

Thèse de doctorat

Présentée pour obtenir le grade universitaire de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ D'AIX-MARSEILLE

Discipline : Sciences pour l'ingénieur

Spécialité : Mécanique et physique des fluides

Par

Patricio Raúl BECERRA BARRIOS

Contributions expérimentales sur l'écoulement au passage d'une ouverture horizontale en convection naturelle

Application au désenfumage naturel des bâtiments

École Doctorale N° 353 :

Sciences pour l'ingénieur : Mécanique, Physique, Micro et Nanoélectronique

Laboratoire de recherche :

*Institut Universitaire des Systèmes Thermiques Industriels, IUSTI, UMR CNRS 7343
Institut de Radioprotection et de Sûreté Nucléaire, PSN-RES/SA2I, Laboratoire ETiC*

Soutenue le 12 juillet 2019 devant le jury composé de :

Anthony COLLIN	MCF à l'Université de Lorraine	Rapporteur
Alexis COPPALLE	Professeur à l'INSA de Rouen	Examinateur
Amina MESLEM	Professeur à l'Université de Rennes I	Rapporteuse
Hugues PRETREL	Ingénieur expert à l'IRSN Cadarache, HDR	Co-encadrant
Lounès TADRIST	Professeur à l'Université d'Aix-Marseille	Président
Xavier SILVANI	Ingénieur de recherche à l'Université de Corse	Examinateur
Olivier VAUQUELIN	Professeur à l'Université d'Aix-Marseille	Directeur de thèse
Samuel VAUX	Ingénieur de recherche à l'IRSN Cadarache	Co-encadrant

Avant-propos

Ce travail de thèse a été financé par une bourse d'études de l'Université du Costa Rica, Costa Rica, et réalisé dans le cadre des activités de recherche du Laboratoire d'Étude de l'incendie en milieu confiné (ETiC), laboratoire commun de recherche entre l'Institut Radioprotection et de Sûreté Nucléaire (IRSN), le Laboratoire IUSTI, Aix-Marseille Université (AMU) et le Centre National de la Recherche Scientifique (CNRS).

Résumé

Ce travail de recherche porte sur l'étude de l'écoulement d'échange naturel à travers un événement horizontal situé au plafond d'une enceinte munie d'une ouverture verticale en partie basse. Cet échange est contrôlé à la fois par les effets de flottabilité, dus à une différence de température entre le fluide contenu dans le compartiment et l'extérieur, et par le taux de confinement du compartiment, exprimé par le rapport entre la section d'admission d'air en partie basse a_B et celle de l'événement a_T . L'écoulement à travers l'événement présente deux régimes caractéristiques, monodirectionnel et bidirectionnel, suivant le rapport des sections des ouvertures. Une étude expérimentale à échelle réduite est conduite en se focalisant sur la problématique du remplissage et de la vidange simultanés d'un local ventilé naturellement avec une source de flottabilité. L'objectif est de caractériser la transition et de faire le lien entre ces deux régimes. D'abord, la zone de transition est déterminée à partir de l'analyse de signaux de température recueillis au sein de l'événement couplée à des observations par nappe laser. Les résultats en régime thermique établi délimitent la zone de transition dans une plage $(a_B/a_T)^{crit} \in [0.09, 0.18]$. Ensuite, les écoulements au niveau de l'événement sont caractérisés grâce à la technique de vélocimétrie par imagerie de particules stéréoscopique (SPIV, par ses sigles en anglais) sur une large plage du rapport des sections des ouvertures. Sur la base des débits mesurés par SPIV, une modélisation du débit est proposée afin de faire le raccordement entre un régime bidirectionnel pour une condition de confinement ($a_B/a_T = 0$) et un régime monodirectionnel.

Mots clés : ouverture horizontale, convection naturelle, mesures SPIV, écoulement bidirectionnel, désenfumage naturel, incendie en milieu confiné.

Abstract

This work focuses on the study of the natural exchange flow through a horizontal vent located on the ceiling of an enclosure with a vertical opening at low-level. This exchange flow is controlled by both the buoyancy effects, due to a temperature difference between the fluid contained in the compartment and the outside, and the containment rate of the compartment, expressed by the ratio of the opening areas, a_B in the lower part and a_T at the vent. The flow through the vent has two characteristic regimes, unidirectional and bidirectional, depending on the ratio of the opening areas. A small-scale experimental study is conducted focusing on the problem of simultaneous filling and emptying of a naturally ventilated room subject to a source of buoyancy. The purpose is to characterize the transition and to make the link between these two regimes. First, the transition zone between the two types of flow is determined from the analysis of temperature signals collected within the horizontal opening coupled with laser observations. The established thermal results delineate the transition zone in a range of $(a_B/a_T)^{crit} \in [0.09, 0.18]$. Then, the vent flows are characterized using the stereo particle image velocimetry technique (SPIV) over a wide range of the ratio of the opening areas. Based on the flows measured by SPIV, a flow modelling at the vent is proposed to make the connection between a bidirectional regime for a confined condition ($a_B/a_T = 0$) and a unidirectional regime.

Keywords : horizontal opening, natural convection, SPIV measurements, bidirectional flow, natural smoke removal, compartment fire.

Resumen

Este trabajo de investigación se centra en el estudio del flujo de intercambio natural a través de una abertura horizontal ubicada en el cielo de un recinto provisto con una abertura vertical en la parte inferior. Este intercambio es controlado tanto por los efectos de flotabilidad, debido a una diferencia de temperatura entre el fluido contenido en el compartimiento y el exterior, como por el grado de confinamiento del compartimiento, expresado por la proporción entre las áreas de las aberturas, la admisión de aire en la parte inferior a_B y la abertura superior a_T . El flujo a través de la abertura horizontal presenta dos regímenes característicos, unidireccional y bidireccional, dependiendo de la proporción de las áreas de las aberturas. Un estudio experimental a pequeña escala es realizado enfocándose en el problema del llenado y vaciado simultáneos de un local ventilado naturalmente con una fuente de flotabilidad. El objetivo es caracterizar la transición y establecer el vínculo entre estos dos regímenes. En primer lugar, la zona de transición entre los dos tipos de flujo es determinada a partir del análisis de las señales de temperatura recolectadas dentro de la abertura horizontal asociado a observaciones con un plano láser. Los resultados en régimen térmico estable delimitan la zona de transición en el intervalo $(a_B/a_T)^{crit} \in [0.09, 0.18]$. Luego, los flujos a través de la abertura horizontal son caracterizados mediante la técnica de Velocimetría por Imágenes de Partículas Estereoscópica (SPIV, por sus siglas en inglés) sobre una amplia gama de la proporción de las áreas de las aberturas. A partir de los flujos medidos por SPIV, una modelización del flujo es propuesta con el fin de establecer la conexión entre un régimen bidireccional de una condición de confinamiento ($a_B/a_T = 0$) y un régimen unidireccional.

Palabras claves : abertura horizontal, convección natural, mediciones SPIV, flujo bidireccional, extracción natural de humo, fuego en espacio confinado.

Remerciements

Je tiens tout d'abord à exprimer ma gratitude à mon directeur de thèse Olivier Vauquelin ainsi qu'à mes encadrants Hugues Pretrel et Samuel Vaux pour leur confiance, collaboration et suivi pour mener à bien ce travail de recherche. Grâce à leurs grandes qualités humaines, pédagogiques et scientifiques j'ai pu me former à la recherche qui m'a permis de construire ce travail.

J'adresse mes remerciements aux rapporteurs et membres du jury d'avoir accepté d'étudier mon travail de recherche et ainsi de participer au jury de soutenance. Je remercie également leurs commentaires constructifs et corrections pertinentes au manuscrit.

Je remercie d'abord Joëlle Fleurot et Jean Battiston, respectivement chef et ancien chef du Service des Agressions Internes et des risques Industriels (SA2I) de l'IRSN pour m'avoir accueilli pendant le temps où j'ai effectué mes expériences au Centre de Cadarache. J'adresse également mes remerciements à Silvain Suard, chef du LEF, et toute son équipe pour m'avoir intégré au sein du laboratoire, et en particulier à Serge Pons et Paul Pelletier pour leur assistance sur le dispositif Styx.

J'adresse mes remerciements à Amine Koched pour ses conseils techniques liés aux mesures PIV.

Je tiens à remercier mes collègues des bureaux de thésards au LEF et au IUSTI, David Alibert, Maxime Mense, Louis Decoster, El Mehdi Koutaiba, Raphaël Sayada, Romain Nottet et Romain Hanouzet pour la bonne ambiance de travail et les bons moments qu'on a partagés ensemble. Je profite pour remercier à Franck Dutertre, Fabien Candelier, Aymeric Lamorlette, Eric Casalé et Maxime Chinaud pour les échanges et leur convivialité.

Je tiens à exprimer ma reconnaissance et remerciement à Kevin Varrall pour tout son support et sa présence depuis mon stage, et pour m'avoir initié à l'expérimentation avec la technique SPIV.

Mes remerciements s'adressent aussi au directeur Jhymer Rojas et aux professeurs de l'Assemblée de l'École d'Ingénierie Mécanique de l'Université du Costa Rica pour son soutien, ainsi qu'à l'Université du Costa Rica pour m'avoir permis de réaliser mes études supérieures en France.

Finalement je remercie le soutien de toute ma famille, mes parents Maria Elena y Patricio toujours présents, mon frère Pablo, mon beau-frère José Arturo, ma belle-mère Gessie, ma cousine Claudia, mon ami et collègue Alfredo, et particulièrement avec tout mon amour, à mon épouse Karla et mes enfants Gabriela, Ignacio et Marcelo pour avoir partagé cette aventure, que sans eux, n'aurait pas été possible.

Table des matières

Résumé	v
Abstract	vii
Resumen	ix
Remerciements	xi
Liste des figures	xx
Liste des tableaux	xxi
Nomenclature	xxiv
Introduction	1
1 État de l'art	5
1.1 Ventilation naturelle d'un local avec ouvertures en partie haute et basse . . .	6
1.1.1 Modèle de remplissage-vidange dans le cas Boussinesq	7
1.1.2 Modèle de remplissage-vidange dans le cadre non-Boussinesq	16
1.1.3 Extensions du modèle de remplissage-vidange	20
1.2 Écoulement à travers une ouverture horizontale en confinement total	23
1.2.1 Études expérimentales	23
1.2.2 Études numériques	27
1.3 Transition de régime entre un écoulement monodirectionnel et bidirectionnel	28
1.4 Synthèse et analyse des connaissances	31
2 Moyens expérimentaux	33
2.1 Introduction	34
2.2 Dispositif expérimental	34
2.2.1 Les enceintes	34
2.2.2 L'ouverture horizontale en partie haute (a_T)	35
2.2.3 L'ouverture d'amenée d'air en partie basse (a_B)	36
2.2.4 Source de chaleur	37
2.3 Métrologie et instrumentation	38
2.3.1 Thermocouples	38
2.3.2 Système de mesure stéréo PIV	39
2.3.3 Système d'acquisition	41
2.4 Protocole expérimental	42
3 Étude de la condition d'apparition du régime bidirectionnel	45
3.1 Introduction	46
3.2 Étude des signaux de température	46
3.2.1 Étude de la température moyenne	49
3.2.2 Étude des fluctuations des températures	52

3.3	Visualisation de l'écoulement	58
3.4	Discussion	61
3.5	Conclusions	63
4	Caractérisation expérimentale des écoulements à l'exutoire	65
4.1	Écoulement en confinement total	66
4.1.1	Vitesses débitantes	66
4.1.2	Champs de vitesse moyenne	68
4.1.3	Sections débitantes	70
4.1.4	Débits volumiques	72
4.2	Effet de la section a_B sur l'écoulement	79
4.2.1	Champs de vitesse	79
4.2.2	Sections de passage	80
4.2.3	Débits volumiques	81
4.3	Approche corrélative du débit à la trémie	86
4.4	Comparaison avec un écoulement de convection forcée	93
4.5	Conclusion	94
5	Application au désenfumage naturel	97
5.1	Introduction	98
5.2	Moyens expérimentaux	99
5.3	Étude de la condition d'apparition du régime bidirectionnel	100
5.3.1	Étude de la stratification du local inférieur	102
5.3.2	Étude de la température moyenne	104
5.3.3	Étude des fluctuations des températures	104
5.4	Conclusion	106
	Conclusion générale et perspectives	109
	Bibliographie	113
	Annexes	119
	Annexe A Technique expérimentale	121
A.1	Mesure de température	121
A.2	Stéréo PIV	122
A.2.1	Calibration des caméras	122
A.2.2	Ensemencement de l'écoulement	123
A.2.3	Traitement d'images	125
A.2.4	Qualification de la mesure à température ambiante	126
	Annexe B Estimation de la température de la couche chaude	129
	Annexe C Perte de masse et concentration en O₂	137
C.1	Débit de perte de masse à l'air libre	137
C.2	Débit de perte de masse lors des essais confinés	138
C.3	Estimation de la puissance du foyer	139

