, J. K., Kyba, P. J., and Sutherland, B. R. (2008). Fountains impinging on a density interface. *Journal of Fluid Mechanics*, 595 :115–139. 31
- Ardekani, A. M., Doostmohammadi, A., and Desai, N. (2017). Transport of particles, drops, and small organisms in density stratified fluids. *Phys. Rev. Fluids*, 2(10) :100503. 63
- Ardekani, A. M. and Stocker, R. (2010). Stratlets : Low Reynolds number point-force solutions in a stratified fluid. *Phys. Rev. Lett.*, 105 :084502. 63, 66, 67
- Baddour, R. and Zhang, H. (2009). Density effect on round turbulent hypersaline fountain. *Journal of Hydraulic Engineering*, 135(1) :57–59. iv, 41
- Baines, W. and Turner, J. (1969). Turbulent buoyant convection from a source in a confined region. *Journal of Fluid mechanics*, 37(1) :51–80. 54
- Baines, W., Turner, J., and Campbell, I. (1990). Turbulent fountains in an open chamber. *Journal of Fluid Mechanics*, 212 :557–592. iii, 29, 30
- Blanchette, F. and Shapiro, A. M. (2012). Drops settling in sharp stratification with and without marangoni effects. *Phys. Fluids*, 24(4) :042104. 63
- Bloomfield, L. J. and Kerr, R. C. (1998). Turbulent fountains in a stratified fluid. *Journal of Fluid Mechanics*, 358 :335–356. iv, 31, 32, 33
- Bloomfield, L. J. and Kerr, R. C. (2000). A theoretical model of a turbulent fountain. *Journal of Fluid Mechanics*, 424 :197–216. 27
- Burridge, H. and Hunt, G. (2012). The rise heights of low-and high-froude-number turbulent axisymmetric fountains. *Journal of fluid mechanics*, 691 :392–416. iii, iv, vii, 27, 28, 29, 30, 31, 36, 38
- Burridge, H., Mistry, A., and Hunt, G. (2015). The effect of source reynolds number on the rise height of a fountain. *Physics of Fluids*, 27(4) :047101. 23
- Camassa, R., Falcon, C., Lin, J., McLaughlin, R. M., and Parker, R. (2009). Prolonged residence times for particles settling through stratified miscible fluids in the stokes regime. *Phys. Fluids*, 21(3) :031702. 63

- Campbell, I. and Turner, J. (1985). Turbulent mixing between fluids with different viscosities. *Nature*, 313(5997) :39–42. 35
- Candelier, F., Mehaddi, R., and Vauquelin, O. (2013). Note on the method of matched-asymptotic expansions for determining the force acting on a particle. *arXiv :1307.6314* 67
- Candelier, F., Mehaddi, R., and Vauquelin, O. (2014). The history force on a small particle in a linearly stratified fluid. *J. Fluid Mech.*, 749 :183–200. 66, 69
- Candelier, F., Mehlig, B., and Magnaudet, J. (2019). Time-dependent lift and drag on a rigid body in a viscous steady linear flow. *Journal of Fluid Mechanics*, 864 :554–595. 73
- Carazzo, G., Kaminski, E., and Tait, S. (2008a). On the dynamics of volcanic columns : A comparison of field data with a new model of negatively buoyant jets. *Journal of Volcanology and Geothermal Research*, 178(1) :94–103. 51
- Carazzo, G., Kaminski, E., and Tait, S. (2008b). On the rise of turbulent plumes : Quantitative effects of variable entrainment for submarine hydrothermal vents, terrestrial and extra terrestrial explosive volcanism. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, 113(B9). 51
- Carazzo, G., Kaminski, E., and Tait, S. (2010). The rise and fall of turbulent fountains : a new model for improved quantitative predictions. *Journal of fluid mechanics*, 657 :265–284. 27
- Carlotti, P. and Hunt, G. R. (2005). Analytical solutions for turbulent non-boussinesq plumes. *Journal of Fluid Mechanics*, 538 :343. 58
- Cetegen, B. M. and Ahmed, T. A. (1993). Experiments on the periodic instability of buoyant plumes and pool fires. *Combustion and flame*, 93(1-2) :157–184. 78