Liste des figures

1	Passage d'un écoulement monodirectionnel au niveau de l'ouverture horizontale vers un écoulement bidirectionnel induit par le confinement du local en fermant l'entrée d'air en partie basse.	3
1.1	Configurations de ventilation naturelle d'une pièce.	6
1.2	Modèle de remplissage-vidange avec un point source de flottabilité.	8
1.3	Évolution du paramètre ζ en fonction du paramètre géométrique A^*/H^2	12
1.4	Évolution du paramètre η en fonction de A^*/H^2 pour trois valeurs de Θ	14
1.5	Évolution du paramètre ζ en fonction du rapport de sections d'ouverture a_B/a_T pour trois sections d'exutoire.	15
1.6	Évolution du paramètre ω en fonction du rapport de sections d'ouverture a_B/a_T pour trois valeurs du paramètre Θ et une section d'exutoire de 50x50 cm.	15
1.7	Évolution de la vitesse adimensionnelle ω (a) et le débit volumique Q_T à l'exutoire (b) en fonction du rapport de sections d'ouverture a_B/a_T pour trois sections d'exutoire et une puissance convective de 100 kW ($\Theta = 0.25$).	16
1.8	Comparaison des effets Boussinesq sur l'évolution du paramètre ζ (a) et du paramètre η (b) en fonction du rapport de sections d'ouverture a_B/a_T pour une section d'exutoire de 50x50 cm et une puissance convective de 100 kW ($\Theta = 0.25$).	19
1.9	Comparaison des effets Boussinesq sur l'évolution de la vitesse adimensionnelle en (a) et du débit volumique Q_T à l'exutoire en (b), en fonction du rapport de sections d'ouverture a_B/a_T pour une section d'exutoire de 50x50 cm et une puissance convective de 100 kW ($\Theta = 0.25$).	20
1.10	Écoulement bidirectionnel à travers une ouverture horizontale.	23
1.11	Évolution du nombre de Froude en fonction de L/D (Epstein 1988).	25
1.12	Influence du rapport L/D sur le nombre de Froude - Comparaison entre différentes expériences disponibles dans la littérature pour $a_B = 0$	26
2.1	Dispositif d'essai STYX.	34
2.2	Vue de l'ouverture horizontale depuis le local supérieur ($D = 152$ mm).	35
2.3	Plaque avec bouchons.	36
2.4	Ouverture rectangulaire.	36
2.5	Disposition des résistances.	37
2.6	Mode d'allumage des résistances électriques.	38
2.7	Disposition de thermocouples dans l'enceinte inférieur et à la trémie.	39
2.8	Schéma du système Stéréo PIV.	40
2.9	Châssis et cartes d'acquisition NI.	41
2.10	Évolution de la température des gaz (mât-E) pendant la mise en chauffe du dispositif avec une ouverture en partie basse $a_B = 685$ cm ²	42
2.11	Protocole d'ensemencement.	43
3.1	Évolution des températures à la trémie en fonction du temps et du rapport des surfaces des ouvertures $R = a_B/a_T$ pour un diamètre $D = 191$ mm en régime monodirectionnel. La section a_B est modifiée toutes les 20 min	47

3.2	Évolution des températures à la trémie en fonction du temps pour un rapport des surfaces $R = 0$ et un diamètre $D = 191$ mm en régime bidirectionnel.	47
3.3	Évolution de la température du thermocouple TC-E de la trémie en fonction du temps et du rapport des surfaces des ouvertures R pour un diamètre $D = 191$ mm et une puissance $P_e = 4$ kW, illustrant le passage d'un régime d'écoulement à l'autre.	48
3.4	Évolution de la température du thermocouple TC-E de la trémie en fonction du temps et du rapport des surfaces des ouvertures R pour un diamètre $D = 191$ mm et une puissance $P_e = 4$ kW. Effet du sens dans l'obtention de la section critique a_B^{crit} partant d'un écoulement monodirectionnel en (a) et bidirectionnel en (b).	49
3.5	Évolution des températures moyennes à la trémie en fonction du rapport R pour un diamètre $D = 191$ mm et une puissance $P_e = 4$ kW.	50
3.6	Évolution des températures moyennes à la trémie en fonction du rapport R pour un diamètre $D = 191$ mm et une puissance $P_e = 2$ kW.	50
3.7	Évolution des températures moyennes à la trémie en fonction du rapport R pour un diamètre $D = 152$ mm et une puissance $P_e = 2$ kW.	51
3.8	Évolution de la température moyenne en fonction du rapport des surfaces des ouvertures R . Effet de la puissance de la source pour un diamètre $D = 191$ mm en (a) et $D = 152$ mm en (b).	51
3.9	Évolution de la température moyenne en fonction du rapport des surfaces des ouvertures R . Effet du diamètre de l'ouvrant pour une puissance électrique $P_e = 2$ kW en (a) et $P_e = 4$ kW en (b).	52
3.10	Évolution des écarts types des températures à la trémie en fonction du rapport $R = a_B/a_T$ pour un diamètre $D = 191$ mm et une puissance $P_e = 4$ kW.	53
3.11	Évolution des écarts types des températures à la trémie en fonction du rapport des surfaces des ouvertures $R = a_B/a_T$ pour un diamètre (a) $D = 191$ mm et (b) $D = 152$ mm et une puissance $P_e = 2$ kW.	53
3.12	Évolution des fluctuations de la température du TC-E en fonction du temps et du rapport $R = a_B/a_T$ pour un diamètre $D = 191$ mm et une puissance $P_e = 4$ kW.	54
3.13	Évolution des fluctuations de la température du TC-E en fonction du temps et du rapport $R = a_B/a_T$ pour un diamètre $D = 191$ mm et une puissance $P_e = 4$ kW avec une zone d'analyse utilisant un écart type de $\pm 3\sigma$	55
3.14	Évolution des fluctuations de la température du TC-E en fonction du temps et du rapport $R = a_B/a_T$ pour un diamètre $D = 127$ mm et une puissance $P_e = 4$ kW avec une zone d'analyse utilisant un écart type de $\pm 3\sigma$	57
3.15	Surface de transition a_B^{crit} déterminée par le critère des écarts type en fonction de la surface de l'évent a_T	58
3.16	Écoulement monodirectionnel montant à la sortie de la trémie. Vue au niveau du sol du compartiment supérieur.	59
3.17	Écoulement bidirectionnel vu depuis le compartiment inférieur. Bouffées d'air froid descendant par la trémie dans le compartiment inférieur.	59
3.18	Surface d'amenée d'air a_B de transition déterminée visuellement en fonction de la surface de l'évent a_T	60
3.19	Surface d'amenée d'air a_B critique de transition en fonction de la surface de l'évent a_T . Les lignes en pointillés représentent une possible loi en puissance.	62

3.20	Rapport des ouvertures à la transition en fonction du déficit de masse volumique déterminée à partir de la température moyenne du local inférieur.	63
4.1	Champs de vitesse instantanée $w(x, y, t)$ à différents instants consécutifs entre les images ($\Delta t = 0.4$ s) pour un diamètre $D = 152$ mm.	66
4.2	Évolution des vitesses débitantes moyennées spatialement pour un diamètre $D = 152$ mm et une résistance de $P_e = 2$ kW.	67
4.3	Cartographie du champ de vitesse moyenne pour $D = 152$ mm et $P_e = 2$ kW.	68
4.4	Cartographie du champ moyen de vitesse avec une source de $P_e = 2$ kW pour (a) $D = 152$ mm, (b) $D = 127$ mm et (c) $D = 191$ mm.	69
4.5	Cartographie du champ moyen de vitesse pour $D = 152$ mm et sources différentes : (a) $P_e = 2$ kW et (b) $P_e = 4$ kW.	69
4.6	Évolution des sections débitantes instantanées (a) montante et (b) descendante, pour un diamètre $D = 152$ mm et une résistance de $P_e = 2$ kW.	70
4.7	Évolution des sections débitantes adimensionnées par la section totale pour un diamètre $D = 152$ mm et une résistance de $P_e = 2$ kW.	71
4.8	Influence du paramètre L/D sur les sections de passage ($P_e = 2$ kW).	72
4.9	Évolution du débit moyen en fonction de n clichés consécutifs pour un diamètre $D = 152$ mm et une puissance $P_e = 2$ kW.	73
4.10	Bilan de masse pour les diamètres de trémie étudiés en confinement total.	74
4.11	Évolution du débit volumique instantané pour $D = 152$ mm et $P_e = 2$ kW.	75
4.12	Évolution du débit volumique moyen pour $D = 152$ mm et $P_e = 2$ kW.	75
4.13	Comparaison du nombre de Froude avec le modèle de Epstein (1988) et de Li (2007) et les données SPIV de Varrall <i>et al.</i> (2016).	77
4.14	Comparaison du nombre de Froude avec les données de la littérature.	78
4.15	Champs de vitesse moyenné $w(x, y)$ en m/s pour un diamètre $D = 152$ mm et différentes surfaces d'entrée d'air a_B en cm^2 . (a) $a_B = 9$ ($a_B/a_T = 0.05$), (b) $a_B = 19$ ($a_B/a_T = 0.10$), (c) $a_B = 28$ ($a_B/a_T = 0.16$), (d) $a_B = 50$ ($a_B/a_T = 0.27$), (e) $a_B = 140$ ($a_B/a_T = 0.77$) et (f) $a_B = 1080$ ($a_B/a_T = 5.9$).	79
4.16	Sections de passage montant et descendant en fonction du rapport des sections des ouvrants pour un diamètre $D = 152$ mm et une puissance $P_e = 2$ kW.	80
4.17	Sections de passage montant et descendant en fonction du rapport des sections des ouvrants pour un diamètre $D = 152$ mm et une puissance $P_e = 2$ kW. Zoom sur l'intervalle $0 \leq a_B/a_T \leq 0.6$.	80
4.18	Débites montant et descendant en fonction du rapport des sections pour un diamètre $D = 152$ mm.	81
4.19	Débites montant et descendant en fonction du rapport des sections pour un diamètre $D = 152$ mm. Zoom sur l'intervalle $0 \leq a_B/a_T \leq 0.3$.	82
4.20	Débites montants en fonction du rapport des sections pour un diamètre $D = 152$ mm avec deux puissances électriques différentes.	82
4.21	Débit montant (a) et descendant (b) en fonction du rapport des sections pour un diamètre $D = 152$ mm avec deux puissances électriques différentes. Zoom sur l'intervalle $0 \leq a_B/a_T \leq 0.6$.	83
4.22	Débit montant en fonction du rapport des sections pour différents diamètres et une puissance électrique $P_e = 2$ kW.	83

4.23	Débit descendant en fonction du rapport des sections pour différents diamètres et une puissance électrique $P_e = 2\text{ kW}$. Zoom sur l'intervalle $0 \leq a_B/a_T \leq 0.6$	84
4.24	Comparaison des données expérimentales pour $D = 152\text{ mm}$ avec le modèle de Linden <i>et al.</i> (1990).	85
4.25	Comparaison des données expérimentales pour $D = 152\text{ mm}$ et $P_e = 2\text{ kW}$ avec le modèle de Linden <i>et al.</i> (1990). Débit volumique montant en (a) et déficit de masse volumique de la couche chaude en (b). Zoom sur l'intervalle $0 \leq a_B/a_T \leq 0.8$	85
4.26	Débit montant en fonction de la surface A^* avec $c_B = c_T = 0.60$	86
4.27	Couche homogène de masse volumique moyenne équivalente ρ^* utilisée pour l'estimation du débit.	87
4.28	Surface équivalente à partir du débit montant en fonction de la surface équivalente A^* avec $c_B = c_T = 0.68$	87
4.29	Surface équivalente à partir du débit montant en fonction de la surface équivalente A^* avec $c_B = c_T = 0.68$. Zoom sur l'intervalle $0 \leq A^* \leq 5$	88
4.30	Débit descendant adimensionné en fonction du rapport R/R^{crit}	89
4.31	Comparaison entre le débit montant expérimental et le modèle de la relation (4.15) en fonction du rapport a_B/a_T	90
4.32	Comparaison entre le débit montant expérimental et le modèle en fonction du rapport a_B/a_T . Zoom sur l'intervalle $0 \leq a_B/a_T \leq 0.3$	90
4.33	Comparaison entre le débit descendant expérimental et le modèle en fonction du rapport a_B/a_T . Zoom sur l'intervalle $0 \leq a_B/a_T \leq 0.6$	91
4.34	Comparaison entre les données expérimentales et le modèle corrélatif.	91
4.35	Évolution de la masse volumique moyenne expérimentale de la couche en fonction du rapport a_B/a_T	92
4.36	Comparaison entre l'évolution des débits volumiques à la trémie en fonction du rapport a_B/a_T en ventilation naturelle en (a) et des débits volumiques à la trémie en fonction du débit de soufflage en ventilation forcée de l'étude Varrall <i>et al.</i> (2017) en (b) pour un diamètre $D = 152\text{ mm}$ et une puissance électrique de 2 kW	93
4.37	Comparaison entre le débit de ventilation mécanique de Varrall <i>et al.</i> (2017) et les débits montant et descendant de la présente étude.	94
5.1	Bacs en pyrex de 80, 60 et 40 mm de diamètre respectivement.	99
5.2	Flamme d'heptane dans un bac en pyrex de 80 mm de diamètre.	99
5.3	Évolution des températures à la trémie en fonction du temps pour un rapport des surfaces $R = 0.28$, un diamètre $D = 152\text{ mm}$ et un bac de diamètre $d = 80\text{ mm}$, illustrant le régime monodirectionnel.	101
5.4	Évolution de la température à la trémie (TC-E) en fonction du temps et du rapport des surfaces des ouvertures R pour un diamètre $D = 152\text{ mm}$ et un bac de diamètre $d = 80\text{ mm}$, illustrant le passage d'un régime à l'autre.	101
5.5	Évolution de la température à la trémie (TC-E) en fonction du temps et du rapport des surfaces des ouvertures R pour un diamètre $D = 127\text{ mm}$ et un bac de diamètre $d = 80\text{ mm}$, illustrant le passage d'un régime à l'autre.	102
5.6	Profil vertical de température moyenne pour une trémie $D = 152\text{ mm}$ et un bac $d = 80\text{ mm}$, en régime monodirectionnel en (a) et bidirectionnel en (b).	102