- Chong, M. S., Soria, J., Perry, A., Chacin, J., Cantwell, B., and Na, Y. (1998). Turbulence structures of wall-bounded shear flows found using dns data. *Journal of Fluid Mechanics*, 357 :225–247. 29
- Crapper, P. and Baines, W. (1978). Some remarks on non-boussinesq forced plumes. *Atmospheric Environment (1967)*, 12(10) :1939–1941. 38
- De Pietro, M., van Hinsberg, M. A. T., Biferale, L., Clercx, H. J. H., Perlekar, P., and Toschi, F. (2015). Clustering of vertically constrained passive particles in homogeneous isotropic turbulence. *Phys. Rev. E*, 91 :053002. 63
- Delichatsios, M. (1993). Transition from momentum to buoyancy-controlled turbulent jet diffusion flames and flame height relationships. *Combustion and Flame*, 92(4) :349–364. 78
- Devenish, B., Rooney, G., and Thomson, D. (2010). Large-eddy simulation of a buoyant plume in uniform and stably stratified environments. *Journal of Fluid Mechanics*, 652 :75–103. v, 51, 53
- Doostmohammadi, A., Dabiri, S., and Ardekani, A. M. (2014). A numerical study of the dynamics of a particle settling at moderate Reynolds numbers in a linearly stratified fluid. *J. Fluid Mech.*, 750 :5–32. 65
- Economidou, M. and Hunt, G. (2009). Density stratified environments : the double-tank method. *Experiments in fluids*, 46(3) :453–466. 31
- Fan, L.-N. (1967). Turbulent buoyant jets into stratified or flowing ambient fluids. v, 51, 52
- Fang, J., Jie, J., Hong-Yong, Y., and Yong-Ming, Z. (2006). Early fire smoke movements and detection in high large volume spaces. *Building and Environment*, 41(11) :1482–1493. 46

- Fanneløp, T. and Webber, D. (2003). On buoyant plumes rising from area sources in a calm environment. *Journal of Fluid Mechanics*, 497 :319–58
- Friedman, P., Vadakoot, V., Meyer, W., and Carey, S. (2007). Instability threshold of a negatively buoyant fountain. *Experiments in fluids*, 42(5) :751–759. 25
- Gray, D. D. and Giorgini, A. (1976). The validity of the Boussinesq approximation for liquids and gases. *Int. J. Heat Mass Tran.*, 19(5) :545–551. 65
- Guasto, J. S., Rusconi, R., and Stocker, R. (2012). Fluid mechanics of planktonic microorganisms. *Ann. Rev. Fluid Mech.*, 44 :373–400. 63
- Hamins, A., Konishi, K., Borthwick, P., and Kashiwagi, T. (1996). Global properties of gaseous pool fires. In *Symposium (International) on Combustion*, volume 26, pages 1429–1436. Elsevier. 78
- Haouari-Harrak, S. (2019). *Contributions À l'étude des écoulements de fumées dans un bâtiment en situation d'incendie*. PhD thesis, Université de Lorraine. 73
- Haouari-Harrak, S., Mehaddi, R., Boulet, P., and Koutaiba, E. (2020). Evaluation of the room smoke filling time for fire plumes : Influence of the room geometry. *Fire and materials*, 44(6) :793–803. 55, 56
- Haouari-Harrak, S., Mehaddi, R., Boulet, P., Koutaiba, E., Giovannelli, G., and Becker, S. (2019). Virtual origin correction for a fire plume in a room under displacement ventilation regime. *International Journal of Thermal Sciences*, 136 :243–253. 54
- Heskestad, G. (1984). Engineering relations for fire plumes. *Fire Safety Journal*, 7(1) :25–32. 56
- Heskestad, G. (2016). Fire plumes, flame height, and air entrainment. In *SFPE handbook of fire protection engineering*, pages 396–428. Springer. 47
- Hunt, G. and Kaye, N. (2005). Lazy plumes. *Journal of Fluid Mechanics*, 533 :329. 58
- Hunt, G. and Van den Bremer, T. (2011). Classical plume theory : 1937–2010 and beyond. *IMA journal of applied mathematics*, 76(3) :424–448. 43, 58
- Jacobson, M. Z. (2005). *Fundamentals of atmospheric modeling*. Cambridge university press. 63
- Kaminski, E. and Jaupart, C. (2003). Laminar starting plumes in high-prandtl-number fluids. *Journal of fluid mechanics*, 478 :287–298. 43