5.7	Profil vertical de température moyenne pour une trémie $D = 191$ mm et un bac $d = 80$ mm, en régime monodirectionnel en (a) et bidirectionnel en (b).	103
5.8	Évolution du profil vertical de température du local inférieur en fonction du rapport des surfaces R pour un diamètre $D = 152$ mm et un bac de diamètre $d = 80$ mm.	103
5.9	Évolution de la température moyenne à la trémie en fonction du rapport des surfaces R . (a) Effet de la puissance pour une trémie $D = 152$ mm. (b) Effet du diamètre de la trémie pour un diamètre de bac $d = 80$ mm.	104
5.10	Évolution des écarts-types des températures à la trémie en fonction du rapport des surfaces R pour une trémie $D = 152$ mm et un bac $d = 80$ mm.	105
5.11	Évolution de moyenne des écarts-types des températures à la trémie en fonction du rapport des surfaces R . (a) Effet de la puissance pour une trémie $D = 152$ mm. (b) Effet du diamètre de la trémie pour un diamètre de bac $d = 80$ mm.	105
5.12	Surface d'amenée d'air a_B de transition déterminée visuellement en fonction de la surface de la trémie a_T et du diamètre du bac d .	106
5.13	Rapport des ouvertures à la transition en fonction du déficit de masse volumique déterminée à partir de la température moyenne du local inférieur pour différents diamètres de bac d .	107
A.1	Étalonnage des thermocouples avec un four étalon. (-) $T_{étalon} = T_{TC}$.	121
A.2	Processus de mesure en SPIV (source : Bhattacharya <i>et al.</i> (2016)).	122
A.3	Procédure de calibration des caméras. Mise à niveau du plan de la mire en (a) et alignement de la mire avec la nappe laser sur le plan de mesure en (b).	123
A.4	Ensemencement du local supérieur au niveau de la trémie en (a) par des particules pulvérisées par le générateur pneumatique en (b).	124
A.5	Distribution du nombre de particules d'huile d'olive utilisée (en %) en fonction de son diamètre d en μm (source : données constructeur TSI Incorporated (2014)).	125
A.6	Transmetteurs de pression.	127
B.1	Comparaison entre les données expérimentales du profil vertical et le modèle de N -percent pour $D = 191$ mm en régime monodirectionnel ($a_B/a_T = 3.8$).	130
B.2	Comparaison entre les données expérimentales du profil vertical et le modèle de N -percentage pour $D = 191$ mm en régime bidirectionnel ($a_B/a_T = 0$).	130
B.3	Évolution des paramètres optimisés en fonction de la température de la couche froide pour $D = 191$ mm en régime bidirectionnel ($a_B/a_T = 0$) en (a) et en monodirectionnel ($a_B/a_T = 3.8$) en (b).	132
B.4	Comparaison entre les données expérimentales du profil vertical et les modèles à deux zones pour $D = 191$ mm en régime bidirectionnel ($a_B/a_T = 0$).	132
B.5	Comparaison entre les données expérimentales du profil vertical et les modèles à deux zones pour $D = 191$ mm en régime monodirectionnel ($a_B/a_T = 3.8$).	133
B.6	Comparaison entre le modèle à deux zones optimisé et la température équivalente pour $D = 191$ mm en régime bidirectionnel ($a_B/a_T = 0$).	135
B.7	Comparaison entre le modèle à deux zones optimisé et la température équivalente pour $D = 191$ mm en régime monodirectionnel ($a_B/a_T = 3.8$).	135

B.8	Comparaison entre le modèle à deux zones optimisé et la température équivalente pour $D = 152$ mm en régime bidirectionnel ($a_B/a_T = 0$) en (a) et monodirectionnel ($a_B/a_T = 6.0$) en (b).	136
B.9	Comparaison entre le modèle à deux zones optimisé et la température équivalente pour $D = 127$ mm en régime bidirectionnel ($a_B/a_T = 0$) en (a) et en monodirectionnel ($a_B/a_T = 8.5$) en (b).	136
B.10	Comparaison entre le modèle à deux zones optimisé et la température équivalente pour $D = 76$ mm en régime bidirectionnel ($a_B/a_T = 0$) en (a) et en monodirectionnel ($a_B/a_T = 23.8$) en (b).	136
C.1	Évolution de la perte de masse en fonction du temps et du rapport R pour un diamètre de trémie $D = 152$ mm et un bac de diamètre $d = 80$ mm à partir de l'ignition, illustrant le régime monodirectionnel en (a) et le passage de régime en (b).	138
C.2	Évolution de la concentration d'oxygène en fonction du temps et du rapport R pour un diamètre de trémie $D = 152$ mm et un bac de diamètre $d = 80$ mm à partir de l'ignition, illustrant le passage d'un régime à l'autre. . .	139

Liste des tableaux

1.1	Régimes d'écoulements d'Epstein en fonction du rapport L/D	24
1.2	Proposition de Li (2007)	26
2.1	Position des mâts sur le plan (x, y) dans le dispositif et altitude des thermocouples $z_{mât}$ sur le mât considéré.	38
3.1	Récapitulatif des essais réalisés avec résistances électriques pour identifier la transition de régime.	46
3.2	Écart type moyen en fonction de la puissance de la source en régime monodirectionnel pour un rapport d'ouvertures $R \geq 1.10$	55
3.3	Nombre d'événements supérieurs à 3σ de chaque thermocouple de la trémie pour un essai avec un diamètre $D = 191$ mm et une puissance $P_e = 4$ kW.	56
3.4	Fréquence des événements supérieures à 3σ de chaque thermocouple de la trémie pour un essai avec un diamètre $D = 191$ mm et une puissance $P_e = 4$ kW.	56
3.5	Conditions d'apparition du régime bidirectionnel utilisant les écarts types des thermocouples de la trémie.	57
3.6	Conditions d'apparition du régime bidirectionnel utilisant le critère visuel.	60
3.7	Nombre de Froude à la trémie de la transition (Fr_{crit}) basé sur l'expression (1.58) proposée par Hunt et Coffey (2010).	61
4.1	Vitesses débitantes moyennes	68
4.2	Sections de passage moyennes relatives à la section de l'orifice.	71
4.3	Résultats de débits moyens	76
4.4	Masses volumiques du local inférieur et de l'ambiance	77
4.5	Nombre de Froude	77
5.1	Récapitulatif des essais réalisés avec combustion d'heptane pour identifier la transition de régime.	100
5.2	Condition d'apparition du régime bidirectionnel pour les essais de combustion.	106
A.1	Étalonnage des thermocouples - Températures en °C moyennées sur 300 s	121
A.2	Synthèse de résultats de la qualification à froid	127
B.1	Synthèse de températures de la couche chaude en fonction de l'écoulement.	134
C.1	Comparaison du débit de perte masse à l'air libre.	138
C.2	Comparaison du débit de perte masse à la transition en essais confinés.	139
C.3	Puissance convective à l'air libre (\dot{Q}_c).	140
C.4	Puissance convective à la transition pour les essais en confiné.	140

Nomenclature

Abréviations

Symbole	Description
<i>CFD</i>	<i>Computational Fluid Dynamics</i>
<i>IRSN</i>	Institut de Radioprotection et de Sûreté Nucléaire
<i>LEF</i>	Laboratoire d'Expérimentation des Feux
<i>LES</i>	<i>Large Eddy Simulation</i>
<i>PIV</i>	<i>Particle Image Velocimetry</i>
<i>RANS</i>	<i>Reynolds Average Navier-Stokes</i>
<i>SPIV</i>	<i>Stereo Particle Image Velocimetry</i>

Nombres adimensionnels

Symbole	Description	Définition
<i>Fr</i>	Nombre de Froude de l'écoulement	$\frac{Q}{(D^5 \cdot g \cdot (\frac{\Delta \rho}{\rho}))^{1/2}}$
<i>Gr</i>	Nombre de Grashof	$\frac{\Delta \rho \cdot g \cdot L^3}{\rho \cdot \nu^2}$
<i>Nu</i>	Nombre de Nusselt	$\frac{h \cdot L}{\lambda}$
<i>Pr</i>	Nombre de Prandtl	$\frac{\mu \cdot c_p}{\lambda} = \frac{\nu}{\alpha}$
<i>Ra</i>	Nombre de Rayleigh	$\frac{g \cdot \beta \cdot \Delta T \cdot L^3}{\nu \cdot \alpha}$
<i>Re</i>	Nombre de Reynolds	$\frac{\rho \cdot U \cdot L}{\mu}$

Lettres grecques

Symbole	Description	Unités
α	Coefficient d'entraînement	-
α	Diffusivité thermique	$\text{m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$
$\bar{\rho}$	Masse volumique moyenne	$\text{kg} \cdot \text{m}^{-3}$
β	Coefficient de dilatation thermique volumétrique	K^{-1}
η	Déficit de densité ou masse volumique adimensionnel	-
λ	Conductivité thermique	$\text{kW} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$
μ	Viscosité dynamique	$\text{Pa} \cdot \text{s}$
ν	Viscosité cinématique ($\frac{\mu}{\rho}$)	$\text{m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$

ω	Vitesse débitante adimensionnel	-
ρ	Masse volumique	$\text{kg} \cdot \text{m}^{-3}$
ζ	Hauteur libre adimensionnel	-

Lettres latines

Symbole	Description	Unités
\dot{Q}_c	Puissance convective	kW
A^*	Surface effective	m^2
B	Débit de flottabilité	$\text{m}^4 \cdot \text{s}^{-3}$
c_p	Capacité calorifique à pression constante	$\text{J} \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$
D	Diamètre	m
g	Accélération de la pesanteur	$\text{m} \cdot \text{s}^{-2}$
H	Hauteur	m
h	Coefficient de transfert thermique convectif	$\text{kW} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{K}^{-1}$
h	Épaisseur de la couche de fumée	m
L	Longueur ou dimension caractéristique	m
L	Épaisseur ou hauteur de la trémie	m
m	Masse	kg
p	Pression	Pa
Q	Débit volumique	$\text{m}^3 \cdot \text{s}^{-1}$
R	Rapport des sections des ouvertures	-
S	Surface	m^2
T	Température	K
t	Temps	s
u, v, w	Composantes de la vitesse suivant x, y et z	$\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$
U	Vitesse caractéristique d'un écoulement	$\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$
V	Volume	m^3
x, y, z	Coordonnées cartésiennes	m

Indices

Symbole	Description
0	Condition ambiante
B	Relatif à l'ouvrant en partie basse
<i>crit</i>	Relatif à la condition critique de transition de régime
T	Relatif à l'ouvrant au plafond

Introduction

Le présent travail de recherche s'inscrit dans le domaine de l'ingénierie de la sécurité incendie (*ISI*), qui consiste dans une démarche d'ingénierie à proposer des solutions alternatives, dites "performantielles", aux dispositions prédéfinies dans la réglementation prescriptive pour des bâtiments et ouvrages exceptionnels. Plusieurs thématiques sont abordées dans l'*ISI* comme la résistance et stabilité au feu des structures, l'évacuation des personnes et l'ingénierie du désenfumage.

Dans le cadre de l'ingénierie du désenfumage, l'écoulement de fumées entre différentes zones d'un bâtiment représente un défi pour la sécurité lors d'un incendie, notamment le contrôle de l'enfumage des bâtiments ou systèmes de désenfumage. Cet écoulement de fumées peut entraîner des répercussions importantes sur la propagation du feu, ainsi que sur le contrôle de particules contaminantes ou toxiques vers un lieu de filtration dédié, dont les conséquences selon les contextes, peuvent aller jusqu'à des dysfonctionnements de systèmes de contrôle et de sécurité.

Le désenfumage d'un bâtiment a pour objectifs d'extraire la plus grande quantité des fumées et des gaz de combustion au début de l'incendie, permettant l'évacuation des occupants pour atteindre un endroit sûr. Le désenfumage peut se réaliser naturellement ou mécaniquement, ou par une combinaison des deux méthodes. Cette mise en sécurité consiste à garder une hauteur libre de fumées sur le cheminement praticable destiné à l'évacuation. Les fumées chaudes, par flottabilité, s'accumulent naturellement sous le plafond et en fonction de la stratification thermique de l'espace, peuvent former une couche chaude au dessus d'une couche d'air plus frais, dans laquelle au début de l'incendie, les conditions pour l'évacuation pourraient être "acceptables".

Cette hypothèse d'une stratification thermique de l'espace en deux couches est la base des logiciels de calcul informatique dits "à zones". Ces logiciels fournissent des grandeurs physiques moyennées à partir de la résolution des modèles analytiques ou corrélatifs établis lors des expériences conduites en laboratoire. La validité de ses résultats dépendent de la précision de chaque modèle. Ces codes sont utilisés dans les études de sûreté et d'ingénierie du désenfumage principalement pour les approches stochastiques, où un grand nombre de calculs sont requis, afin d'étudier le mouvement et la propagation de fumées à partir de divers scénarios d'incendie.

Les autres types des codes de calcul répandus dans l'ingénierie en sécurité incendie sont les codes dits "à champs" utilisés pour la modélisation numérique des mouvements des fluides et des échanges thermiques ou approche d'appellation anglaise CFD (*Computational Fluid Dynamics*). Ces logiciels permettent de résoudre numériquement les équations de Navier-Stokes et l'équation générale de conservation de l'énergie, dans un domaine discrétisé spatialement sur plusieurs mailles élémentaires et intégrées temporellement. Cette approche nécessite plus de ressources informatiques que les codes à zones, avec des temps de calcul plus importantes en fonction du nombre et taille de mailles utilisées ainsi que le pas de temps entre les itérations. Un des principaux enjeux dans la résolution de ces équations réside en la modélisation de la turbulence des écoulements.

Pour l'amélioration des modèles utilisés dans les codes de calculs pour les études de désenfumage et de sûreté, la compréhension des écoulements d'échange entre les produits issus de la combustion d'un feu avec de l'air frais entrant dans un compartiment, soit dans une configuration horizontale ou verticale, ont une importance primordiale afin de prédire

le comportement de la fumée et sa propagation dans le bâtiment.

La configuration d'une enceinte avec une ouverture verticale telle qu'une porte ou une fenêtre connectant différentes zones d'un bâtiment et portant en général sur la convection naturelle en espaces fermés, a été étudiée depuis longtemps. L'organisation de l'écoulement, en régime établi, est déterminé par le gradient de pression hydrostatique au sein du local. Le fluide léger (fumée) occupe la partie haute de l'ouverture tandis que le fluide lourd (air frais) entre en partie basse. Cette organisation hydrostatique permet une étude des flux échangés, basée sur une prédiction simple de la hauteur de plan neutre (hauteur où l'écart de pression entre l'intérieur et l'extérieur est nul). Ainsi, selon la localisation de celui-ci à l'intérieur ou l'extérieur de l'ouvrant, l'écoulement sera prédit bi- ou mono-directionnel respectivement.

Dans le cas d'une enceinte avec une ouverture horizontale, évent ou trémie qui connecte deux zones superposées, la présence de fumées chaudes dans le local inférieur provoque une situation instable, provoquant un écoulement au niveau de la trémie. En cas de confinement important du compartiment inférieur, la structure de l'écoulement qui en résulte est bidirectionnelle et s'avère complexe : la localisation du fluide montant et descendant à travers la section est indéfinie et varie dans le temps (voir Varrall *et al.* 2016). La perte de confinement, en augmentant la section d'une ouverture en partie basse de l'enceinte, par exemple, entraîne un déséquilibre des flux montant et descendant jusqu'à ce que l'écoulement soit monodirectionnel. Ces deux configurations de l'écoulement à travers une ouverture horizontale sont illustrées sur la figure 1.

La propagation des fumées entre deux locaux superposés à travers des ouvertures horizontales est une configuration pour laquelle l'Institut Radioprotection et de Sûreté Nucléaire (IRSN) et le Laboratoire d'Étude de l'incendie en milieu confiné (ETiC), laboratoire commun de recherche entre l'IRSN, le Laboratoire IUSTI, Aix-Marseille Université (AMU) et le Centre National de la Recherche Scientifique (CNRS), ont entrepris des travaux de recherche. Les objectifs de ces études sont de caractériser finement la nature de l'écoulement, de décrire les différents régimes afin d'améliorer et de valider les modèles et approches corrélatives existantes en les confrontant avec les résultats fournis par des essais réels à grande et petite échelles.

Objectifs

Dans ce contexte, l'objectif principal de ce travail de thèse est d'apporter une contribution à la compréhension des écoulements de fumées en convection naturelle à travers une ouverture horizontale ou trémie reliant deux compartiments superposés. Cet échange est induit par l'existence d'une différence de température entre les deux cotés de l'ouverture.

Ce travail de recherche porte sur la caractérisation de l'écoulement produit par une source de flottabilité dans une enceinte possédant deux ouvertures. Une ouverture verticale est localisée en partie basse du local permettant l'arrivée d'air frais, et l'autre est positionnée au plafond. Cette deuxième ouverture horizontale (trémie) est connectée aussi avec l'ambiance. Particulièrement, on se focalise sur l'évolution du débit d'échange à la trémie entre deux configurations extrêmes. La première configuration consiste en une pièce bien ventilée avec une stratification idéalisée en deux couches de masse volumique différentes, laquelle permet une vidange ou désenfumage naturel du local de façon monodirectionnelle. La deuxième situation extrême consiste en un espace confiné dont l'ouverture en partie basse est fermée. Dans cette configuration de confinement total, cas particulier du premier, un écoulement bidirectionnel existe au sein de l'orifice où il y a un équilibre des flux

échangés.

La vidange unidirectionnelle d'un fluide léger par une ouverture au plafond est valable tant que le théorème de Bernoulli est applicable. Cette situation existe tant que l'ouverture en partie basse est suffisamment grande pour que l'air qui entre dans le local crée une faible dépression. Si cette ouverture est réduite, alors la dépression s'oppose de façon significative à la pression motrice (hydrostatique) jusqu'à générer un écoulement bidirectionnel au plafond et le débit de désenfumage se réduit considérablement avec des conséquences pour la sécurité. La principale conséquence est la perte de la stratification dans le local limitant l'évacuation des occupants. L'air entrant en partie haute refroidit la couche et l'épaissit jusqu'à remplir complètement la pièce. La figure 1 présente les cas extrêmes de ces deux régimes d'écoulement, pour lesquels différents modèles pour estimer le débit à la sortie de l'ouvrant sont proposés dans la littérature, cependant peu d'études ont été faites pour faire le lien entre ces deux régimes.

Cela nous a conduit à nous poser la question sur quels paramètres peuvent influencer la transition de régimes d'écoulement à travers une ouverture horizontale dans un local ventilé naturellement avec une source interne de flottabilité. Les principaux paramètres d'étude sont la source de chaleur permettant de générer un écoulement, la section de l'ouverture horizontale située au plafond et la section d'amenée d'air en partie basse. Les résultats obtenus peuvent permettre aussi de valider les codes de calcul intégrant la zone de transition dans ce type de situations.

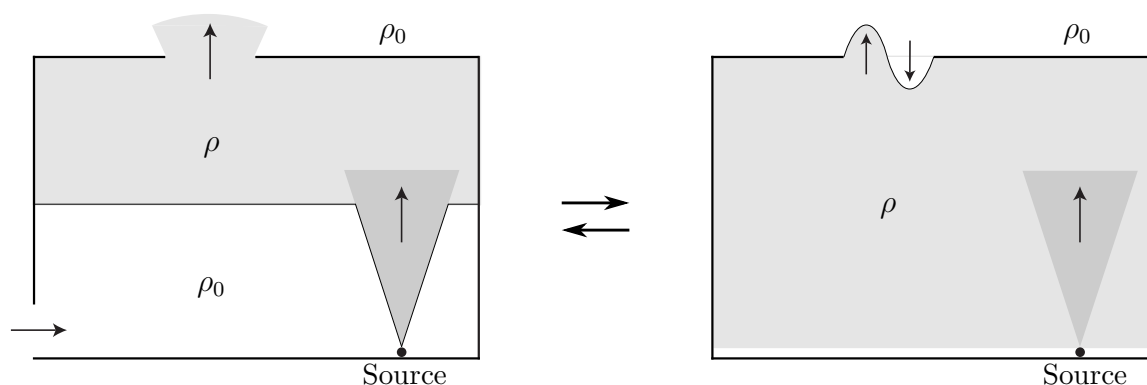


FIGURE 1 – Passage d'un écoulement monodirectionnel au niveau de l'ouverture horizontale vers un écoulement bidirectionnel induit par le confinement du local en fermant l'entrée d'air en partie basse.

Moyens utilisés

Pour répondre à cette problématique et atteindre l'objectif principal de cette recherche, une approche expérimentale a été retenue. Elle se base sur des expériences thermiques dans une maquette à échelle réduite. Ces expériences ont été réalisées afin de quantifier les débits d'échange à la trémie entre deux locaux superposés utilisant des mesures optiques non intrusives (Stéréo PIV) et des mesures de températures dans les locaux.

Ces résultats doivent permettre de vérifier et confronter les modèles et corrélations existants ainsi que de proposer un modèle du débit échangé à la trémie entre les deux configurations de ventilation naturelle illustrées sur la figure 1.

Structure du mémoire

Le chapitre 1 présente une étude bibliographique sur les écoulements générés par une source de flottabilité placée dans un local à travers une ouverture horizontale. Une première partie est focalisée sur la ventilation naturelle d'une enceinte avec une source de flottabilité, et l'autre sur les études menées sur les écoulements à la trémie dans un espace confiné.

Le chapitre 2 est consacré à la présentation et description du dispositif expérimental et le protocole de mesure défini pour répondre aux questions de cette étude.

Le chapitre 3 expose les résultats expérimentaux pour déterminer la condition d'apparition d'un régime bidirectionnel à partir d'un régime monodirectionnel.

Le chapitre 4 présente l'évolution et le comportement de l'écoulement au sein de la trémie obtenus à partir de mesures expérimentales de SPIV. Un modèle semi-empirique est proposé pour faire le raccordement entre les deux régimes de l'écoulement utilisant les mesures de débits obtenues à partir d'une étude paramétrique en variant le diamètre de l'ouverture.

Le chapitre 5 expose les résultats obtenus sur la condition d'apparition du régime bidirectionnel lors des essais de feu de nappe, comme une perspective d'application du désenfumage naturel.

Finalement, la conclusion de ce travail de recherche est présentée avec les travaux en perspective pour la continuité de ce sujet.

Chapitre 1

État de l'art

Sommaire

1.1	Ventilation naturelle d'un local avec ouvertures en partie haute et basse . . .	6
1.1.1	Modèle de remplissage-vidange dans le cas Boussinesq	7
1.1.2	Modèle de remplissage-vidange dans le cadre non-Boussinesq	16
1.1.3	Extensions du modèle de remplissage-vidange	20
1.2	Écoulement à travers une ouverture horizontale en confinement total	23
1.2.1	Études expérimentales	23
1.2.2	Études numériques	27
1.3	Transition de régime entre un écoulement monodirectionnel et bidirectionnel	28
1.4	Synthèse et analyse des connaissances	31

Résumé

Ce chapitre présente une synthèse des principaux travaux traitant de l'écoulement de convection naturelle d'un fluide à travers un orifice horizontal. À travers cette analyse bibliographique, les principaux résultats de ces études ainsi que les modèles proposés et leurs limites pour estimer cet écoulement et les différents régimes sont présentés.

1.1 Ventilation naturelle d'un local avec ouvertures en partie haute et basse

La ventilation naturelle se produit entre une ou plusieurs ouvertures du bâtiment et son environnement extérieur lorsque des différences de pression sont générées par le vent ou par des forces de flottabilité associées à des différences de masse volumique. La différence de masse volumique est souvent produite par la présence d'une source de flottabilité dans le local comme un feu ou un gaz léger, par exemple.

Les écoulements de ventilation au sein d'un local peuvent être divisés suivant deux types : la ventilation par mélange ou la ventilation par déplacement, comme indiqué dans la figure 1.1. Dans ces deux cas, l'air chaud de masse volumique ρ est produit par des sources de chaleur internes et quitte l'enceinte par l'ouverture au plafond alors que l'air frais de masse volumique ρ_0 , pénètre par l'ouverture au plafond ou par une ouverture latérale (type porte ou fenêtre). En ventilation par mélange, l'air frais entre et se mélange avec l'air dans l'espace à mesure qu'il descend. Dans ce type de ventilation on suppose un mélange homogène dans la pièce. Dans la ventilation par déplacement, une stratification à deux couches est établie dans une enceinte lorsque l'air frais entre exclusivement en partie basse et déplace l'air contaminé vers une ouverture supérieure, avec un mélange faible ou nul au niveau de l'interface des couches (Linden 1999).

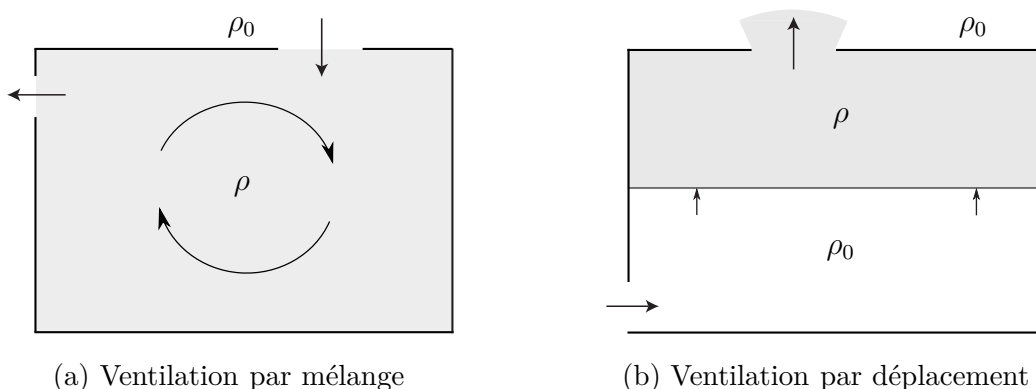


FIGURE 1.1 – Configurations de ventilation naturelle d'une pièce.

Les écoulements de ventilation par déplacement et par mélange, avec une ou plusieurs sources de flottabilité, ont été étudiés expérimentalement et théoriquement par Linden *et al.* (1990). Les auteurs ont mené des expériences à petite échelle dans des réservoirs d'eau et des solutions de saumure pour vérifier leurs modèles. Ils ont réalisé deux types d'expériences en vidant un réservoir avec des orifices circulaires en partie haute et en partie basse dans un autre grand réservoir rempli d'eau douce. Dans un premier temps, le petit réservoir est rempli uniformément d'une solution plus dense que l'eau et en fonction de la combinaison des ouvertures de la maquette l'écoulement de vidange est examiné. Dans le second cas, la maquette est remplie d'eau douce et une solution de saumure est introduite modélisant une source qui produit un panache entraînant de l'eau à mesure que descend. Un flux d'échange est alors généré avec le milieu ambiant à travers les ouvertures. Le débit volumique de la source injectée a été estimé négligeable par rapport au débit volumique dans le panache et par conséquent, l'écoulement a été considéré piloté seulement par la flottabilité. Les écoulements ont été visualisés par la technique de "shadowgraph" en colorant les solutions pour le suivi de la vidange de la maquette et de l'interface. Les

écoulements de ventilation par déplacement ont été observés quand les ouvertures ont été faites à la fois en partie haute et basse de la maquette.