- Karlsson, B. and Quintiere, J. (1999). *Enclosure fire dynamics*. CRC press. 75
- Kawagoe, K. (1958). Fire behavior in rooms. *Tech. Rep. 27, Building Research Institute*, 27. 75
- Kaye, N. and Hunt, G. (2006). Weak fountains. *Journal of Fluid Mechanics*, 558 :319–328. iii, 27, 29, 30, 31
- Kaye, N. and Hunt, G. (2007a). Overturning in a filling box. *Journal of Fluid Mechanics*, 576 :297–323. 54
- Kaye, N. and Hunt, G. (2007b). Smoke filling time for a room due to a small fire : the effect of ceiling height to floor width aspect ratio. *Fire safety journal*, 42(5) :329–339. 54
- Kerber, S. and Milke, J. A. (2007). Using FDS to simulate smoke layer interface height in a simple atrium. *Fire Technology*, 43(1) :45–75. 46
- Lamorlette, A., Mehaddi, R., and Vauquelin, O. (2011). Unstable modes of laminar round fountains on inclined wall. *Comptes Rendus Mécanique*, 339(4) :250–256. iii, 25, 26

- Leelőssy, Á., Molnár, F., Izsák, F., Havasi, Á., Lagzi, I., and Mészáros, R. (2014). Dispersion modeling of air pollutants in the atmosphere : a review. *Centr. Eur. J. of Geosci.*, 6 :257–278. 63
- Lin, W. and Armfield, S. (2000a). Direct simulation of weak axisymmetric fountains in a homogeneous fluid. *Journal of Fluid Mechanics*, 403 :67–88. iii, 22, 25, 29, 30
- Lin, W. and Armfield, S. (2000b). Very weak fountains in a homogeneous fluid. *Numerical Heat Transfer : Part A : Applications*, 38(4) :377–396. 25
- Linden, P. F. (1999). The fluid mechanics of natural ventilation. *Annu. Rev. Fluid Mech.*, 31(1) :201–238. 61, 63
- Linden, P. F., Lane-Serff, G. F., and Smeed, D. A. (1990). Emptying filling boxes : the fluid mechanics of natural ventilation. *J. Fluid Mech.*, 212 :309–335. 61
- Lovalenti, P. and Brady, J. (1993). The force on a bubble, drop or particle in arbitrary time-dependent motion at small Reynolds number. *Phys. Fluids*, 5(9) :2104–2116. 68, 73
- Lupton, J., Delaney, J., Johnson, H., and Tivey, M. (1985). Entrainment and vertical transport of deep-ocean water by buoyant hydrothermal plumes. *Nature*, 316(6029) :621–623. 43
- Malin, M. (1989). Analysis of turbulent forced plumes into a stable environment. *Applied mathematical modelling*, 13(2) :122–126. 53
- Maluk, C., Woodrow, M., and Torero, J. L. (2017). The potential of integrating fire safety in modern building design. *Fire Safety Journal*, 88 :104–112. 46
- Marquardt, M., Mauss, F., Jungfleisch, B., Suntz, R., and Bockhorn, H. (1996). Twenty-sixth symposium (international) on combustion. *The Combustion Institute, Pittsburgh*, pages 2343–2350. 78
- Maxey, M. R. and Riley, J. J. (1983). Equation of motion for a small rigid sphere in a nonuniform flow. *Phys. Fluids*, 26 :883–889. 64
- McCaffrey, B., Quintiere, J., and Harkleroad, M. (1981). Estimating room temperatures and the likelihood of flashover using fire test data correlations. *Fire Technology*, 17(2) :98–119. 73
- McCaffrey, B. J. (1983). Momentum implications for buoyant diffusion flames. *Combust. Flame*, 52 :149–167. 56
- Mcdougall, T. (1981). Negatively buoyant vertical jets. *Tellus*, 33(3) :313–320. 27
- Mehaddi, R., Vauquelin, O., and Candelier, F. (2012). Analytical solutions for turbulent boussinesq fountains in a linearly stratified environment. *J. Fluid Mech.*, 691 :487–497. 31
- Mehaddi, R., Vauquelin, O., and Candelier, F. (2015a). Experimental non-boussinesq fountains. *Journal of Fluid Mechanics*, 784. iv, 35, 41
- Mehaddi, R., Vaux, S., Candelier, F., and Vauquelin, O. (2015b). On the modelling of steady turbulent fountains. *Environmental Fluid Mechanics*, 15(6) :1115–1134. 27, 47
- Meibohm, J., Candelier, F., Rosen, T., Einarsson, J., Lundell, F., and Mehlig, B. (2016). Angular velocity of a spheroid log rolling in a simple shear at small Reynolds number. *Phys. Rev. Fluids*, 1(8) :084203. 67