Dans la suite de ce document, nous allons nous focaliser sur le cas de la ventilation par déplacement avec une source interne de flottabilité (débit de flottabilité B) au niveau du sol du local de surface S et hauteur H . Linden *et al.* (1990) proposent pour ce cas un modèle théorique dans le cas d'une stratification stable bien définie d'une couche de masse volumique ambiante uniforme et une couche moins dense au-dessus. Ce modèle prédit la hauteur de l'interface en régime stationnaire établi sous l'approximation de Boussinesq.

L'approximation de Boussinesq traite la masse volumique comme une fonction de la température : $\rho = \rho_\infty (1 - \beta(T - T_\infty))$, où ρ_∞ et T_∞ sont la masse volumique et la température de référence de l'écoulement et β est le coefficient d'expansion thermique volumétrique. L'approximation estime que quand les différences de masse volumique sont faibles, la masse volumique est considérée comme une constante dans toutes les équations qui gouvernent l'écoulement, sauf dans l'équation de quantité de mouvement où l'accélération de la pesanteur apparaît dans le terme de flottabilité.

Le modèle de remplissage et vidange simultanée de Linden *et al.* (1990) est une extension du modèle de remplissage d'un local par une source de flottabilité située au sol, de l'anglais *filling-box model*, proposé par Baines et Turner (1969).

Baines et Turner (1969) suivant la théorie du panache de Morton *et al.* (1956), considèrent d'abord qu'à l'instant initial du modèle une couche d'épaisseur infinitésimale se forme instantanément sous le plafond dès lors que le panache a impacté le plafond. Le panache turbulent de masse volumique plus faible que l'ambiance, monte entraînant de l'air ambiant et une fois qu'il a impacté le plafond, s'étale horizontalement et crée une couche fine sous le plafond. Le panache alimente en continu cette couche qui s'épaissit au cours du temps vers la source avec un front ou interface entre la couche et le fluide ambiant. Ce modèle de remplissage suppose l'existence d'une stratification d'une couche homogène de fluide léger sur un fluide ambiant. Le modèle suppose également un profil de masse volumique de la couche supérieure qui change de façon uniforme dans le temps et à toutes altitudes. D'autres auteurs ont travaillé, notamment Worster et Huppert (1983), pour représenter le profil de masse volumique réel dans la couche supérieure.

En ajoutant une ouverture horizontale au niveau du plafond, la différence de pression hydrostatique entre l'interface alimentée par le panache et cet ouvrant produit un effet de tirage qui déclenche la vidange par l'ouverture. Avant d'arriver à un régime stationnaire, le processus de remplissage du local est similaire au modèle de *filling-box* (avec deux couches et une interface qui descend vers la source), sauf au moment d'atteindre un premier état d'équilibre où le flux du panache à l'interface et le flux à la sortie se compensent. Une fois arrivée à ce premier état d'équilibre qu'on peut appeler *overshoot* en anglais, l'interface rentre dans une phase oscillatoire. Ce phénomène a été examiné par Hunt et Linden (1998) et Kaye et Hunt (2004), et récemment par Vauquelin (2015), qui a mis en évidence trois régimes oscillatoires en fonction de la position de l'interface à l'état stationnaire. Ce phénomène d'*overshoot* peut être considéré comme le précurseur d'un régime oscillant amorti.

1.1.1 Modèle de remplissage-vidange dans le cas Boussinesq

Le modèle de remplissage-vidange est basé sur différentes hypothèses simplificatrices. Une d'entre elles est l'approximation de Boussinesq déjà mentionnée.

Le modèle de Linden *et al.* (1990) suppose également que la surface du local S est

suffisamment grande par rapport aux ouvertures pour que la vitesse de l'interface soit considérée négligeable ou stationnaire en régime établi.

Cette hypothèse d'une grande surface implique aussi que le rapport géométrique entre la hauteur et la surface du local ($H/S^{1/2}$) soit petit, évitant l'occurrence du phénomène appelé en anglais *overturning* dans la ventilation par déplacement. Baines et Turner (1969) ont observé expérimentalement ce phénomène d'*overturning* pendant le remplissage des locaux cylindriques verticaux fermés de hauteur H . Pour les cylindres de rayon R étroits (rapport H/R grand) l'écoulement sous le plafond impacte les parois et se renverse sur lui-même (*overturning*) en entraînant une quantité d'air ambiant avant de former la couche. Kaye et Hunt (2007a) ont examiné théoriquement et expérimentalement ce phénomène et ont proposé un modèle qui prédit deux modes d'*overturning* : *slumping* et *rolling*. Ces deux régimes dépendent de la nature et de la quantité de mouvement de l'écoulement sous-plafond au moment de l'impact avec les parois verticales et du rapport H/R . Ce phénomène est aussi d'intérêt dans le domaine de la sécurité incendie pour l'influence de ces écoulements sous-plafond et l'*overturning* avec le mélange de la couche sur le temps de remplissage d'une enceinte, voir Kaye et Hunt (2007b).

Dans leur approche théorique, Linden *et al.* (1990) ont adopté l'hypothèse de profils du type "top-hat" pour la vitesse verticale et la masse volumique dans le panache à une altitude donnée. Enfin les effets du vent et les transferts thermiques aux parois n'ont pas été pris en compte.

Dans la figure 1.2 on présente la configuration de ventilation par déplacement d'un local de hauteur H et surface S tel que considéré par Linden *et al.* (1990) mais avec nos propres notations. Les surfaces des ouvertures inférieure et supérieure permettant un échange avec l'environnement extérieur à une température de référence T_0 sont notées a_B et a_T respectivement. L'air frais entre dans la pièce en 1 à une vitesse u_B sans se mélanger avec le fluide ambiant du local pour former une couche froide de hauteur $z = H - h$ et de masse volumique constante ρ_0 . Un point source au niveau du sol avec un débit de flottabilité B développe un panache turbulent qui alimente la couche de masse volumique ρ constante sur toute la hauteur h . Enfin, le fluide léger est évacué par l'exutoire en 3 à une vitesse u_T et remplacé par le fluide lourd en partie basse.

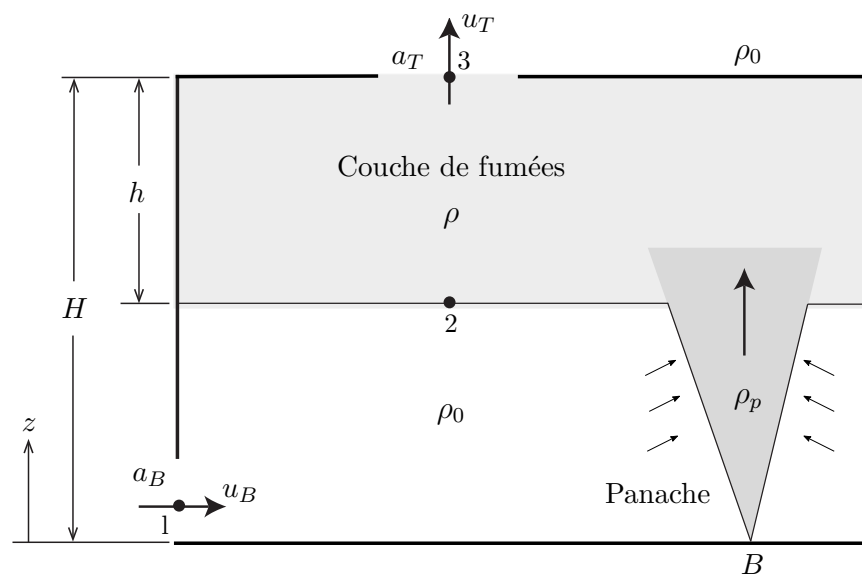


FIGURE 1.2 – Modèle de remplissage-vidange avec un point source de flottabilité.

Soit p_0 la pression externe à l'altitude z_1 qui correspond au centre de l'ouverture d'entrée a_B . Par la loi de l'hydrostatique on détermine la pression externe p_3 à la sortie de l'exutoire a_T de hauteur z_3 relative à z_1 . De la même façon on relie la pression interne au niveau de l'interface p_2 en z_2 avec l'entrée en 1 :

$$p_3 = p_0 - \rho_0 g(z_3 - z_1) \quad (1.1)$$

$$p_2 = p_1 - \rho_0 g(z_2 - z_1) \quad , \quad (1.2)$$

où les pressions p sont exprimées en Pa, les masses volumiques ρ en kg/m^3 , les altitudes de côte z en m et g est l'accélération de la pesanteur ($g = 9.81 \text{ m/s}^2$).

En appliquant le théorème de Bernoulli dans le cadre d'un régime établi le long de la ligne de courant dans le fluide ambiant entre un point au repos à la pression p_0 et un point interne à la même altitude z_1 au niveau de l'ouverture d'entrée, on obtient un expression pour la vitesse d'entrée en partie basse u_B :

$$u_B^2 = \frac{2}{\rho_0}(p_0 - p_1) \quad (1.3)$$

Si on applique le théorème de Bernoulli sur la ligne de courant entre un point de l'interface (2) et la sortie de l'exutoire (3) dans un fluide de masse volumique ρ constante sur la hauteur h et en supposant que la vitesse de l'interface est nulle, on détermine une expression pour la vitesse de sortie u_T :

$$u_T^2 = \frac{2}{\rho}(p_1 - p_0 + \Delta\rho gh) \quad , \quad (1.4)$$

où $\Delta\rho = \rho_0 - \rho$.

Pour prendre en compte les effets des pertes de charge à la sortie associé à la *vena contracta* apparaissant en aval de l'ouverture supérieure et pour la perte de pression associée à l'entrée dans l'ouverture inférieure, on introduit les coefficients de débit c_T et c_B respectivement. Avec ces coefficients généralement supposés constants pour un nombre de Reynolds élevé, on obtient une relation entre la vitesse de sortie u_T et la vitesse d'entrée u_B en remplaçant la pression p_1 de l'équation (1.3) sur l'équation (1.4) :

$$\left(\frac{u_T}{c_T}\right)^2 = 2\frac{\Delta\rho}{\rho}gh - \frac{\rho_0}{\rho}\left(\frac{u_B}{c_B}\right)^2 \quad (1.5)$$

Cette expression n'est plus valable si $(u_T/c_T)^2 < 0$. Cela implique que la différence de pression à l'entrée doit être supérieure à la flottabilité exercée par la colonne de fluide de la couche chaude, c'est à dire :

$$\frac{1}{2}\rho_0\left(\frac{u_B}{c_B}\right)^2 > \Delta\rho gh \quad (1.6)$$

Si on suppose une source de flottabilité ponctuelle sans apport de masse au volume de contrôle comprenant tout le local et que le fluide est incompressible, l'équation de conservation du volume entre les deux ouvertures permet d'écrire :

$$u_B a_B = u_T a_T \quad (1.7)$$

En remplaçant la vitesse $u_B = a_T u_T / a_B$ de (1.7) en (1.5), l'expression de la vitesse u_T^2 de (1.5) s'écrit alors :

$$u_T^2 = \frac{2\frac{\Delta\rho}{\rho_0}gh}{(1/c_T^2)(\rho/\rho_0) + (1/c_B^2)(a_T/a_B)^2} \quad (1.8)$$

On en déduit finalement que :

$$u_T = \frac{\sqrt{2} c_T c_B a_B}{\left[\left(\frac{\rho}{\rho_0} \right) c_B^2 a_B^2 + c_T^2 a_T^2 \right]^{1/2}} \left(\frac{\Delta \rho}{\rho_0} g h \right)^{1/2}. \quad (1.9)$$

Le débit volumique à la sortie de l'exutoire Q_T défini comme $Q_T = u_T a_T$ exprimé en m^3/s , s'écrit en utilisant l'expression de la vitesse u_T :

$$Q_T = \frac{\sqrt{2} c_T a_T c_B a_B}{\left[\left(\frac{\rho}{\rho_0} \right) c_B^2 a_B^2 + c_T^2 a_T^2 \right]^{1/2}} \left(\frac{\Delta \rho_0}{\rho_0} g h \right)^{1/2}. \quad (1.10)$$

On va alors définir une surface d'ouverture "effective" A^* des ouvrants pour caractériser la combinaison des deux surfaces "effectives" pour les ouvertures $a_B^* = 2^{1/2} c_B a_B$ et $a_T^* = 2^{1/2} c_T a_T$ en "série" avec l'écoulement :

$$\frac{1}{A^{*2}} = \frac{1}{a_B^{*2}} + \frac{1}{a_T^{*2}}, \quad (1.11)$$

qui devient (voir aussi Kaye et Hunt 2004 et Hunt et Coffey 2010) :

$$A^* = \left(\frac{1}{2c_T^2 a_T^2} + \frac{1}{2c_B^2 a_B^2} \right)^{-1/2}. \quad (1.12)$$

Le débit volumique Q_T devient alors sous l'approximation de Boussinesq, où la différence entre ρ et ρ_0 est considérée négligeable :

$$Q_T = A^* \sqrt{g' h}, \quad (1.13)$$

où $g' = \frac{\Delta \rho}{\rho_0} g$ est la gravité réduite.

Cette surface "effective" des ouvrants dépend principalement de la plus petite des surfaces. Si on n'augmente que la plus grande des deux surfaces, l'augmentation du débit ne sera pas significatif. Dans un cas extrême où la surface en partie basse est très grande par rapport à l'exutoire ($a_B \gg a_T$), A^* tend vers une valeur asymptotique : $A^* = \sqrt{2} c_T a_T$.

Dans un second temps, le problème de remplissage-vidange est abordé en utilisant les solutions proposées par Morton *et al.* (1956) pour une source ponctuelle de flottabilité produisant un panache turbulent dans un milieu en repos non-stratifié de masse volumique ρ_0 dans le cadre de l'approximation de Boussinesq. La mise en équations du problème se base sur la conservation de la masse, de la quantité de mouvement et du flux de flottabilité dans le panache. L'hypothèse majeure s'appuie sur le concept d'entraînement dans l'équation de conservation de la masse. Cette hypothèse considère qu'à une altitude donnée, le fluide environnant de masse volumique ρ_0 est entraîné au sein du panache en sa périphérie à une vitesse radiale proportionnelle à la vitesse verticale du panache par un coefficient d'entraînement constant α . Ces solutions, dites similaires, décrivent les lois d'évolution des caractéristiques du panache turbulent : rayon b_p , vitesse moyenne

verticale u_p et déficit masse volumique moyenne η_p . Sous le formalisme de profils radiaux type "top-hat", ces solutions exprimées en fonction de l'altitude z sont :

$$b_p(z) = \frac{6\alpha}{5}z, \quad (1.14)$$

$$u_p(z) = A^{1/3}B^{1/3}z^{-1/3}, \quad (1.15)$$

$$\eta_p(z) = \frac{4}{3g}A^{2/3}B^{2/3}z^{-5/3}, \quad (1.16)$$

où η_p représente le déficit de masse volumique adimensionnel défini comme $\eta_p = \Delta\rho/\rho_0$, α le coefficient d'entraînement dans la panache (généralement constant et pris entre 0.08 et 0.13), une constante associée à l'entraînement $A = 25/48\pi\alpha^2$, et B le débit de flottabilité qui peut également être présenté sous la forme $B = gu_p\pi b_p^2\Delta\rho/\rho_0$.

De ces solutions du panache (valables en champ lointain ou pour des fortes valeurs de z), le débit volumique Q_p apporté par le panache à une altitude z s'exprime :

$$Q_p(z) = \pi b_p^2(z)u_p(z) = \pi\frac{36\alpha^2}{25}A^{1/3}B^{1/3}z^{5/3}, \quad (1.17)$$

Dans cette approche le débit volumique en régime établi dans la couche de fumées se conserve, car on suppose que la masse volumique dans cette couche est constante et égale à celle du panache à l'interface. Ces hypothèses permettent de combiner les équations (1.13) du débit de sortie à l'exutoire Q_T et (1.17) du débit du panache Q_p évaluée en $z = H - h$:

$$A^*\sqrt{g'h} = \pi\frac{36\alpha^2}{25}A^{1/3}B^{1/3}(H - h)^{5/3}. \quad (1.18)$$

Également, en remplaçant le déficit de masse volumique η_p du panache à la hauteur de l'interface dans le terme de la gravité réduite de l'équation (1.18), on obtient :

$$A^*\left(g\frac{4}{3g}A^{2/3}B^{2/3}(H - h)^{-5/3}h\right)^{1/2} = \pi\frac{36\alpha^2}{25}A^{1/3}B^{1/3}(H - h)^{5/3}. \quad (1.19)$$

En introduisant la hauteur adimensionnelle $\zeta = z/H$ qui permet de remplacer h par $H(1 - \zeta)$ et $(H - h)$ par ζH , l'équation (1.19) s'exprime :

$$A^*\left(\frac{4}{3}\right)^{1/2}\zeta^{-5/6}H^{-1/3}(1 - \zeta)^{1/2} = \pi\frac{36\alpha^2}{25}\zeta^{5/3}H^{5/3}. \quad (1.20)$$

Finalement on obtient une expression pour la hauteur adimensionnelle ζ en régime établi en fonction de paramètres géométriques du problème : les surfaces des ouvertures (A^*), et la hauteur de l'espace H , et du coefficient d'entraînement du panache α estimé constant. L'épaisseur de la couche stratifiée ne dépend ni de la source de flottabilité ni de la surface du sol. Adoptant l'indice "ss" (de l'anglais *steady state*), ce résultat majeur du modèle proposé par Linden *et al.* (1990) qui prédit la hauteur de l'interface de la couche s'exprime sous la forme :

$$\frac{A^*}{H^2} = \kappa\left(\frac{\zeta_{ss}^5}{1 - \zeta_{ss}}\right)^{1/2}, \quad (1.21)$$

où $\kappa = \pi 18\sqrt{3}\alpha^2/25$ est une constante liée à l'entraînement.

La figure 1.3 présente l'évolution du paramètre adimensionnel ζ en fonction du paramètre géométrique A^*/H^2 . On remarque à partir de cette figure que si le rapport $A^*/H^2 = 1/100$, la hauteur de l'interface (hauteur libre de fumées en sécurité incendie) est environ la moitié de la hauteur du local, ce qui correspond à une valeur de $\zeta \sim 0.45$. Il faut augmenter ce rapport de A^*/H^2 d'un facteur de 10 pour passer de $\zeta \sim 0.45$ à $\zeta \sim 0.9$.

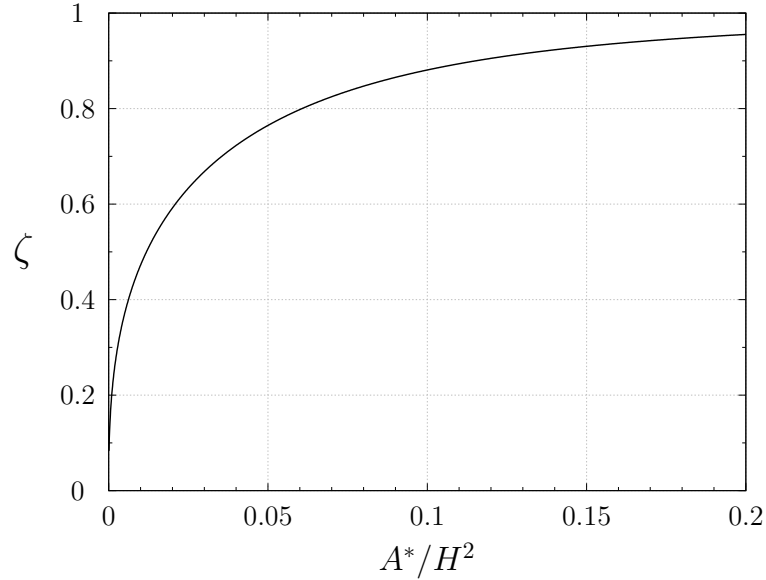


FIGURE 1.3 – Évolution du paramètre ζ en fonction du paramètre géométrique A^*/H^2 .

Afin de comparer les évolutions de ces grandeurs adimensionnées comme ζ , η et la vitesse de sortie u_T avec la source et la géométrie du local, on va introduire les variables adimensionnelles suivantes : Λ , Θ et ω . Le paramètre géométrique Λ relie la surface de l'exutoire à la hauteur de la enceinte, Θ associe le débit de flottabilité lié à la puissance de la source avec la hauteur, et ω est une vitesse débitante adimensionnée à l'exutoire. Ces variables s'expriment :

$$\Lambda = \frac{a_T}{H^2}, \quad (1.22)$$

$$\Theta = \frac{4A^{2/3}B^{2/3}}{3gH^{5/3}}, \quad (1.23)$$

$$\omega = \frac{u_T}{\sqrt{gH}}, \quad (1.24)$$

où le paramètre Θ correspond à la valeur de η_p évaluée en $z = H$ dans l'équation (1.16) et représente le déficit de masse volumique de la couche infinitésimale qui se forme à l'instant initial du problème.

À partir de l'équation (1.16) de η_p évaluée à la hauteur de l'interface $z = H - h = \zeta H$ et en utilisant la variable Θ , la masse volumique de la couche en régime établi devient :

$$\eta_{ss} = \frac{\Theta}{\zeta_{ss}^{5/3}}. \quad (1.25)$$

Ainsi à partir de l'équation (1.13) du débit volumique Q_T pour une hauteur de couche de fumées $h = H(1 - \zeta)$ et $g' = g\Delta\rho/\rho_0 = g\eta$, la variable ω s'écrit :

$$\omega = \frac{A^*}{a_T} \sqrt{\eta(1 - \zeta)}. \quad (1.26)$$

Pour le cas d'une grande ouverture en partie basse ($a_B \gg a_T$) la surface "effective" tend vers $A^* = \sqrt{2}c_T a_T$ et la vitesse adimensionnelle de l'expression (1.26) devient :

$$\omega|_{a_B \gg a_T} = c_T \sqrt{2\eta(1 - \zeta)}. \quad (1.27)$$

En utilisant la variable Θ et la constante κ , le débit volumique du panache Q_p de l'équation (1.17) pour une hauteur d'interface $z = H - h$ devient :

$$Q_p = \kappa g^{1/2} \Theta^{1/2} H^{5/2} \zeta^{5/3}. \quad (1.28)$$

On peut réécrire également le débit volumique à la sortie de l'exutoire $Q_T = A^* \sqrt{\eta g h}$ pour une hauteur de couche de fumées $h = H(1 - \zeta)$ en employant la variable ω de l'équation (1.26) :

$$Q_T = a_T \omega g^{1/2} H^{1/2}. \quad (1.29)$$

Par conservation de volume dans la couche de fumées en régime établi, la vitesse débitante adimensionnelle ω_{ss} s'écrit en combinant les équations (1.28) et (1.29) :

$$w_{ss} = \frac{\kappa}{\Lambda} \Theta^{1/2} \zeta_{ss}^{5/3}. \quad (1.30)$$

Cet adimensionnement des variables du problème sont aussi proposées par Vauquelin *et al.* (2017) pour un local avec une grande ouverture en partie basse dans le cadre général non-Boussinesq. Vauquelin *et al.* (2017) expriment un paramètre adimensionnel Γ_d à partir d'une analyse théorique du problème de remplissage-vidange pour caractériser l'écoulement type panache qui se forme à la sortie de l'évent.

Pour illustrer l'évolution des paramètres η et ω à l'état stationnaire avec la source et la géométrie du local, on va d'abord relier le paramètre Θ avec la puissance convective Q_c contenue dans les fumées d'un incendie à partir du débit de flottabilité B du panache.

Notant Q_f le débit volumique du panache et de masse volumique ρ_f , le débit de flottabilité s'écrit à partir des conditions d'injection dans un fluide ambiant de masse volumique ρ_0 :

$$B = \frac{\rho_0 - \rho_f}{\rho_0} g Q_f. \quad (1.31)$$

Notant la température T_0 du fluide ambiant, la puissance convective peut s'écrire à partir du débit des fumées Q_f à une température T_f , de masse volumique ρ_f et une capacité calorifique c_P issues du même panache :

$$Q_c = \rho_f c_P Q_f (T_f - T_0). \quad (1.32)$$

Si on suppose que les fumées se comportent comme un gaz parfait, on peut combiner les expressions (1.31) et (1.32) pour exprimer le débit de flottabilité en fonction de la puissance convective :

$$B = \frac{g Q_c}{\rho_0 c_P T_0}. \quad (1.33)$$

La figure 1.4 représente l'évolution de la valeur stationnaire du déficit de masse volumique adimensionnelle η en fonction du paramètre géométrique A^*/H^2 pour trois valeurs du paramètre Θ . Ces valeurs de Θ correspondent aux puissances convectives de 200 kW, 100 kW et 50 kW dans une pièce de 3 m de hauteur, déterminées à partir des relations (1.33) et (1.23).

Le paramètre Θ augmente avec le débit de flottabilité ou par une diminution de la hauteur de la pièce. On remarque dans cette figure que pour des valeurs de $A^*/H^2 > 0.07$ ($\zeta > 0.8$, voir figure 1.3), le déficit de masse volumique devient indépendant de ce paramètre géométrique et ne dépend que de Θ . Autrement dit, si la couche de fumées est inférieure à 20% de la hauteur du local, la température de cette couche devient indépendante de l'augmentation des surfaces d'ouverture et ne dépend que de la puissance de la source. Pour des valeurs de $A^*/H^2 < 0.01$, les valeurs de η de la couche supérieure prédites par le modèle deviennent très grandes, voire physiquement irréalistes dans le cadre de l'approximation de Boussinesq avec l'air comme fluide ambiant.

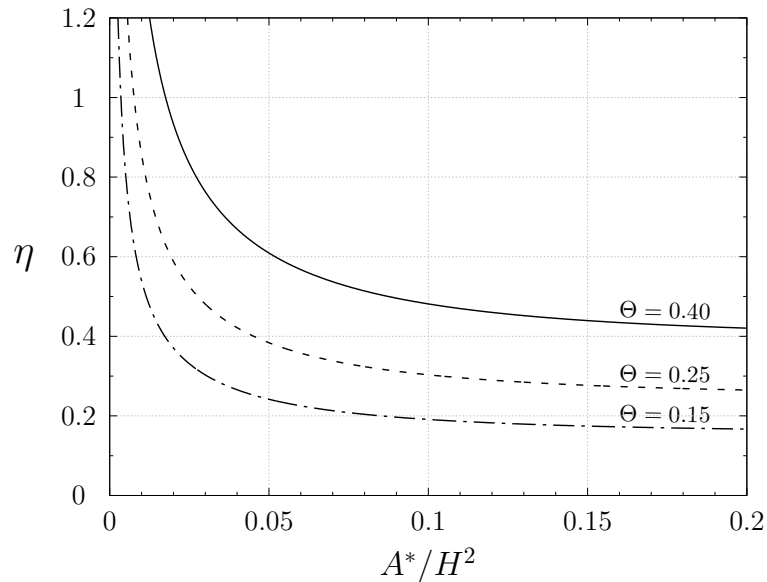


FIGURE 1.4 – Évolution du paramètre η en fonction de A^*/H^2 pour trois valeurs de Θ .