- Mense, M., Pizzo, Y., Prétrel, H., Lallemand, C., and Porterie, B. (2019a). Experimental and numerical study on low-frequency oscillating behaviour of liquid pool fires in a small-scale mechanically-ventilated compartment. *Fire Safety Journal*, 108 :102824. 77

- Mense, M., Pizzo, Y., Prétrel, H., and Porterie, B. (2019b). Experimental study on low-frequency oscillating behavior in mechanically-ventilated compartment fires. *Journal of Applied Fluid Mechanics*, 12(2 (Special Issue)) :49–58. 77
- Michaux, G. and Vauquelin, O. (2008). Solutions for turbulent buoyant plumes rising from circular sources. *Physics of Fluids*, 20(6) :066601. 45, 54, 58
- Miyazaki, K., Bedeaux, D., and Avalos, J. B. (1995). Drag on a sphere in slow shear flow. *Journal of Fluid Mechanics*, 296 :373–390. 73
- Mizushima, T., Ogino, F., Takeuchi, H., and Ikawa, H. (1982). An experimental study of vertical turbulent jet with negative buoyancy. *Wärme-und Stoffübertragung*, 16(1) :15–21. 27
- Modak, A. T. and Croce, P. A. (1977). Plastic pool fires. *Combustion and Flame*, 30 :251–265. 78
- Morsi, S. and Alexander, A. (1972). An investigation of particle trajectories in two-phase flow systems. *Journal of Fluid mechanics*, 55(2) :193–208. 63
- Morton, B. . (1959). Forced plumes. *Journal of Fluid mechanics*, 5(1) :151–163. 27, 58
- Morton, B., Taylor, G. I., and Turner, J. S. (1956). Turbulent gravitational convection from maintained and instantaneous sources. *Proceedings of the Royal Society of London. Series A. Mathematical and Physical Sciences*, 234(1196) :1–23. 43, 44, 50, 51, 61
- Mowbray, D. E. and Rarity, B. S. H. (1967). A theoretical and experimental investigation of the phase configuration of internal waves of small amplitude in a density stratified liquid. *J. Fluid Mech.*, 28 :1–16. 65
- Naumann, Z. and Schiller, L. (1935). A drag coefficient correlation. *Z. Ver. Deutsch. Ing*, 77(318) :e323. 63
- Oseen, C. W. (1910). über die Stokes'sche Formel und über eine verwandte Aufgabe in der Hydrodynamik. *Ark. Mat. Astron. Fysik*, 6 :143–152. 68, 73
- Oster, G. (1965). Density gradients. *Scientific American*, 213(2) :70–79. 31
- Pantzlaff, L. and Lueptow, R. M. (1999). Transient positively and negatively buoyant turbulent round jets. *Experiments in fluids*, 27(2) :117–125. 27
- Philippe, P., Raufaste, C., Kurowski, P., and Petitjeans, P. (2005). Penetration of a negatively buoyant jet in a miscible liquid. *Physics of Fluids*, 17(5) :053601. 22
- Pierson, J.-L. and Magnaudet, J. (2018). Inertial settling of a sphere through an interface. part 2. sphere and tail dynamics. *J. Fluid Mech.*, 835 :808–851. 63
- Proudman, I. and Pearson, J. R. A. (1957). Expansions at small Reynolds numbers for the flow past a sphere and circular cylinder. *J. Fluid Mech.*, 22(2) :385–400. 68
- Ricou, F. P. and Spalding, D. (1961). Measurements of entrainment by axisymmetrical turbulent jets. *Journal of fluid mechanics*, 11(1) :21–32. 45
- Rooney, G. and Linden, P. (1996). Similarity considerations for non-boussinesq plumes in an unstratified environment. *Journal of fluid mechanics*, 318 :237–250. 45, 56, 58
- Rouil, L., Tognet, F., Meleux, F., Colette, A., Leroy, G., and Truchot, B. (2021). Dispersion and impact of smoke plumes from industrial fires : the case of lubrizol. *Environnement, Risques & Santé*, 20(2) :126–133. 43

- Saffman, P. G. (1965). The lift on a small sphere in a slow shear flow. *J. Fluid Mech.*, 22(2) :385–400. 66, 67, 68, 70, 73
- Schlichting, H. and Gersten, K. (2003). *Boundary-layer theory*. Springer Science & Business Media. 31