La figure 1.5 présente l'évolution du paramètre ζ à l'état stationnaire en fonction du rapport des surfaces d'ouvertures a_B/a_T pour trois valeurs de surface d'exutoire.

Pour le calcul de ζ dans un pièce de hauteur $H = 3$ m suivant l'équation (1.21), on a pris une valeur du coefficient d'entraînement $\alpha = 0.11$ et les coefficients de débits $c_T = c_B = 0.6$. On montre plus concrètement l'effet de la réduction de la taille de l'exutoire et de la réduction de la surface d'ouverture en partie basse pour chaque exutoire sur la hauteur libre de fumées.

Le premier constat est que si on augmente la surface de l'exutoire on évacue plus de fumées et la hauteur de la couche supérieure se réduit. Pour les valeurs du rapport $a_B/a_T > 4$, le paramètre ζ s'approche à la valeur asymptotique qui correspond à la valeur de $A^* = \sqrt{2}c_T a_T$.

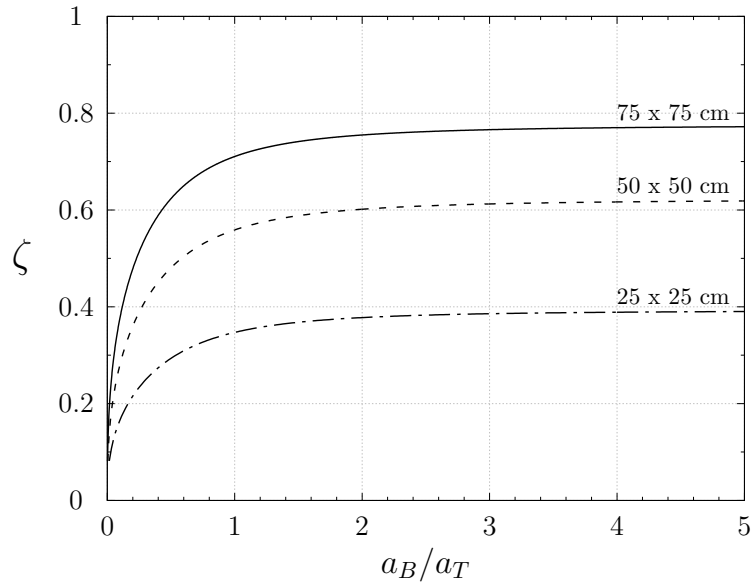


FIGURE 1.5 – Évolution du paramètre ζ en fonction du rapport de sections d'ouverture a_B/a_T pour trois sections d'exutoire.

Le fait d'augmenter la puissance de la source dans la même pièce conduit à une augmentation de la vitesse adimensionnelle. Cet effet est illustré sur la figure 1.6 pour trois valeurs du paramètre Θ et pour un exutoire de 50x50 cm. On trouve aussi le comportement asymptotique dès qu'on augmente le rapport a_B/a_T au-delà de 4. Quand on fait tendre ce rapport vers zéro, sans l'ouverture basse, la vitesse s'annule.

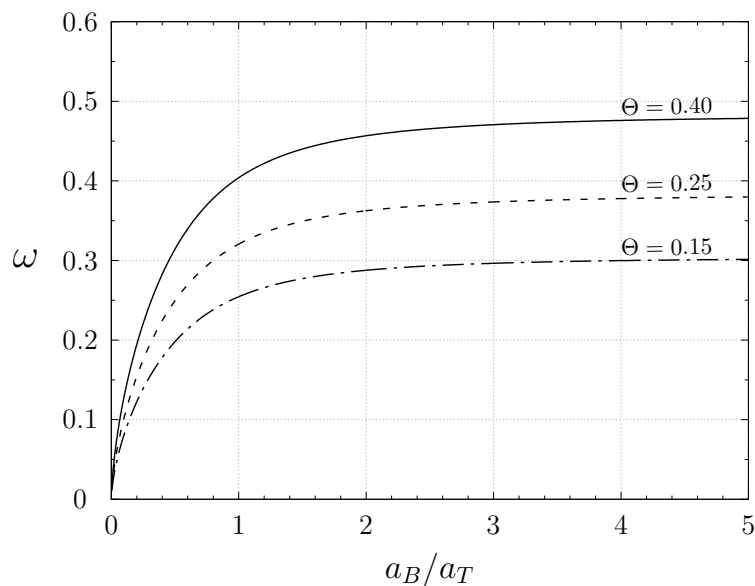


FIGURE 1.6 – Évolution du paramètre ω en fonction du rapport de sections d'ouverture a_B/a_T pour trois valeurs du paramètre Θ et une section d'exutoire de 50x50 cm.

Si on fait varier maintenant la surface de l'exutoire avec la même puissance, on remarque dans la figure 1.7a que les vitesses adimensionnelles augmentent si on réduit la taille de l'exutoire, et qu'il existe un plateau quand la surface en partie basse est grande. La conservation du débit volumique entre le débit du panache et celui de la sortie, fait

que la vitesse augmente quand on réduit la taille de l'ouvrant. Enfin, le débit à l'exutoire est présenté sur la figure 1.7b pour la même configuration confirmant l'augmentation du débit d'extraction de fumées en augmentant la surface de l'exutoire. Un plateau apparaît même si on augmente l'ouverture basse pour l'entrée d'air.

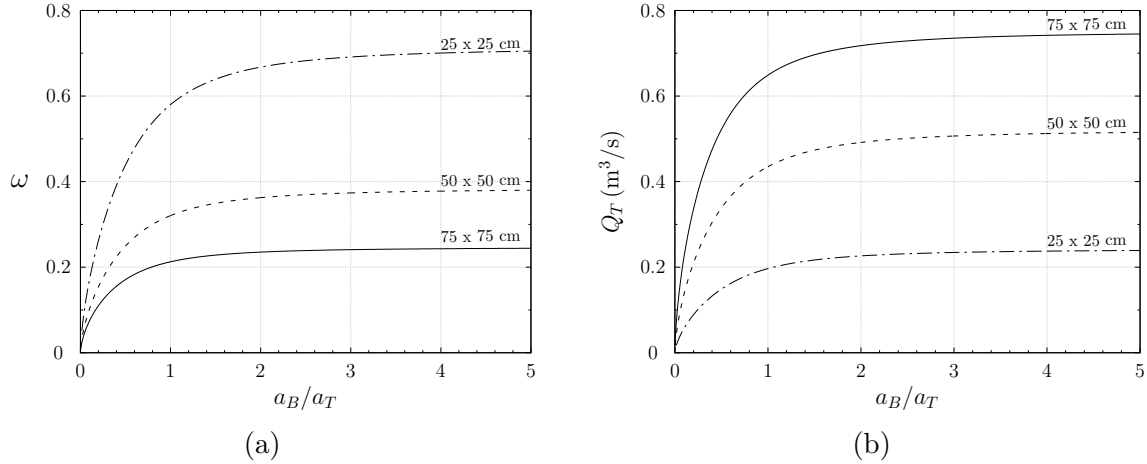


FIGURE 1.7 – Évolution de la vitesse adimensionnelle ω (a) et le débit volumique Q_T à l'exutoire (b) en fonction du rapport de sections d'ouverture a_B/a_T pour trois sections d'exutoire et une puissance convective de 100 kW ($\Theta = 0.25$).

Pour des raisons de simplicité mathématique, ce modèle a été construit dans le cadre de l'approximation de Boussinesq lorsque les variations de masse volumique sont faibles. Pour le cas d'un incendie, ces écarts entre le panache et l'air ambiant sont plus importants. Dans la prochaine section, on va présenter une extension de ce modèle dans le cadre général non-Boussinesq pour inclure ces effets de masse volumique.

1.1.2 Modèle de remplissage-vidange dans le cadre non-Boussinesq

Les premiers travaux dans le domaine de l'incendie sont réalisés par Rooney et Linden (1997) qui étudient le mécanisme de remplissage et de vidange en ventilation naturelle appliqué à un feu de compartiment en régime quasi-stationnaire. Les auteurs proposent un modèle utilisant les travaux de Rooney et Linden (1996) sur la théorie du panache dans le cadre non-Boussinesq. Rooney et Linden (1996) proposent une modification aux solutions "similaires" de Morton *et al.* (1956) avec la correction de l'expression de la vitesse d'entraînement du panache suggérée empiriquement par Ricou et Spalding (1961) suite à des travaux expérimentaux. Cette correction de la vitesse d'entraînement u_e se présente sous la forme :

$$u_e(z) = \alpha \left(\frac{\rho(z)}{\rho_0} \right)^{1/2} u(z), \quad (1.34)$$

où $u(z)$ est la vitesse verticale dans le panache.

Les solutions similaires pour les grandeurs caractéristiques du panache (rayon b_p , vitesse moyenne u_p et déficit de masse volumique moyenne η_p) avec la modification de l'entraînement sous le formalisme des profils type "top-hat" et en prenant $\eta = \Delta\rho/\rho$

s'expriment en fonction de l'altitude z (Vauquelin *et al.* 2017) :

$$b_p(z) = \frac{6\alpha}{5} z \left(\frac{\rho_0}{\rho_p(z)} \right)^{1/2} = \frac{6\alpha}{5} z \sqrt{1 + \eta_p(z)}, \quad (1.35)$$

$$u_p(z) = A^{1/3} B^{1/3} z^{-1/3}, \quad (1.36)$$

$$\eta_p(z) = \frac{\rho_0 - \rho_p}{\rho_p} = \frac{4}{3g} A^{2/3} B^{2/3} z^{-5/3}, \quad (1.37)$$

Le débit volumique apporté par le panache à une altitude z se réécrit avec ces modifications :

$$Q_p(z) = \pi b_p^2(z) u_p(z) = \pi \frac{36\alpha^2}{25} A^{1/3} B^{1/3} \left(\frac{4}{3g} A^{2/3} B^{2/3} + z^{5/3} \right). \quad (1.38)$$

Le débit massique apporté par le panache en fonction de l'altitude z s'écrit :

$$Q_{m,p}(z) = \rho_p \pi b_p^2(z) u_p(z) = \pi \frac{36\alpha^2}{25} \rho_0 A^{1/3} B^{1/3} z^{5/3}. \quad (1.39)$$

L'équation de la conservation de la masse dans le local supposant un écoulement monodirectionnel dans les ouvertures s'écrit :

$$\rho_0 u_B a_B = \rho u_T a_T \quad (1.40)$$

De la relation entre u_B et u_T (1.5) obtenue à partir de l'application du théorème de Bernoulli entre les ouvertures et en remplaçant la vitesse u_B de (1.40) en fonction de u_T , la vitesse u_T^2 devient :

$$u_T^2 = \frac{2 \frac{\Delta\rho}{\rho} gh}{(1/c_T^2) + (\rho/\rho_0)(1/c_B^2)(a_T/a_B)^2}. \quad (1.41)$$

Ce qui donne pour la vitesse u_T :

$$u_T = \frac{\sqrt{2} c_T c_B a_B}{\left[\left(\frac{\rho}{\rho_0} \right) c_T^2 a_T^2 + c_B^2 a_B^2 \right]^{1/2}} \left(\frac{\Delta\rho}{\rho} gh \right)^{1/2}. \quad (1.42)$$

Le débit massique à la sortie de l'exutoire devient avec la vitesse u_T de (1.42) :

$$Q_{m,T} = \frac{\rho \sqrt{2} c_T a_T c_B a_B}{\left[\left(\frac{\rho}{\rho_0} \right) c_T^2 a_T^2 + c_B^2 a_B^2 \right]^{1/2}} \left(\frac{\Delta\rho}{\rho} gh \right)^{1/2}. \quad (1.43)$$

Par conservation de la masse, ce débit massique à l'exutoire est égale au débit massique apporté par le panache au niveau de l'interface en $z = H - h$. En combinant les expressions (1.39) et (1.43) on obtient :

$$\tilde{A} \left(\frac{\Delta\rho}{\rho} gh \right)^{1/2} = \pi \frac{36\alpha^2}{25} A^{1/3} B^{1/3} (H - h)^{5/3}, \quad (1.44)$$

où \tilde{A} est la nouvelle surface “effective” des ouvrants définie par :

$$\tilde{A} = \frac{\sqrt{2} c_T a_T c_B a_B}{[(\rho/\rho_0) c_T^2 a_T^2 + c_B^2 a_B^2]^{1/2}}. \quad (1.45)$$

En remplaçant le déficit de masse volumique du panache $\eta_p = \Delta\rho/\rho$ de (1.37) dans l'équation (1.44) on obtient :

$$\tilde{A} \left(\frac{4}{3g} A^{2/3} B^{2/3} (H-h)^{-5/3} gh \right)^{1/2} = \pi \frac{36\alpha^2}{25} A^{1/3} B^{1/3} (H-h)^{5/3}. \quad (1.46)$$

En introduisant la variable adimensionnelle $\zeta = z/H$ qui permet de remplacer h par $H(1-\zeta)$ et $(H-h)$ par ζH , l'expression (1.46) s'écrit :

$$\tilde{A} \left(\frac{4}{3} \right)^{1/2} \zeta^{-5/6} H^{-1/3} (1-\zeta)^{1/2} = \pi \frac{36\alpha^2}{25} \zeta^{5/3} H^{5/3}. \quad (1.47)$$

Finalement on obtient une expression pour ζ à l'état stationnaire qui prend en compte une correction de la masse volumique liée à la source en plus des paramètres géométriques du local et l'entraînement :

$$\frac{\tilde{A}}{H^2} = \kappa \left(\frac{\zeta_{ss}^5}{1-\zeta_{ss}} \right)^{1/2}. \quad (1.48)$$

Rooney et Linden (1997) proposent la même expression de la hauteur de l'interface mais avec une différence dans leur démarche pour l'obtention de la surface “effective” \tilde{A} . Rooney et Linden (1997) définissent \tilde{A} à partir de la vitesse en partie basse u_B en fonction de u_T obtenue depuis l'équation de la conservation de la masse de (1.40), pour la substituer dans la relation de u_B et u_T de (1.5). Cette expression dans le cas Boussinesq où $\rho/\rho_0 \rightarrow 1$ devient l'expression (1.21) avec A^* au lieu de \tilde{A} .