- Schmidt, W. (1941). Turbulente ausbreitung eines stromes erhitzter luft. *ZAMM-Journal of Applied Mathematics and Mechanics/Zeitschrift für Angewandte Mathematik und Mechanik*, 21(5) :265–278. 43
- Sneck, H. and Brown, D. (1974). Plume rise from large thermal sources such as dry cooling towers. *Tans. ASME : J. Heat Transfer*, 96 :232–238. v, 51, 52
- Sozza, A., De Lillo, F., Musacchio, S., and Boffetta, G. (2016). Large-scale confinement and small-scale clustering of floating particles in stratified turbulence. *Phys. Rev. Fluids*, 1(5) :052401. 63
- Srdić-Mitrović, A. N., Mohamed, N. A., and Fernando, H. J. S. (1999). Gravitational settling of particles through density interfaces. *J. Fluid Mech.*, 381 :175–198. 63
- Torres, C. R., Hanazaki, H., Ochoa, J., Castillo, J., and Van Woert, M. (2000). Flow past a sphere moving vertically in a stratified diffusive fluid. *J. Fluid Mech.*, 417 :211–236. 63
- Turner, J. (1966). Jets and plumes with negative or reversing buoyancy. *Journal of Fluid Mechanics*, 26(4) :779–792. 27, 31
- Turner, J. S. (1979). *Buoyancy effects in fluids*. Cambridge University Press. 63
- Van Aartrijk, M. and Clercx, H. J. H. (2010). Vertical dispersion of light inertial particles in stably stratified turbulence : The influence of the basset force. *Phys. Fluids*, 22(1) :013301. 63
- Van Den Bremer, T. and Hunt, G. (2010). Universal solutions for boussinesq and non-boussinesq plumes. *Journal of fluid mechanics*, 644 :165. 58
- Vauquelin, O. (2015). Oscillatory behaviour in an emptying–filling box. *J. Fluid Mech.*, 781 :712–726. 61
- Vauquelin, O., Koutaiba, E., Blanchard, E., and Fromy, P. (2017). The discharge plume parameter  $\gamma_d$  and its implications for an emptying-filling box. *J. Fluid Mech.*, 817 :171–182. 58
- Vaux, S., Mehaddi, R., Vauquelin, O., and Candelier, F. (2019). Upward versus downward non-Boussinesq turbulent fountains. *Journal of Fluid Mechanics*, 867 :374–391. iii, 22, 39, 48, 54, 71
- Vigne, G., Gutierrez-Montes, C., Cantizano, A., Wegrzynski, W., and Rein, G. (2019). Review and validation of the current smoke plume entrainment models for large-volume buildings. *Fire Technology*, 55(3) :789–816. 47
- Vinoth, B. and Panigrahi, P. (2014). Characteristics of low reynolds number non-boussinesq fountains from non-circular sources. *Physics of Fluids*, 26(1) :014106. 25
- Williamson, N., Srinarayana, N., Armfield, S., McBain, G., and Lin, W. (2008). Low-reynolds-number fountain behaviour. *Journal of Fluid Mechanics*, 608 :297–317. iii, 22, 23, 24, 25
- Woods, A. W., Caulfield, C., and Phillips, J. C. (2003). Blocked natural ventilation : the effect of a source mass flux. *Journal of Fluid Mechanics*, 495 :119. 61

- Yang, R., Ng, C. S., Chong, K. L., Verzicco, R., and Lohse, D. (2022). Do increased flow rates in displacement ventilation always lead to better results? *Journal of Fluid Mechanics*, 932. iv, 44
- Yick, K. Y., Torres, C. R., Peacock, T., and Stocker, R. (2009). Enhanced drag of a sphere settling in a stratified fluid at small Reynolds numbers. *J. Fluid Mech.*, 632 :49–68. vi, 63, 65, 69
- Zeldovich, Y. B. (1937). The asymptotic laws of freely-ascending convective flows. *Zhur. Eksper. Teor. Fiz*, 7(12) :1463–1465. 43
- Zhang, J., Mercier, M., and Magnaudet, J. (2017). Wake of a vertically moving sphere in a linearly stratified fluid. *16th Eur. Turbulence Conf., Stockholm, Sweden*. vi, 65, 69
- Zukoski, E. E., Kubota, T., and Cetegen, B. (1981). Entrainment in fire plumes. *Fire safety journal*, 3(3) :107–121. 56
- Zvirin, Y. and Chadwick, R. S. (1975). Settling of an axially symmetric body in a viscous stratified fluid. *Int. J. Multiphase Flow*, 1 :743–752. 66