Egalement si on remplace ce rapport ρ/ρ_0 par $1/(\eta+1)$ l'expression de \tilde{A} en régime établi s'écrit :

$$\tilde{A} = \frac{\sqrt{2} c_T a_T c_B a_B}{[c_T^2 a_T^2 / (\eta_{ss} + 1) + c_B^2 a_B^2]^{1/2}}. \quad (1.49)$$

Si on remplace dans l'équation (1.49) le paramètre $\eta_{ss} = \Theta/\zeta_{ss}^{5/3}$, obtenu à partir de la solution similaire de η_p évaluée à l'interface de (1.37) et de la définition de Θ de (1.23), l'expression de \tilde{A} permettant de résoudre numériquement l'équation (1.48) en fonction de ζ devient :

$$\tilde{A} = \frac{\sqrt{2} c_T a_T c_B a_B}{[c_T^2 a_T^2 / (\Theta/\zeta_{ss}^{5/3} + 1) + c_B^2 a_B^2]^{1/2}}. \quad (1.50)$$

Finalement le débit volumique à l'exutoire peut être déterminé en divisant par ρ l'expression du débit massique du panache de (1.39) évaluée au niveau de l'interface en fonction de ζ :

$$Q_T = \pi \frac{36\alpha^2}{25} \left(\frac{\rho}{\rho_0} \right) A^{1/3} B^{1/3} \zeta_{ss}^{5/3} H^{5/3}, \quad (1.51)$$

ou à partir du débit massique à l'exutoire de l'expression (1.43) :

$$Q_T = \frac{\sqrt{2} c_T a_T c_B a_B}{\left[\left(\frac{\rho}{\rho_0} \right) c_T^2 a_T^2 + c_B^2 a_B^2 \right]^{1/2}} \left(\frac{\Delta\rho}{\rho} gh \right)^{1/2}. \quad (1.52)$$

L'expression du débit de (1.52) est similaire à celle de (1.10) sauf que la différence de masse volumique $\Delta\rho$ du paramètre η dans la racine carrée est divisée par ρ au lieu de ρ_0 . Cette nouvelle expression inclue le rapport ρ/ρ_0 dans le terme d'une surface "effective" liée à la puissance de la source laquelle est considérée négligeable dans l'approximation de Boussinesq.

Cette dernière expression du débit peut s'écrire finalement d'une façon plus compacte :

$$Q_T = \tilde{A} \left(\frac{\Delta\rho}{\rho} gh \right)^{1/2}. \quad (1.53)$$

Sur la figure 1.8 on présente une comparaison entre le cas non-Boussinesq et le cas Boussinesq sur les paramètres ζ et η . On remarque dans cet exemple que la différence se présente quand le rapport de a_B/a_T est entre 0 et 1 que varie entre 20 et 5%. Dans le cas non-Boussinesq la couche de fumées est moins épaisse et moins chaude que dans l'approximation Boussinesq pour cette gamme de a_B/a_T . Pour des grandes ouvertures en partie basse la différence de ces deux paramètres n'est pas importante.

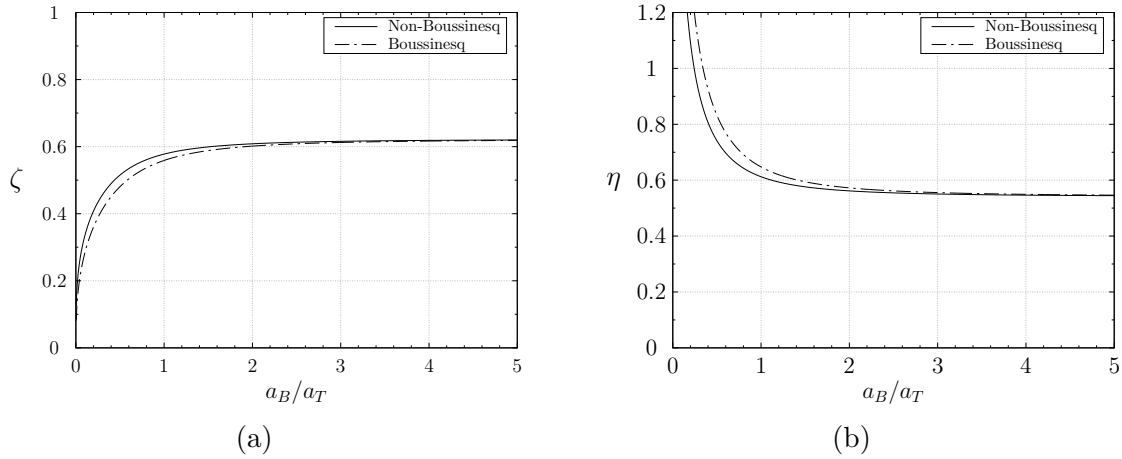


FIGURE 1.8 – Comparaison des effets Boussinesq sur l'évolution du paramètre ζ (a) et du paramètre η (b) en fonction du rapport de sections d'ouverture a_B/a_T pour une section d'exutoire de 50x50 cm et une puissance convective de 100 kW ($\Theta = 0.25$).

Ainsi à partir de l'équation (1.53) du débit volumique Q_T pour une hauteur de couche de fumées $h = H(1 - \zeta)$ et avec $\eta = \Delta\rho/\rho$, la vitesse adimensionnelle $\omega = u_T/(gH)^{1/2}$ s'écrit :

$$\omega = \frac{\tilde{A}}{a_T} \sqrt{\eta(1 - \zeta)}. \quad (1.54)$$

La vitesse adimensionnelle est présentée sur la figure 1.9a et comparée avec celle obtenue sous l'approximation Boussinesq. On remarque une différence importante entre les deux approches sur la vitesse et le débit volumique à l'exutoire, qu'on illustre dans la figure 1.9b. La différence est le rapport ρ/ρ_0 incluse dans l'expression en non-Boussinesq établi des solutions similaires du panache. Ce rapport surestime le débit volumique sous l'approximation de Boussinesq et dans cet exemple, l'écart est supérieur au 50% pour grandes ouvertures en partie basse et plus de 100% quand le rapport $a_B/a_T \leq 0.50$. Si on se situe dans le cas d'un feu de compartiment par exemple, les températures des fumées peuvent atteindre plus de 300 °C. Le rapport de masse volumique est alors $\rho/\rho_0 \leq 0.5$

et on constate que le modèle en Boussinesq n'est plus valable pour estimer les débits de désenfumage dans ce type de scénario.

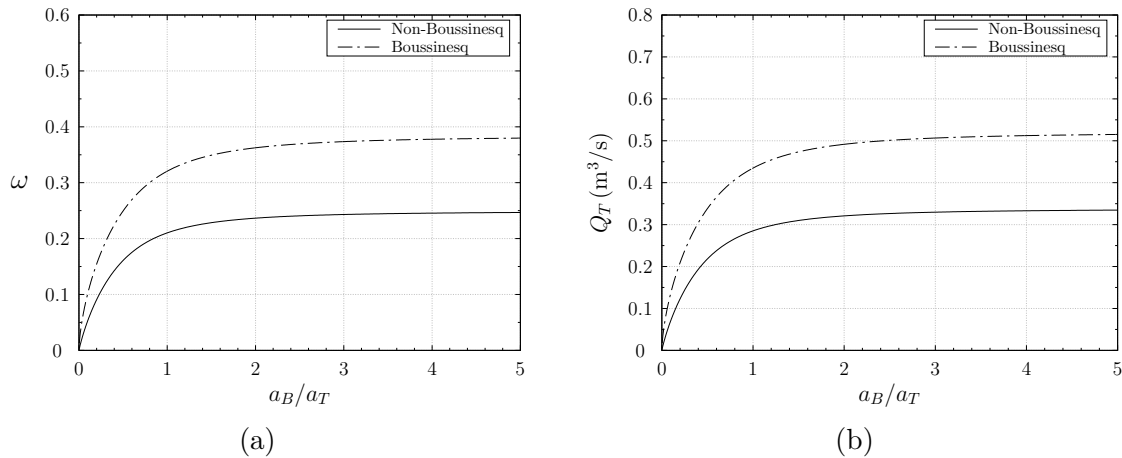


FIGURE 1.9 – Comparaison des effets Boussinesq sur l'évolution de la vitesse adimensionnelle en (a) et du débit volumique Q_T à l'exutoire en (b), en fonction du rapport de sections d'ouverture a_B/a_T pour une section d'exutoire de 50x50 cm et une puissance convective de 100 kW ($\Theta = 0.25$).

D'autre part, Rooney et Linden (1996) comparent leur modèle en non-Boussinesq avec des grandes ouvertures en partie basse aux résultats expérimentaux de Thomas *et al.* (1963). Les auteurs explorent différentes les valeurs du coefficient d'entraînement du panache dans la gamme $\alpha \in [0.11, 0.15]$ et le coefficient de perte de charge au niveau de l'exutoire, pour avoir le meilleur accord de son modèle avec les expériences ($\alpha = 0.13$ et $c_T = 0.40$). Rooney et Linden (1996) ont remarqué que l'utilisation de l'approximation de Boussinesq reste raisonnable dans la modélisation de la ventilation naturelle des “petits feux”. Le terme “petit feu” fait référence à la géométrie du panache produit par le feu et pas à sa puissance introduite par Thomas *et al.* (1963). Le concept de “grand feu” et “petit feu” s'établi par rapport au ratio entre la surface du feu A_f et la hauteur h_p du panache avant qu'il ne plonge dans la couche de fumées. Le “petit feu” s'applique quand $A_f/h_p < 0.5$ et le “grand feu” si $A_f/h_p > 0.5$.

1.1.3 Extensions du modèle de remplissage-vidange

Le problème de remplissage et de vidange d'un local a été étendu prenant en compte différents effets qui n'ont pas été considérés dans le modèle proposé par Linden *et al.* (1990) pour prédire l'écoulement et la stratification. Les principaux effets sont la prise en compte des transferts thermiques aux parois, l'influence du vent et le type de source.

Partridge et Linden (2013) ainsi que Lane-Serff et Sandbach (2012) ont étudié à l'état stationnaire, l'impact des échanges thermiques aux parois dans un local isotherme. Dans les deux études, les pertes thermiques aux parois sont considérées comme une perte de flotabilité au niveau de la couche supérieure. Même si Partridge et Linden (2013) considèrent les échanges par convection et conduction, et Lane-Serff et Sandbach (2012) incluent en plus le transfert radiatif, les deux études arrivent à des conclusions similaires. Les pertes aux parois ont relativement peu d'impact sur l'altitude de l'interface qui sépare les deux couches, mais réduisent considérablement la température de la couche supérieure dans un modèle bi-couche. Faure et Le Roux (2012) étudient le problème durant sa phase

transitoire en s'appuyant sur les résultats de Kaye et Hunt (2004). Faure et Le Roux (2012) développent un modèle mathématique qui prend en compte la totalité des transferts thermiques entre l'enceinte et l'extérieur. Leurs résultats montrent que les échanges thermiques entre la couche supérieure, l'enceinte et l'extérieur ont un impact important sur la phase transitoire et le temps nécessaire pour atteindre le régime stationnaire.

Hunt et Linden (1999) analysent théoriquement et expérimentalement la ventilation naturelle dans le cas où les effets de flottabilité se combinent avec le vent pour ventiler l'espace en phase transitoire. Leurs résultats montrent que le débit est gouverné par les deux effets suivant une relation non linéaire des deux vitesses, qu'ils ont appelé en anglais la *natural ventilation triangle*. Hunt et Linden (2001) étudient le régime stationnaire de la ventilation d'un local quand les effets de flottabilité d'une source ponctuelle sont assistés par un vent qui a le même sens que l'écoulement induit par la source. Pour différentes vitesses du vent, le modèle de ventilation par déplacement proposé par Hunt et Linden (2001) avec deux couches persiste au-dessus d'une force de vent critique. La hauteur de l'interface est déterminée par l'entraînement, le paramètre géométrique A^*/H^2 et un nombre de Froude reliant les vitesses produites par le vent et due à la flottabilité. Hunt et Linden (2005) étudient le cas quand le vent s'oppose à l'écoulement induit par la source de flottabilité et ont démontré les valeurs d'un nombre de Froude à partir desquels la ventilation par déplacement se brise en ventilation par mélange avec tout l'intérieur contaminé par le fluide flottant en fonction de la vitesse du vent. Coomaraswamy et Caulfield (2011) proposent deux modèles théoriques en transitoire pour la configuration de l'écoulement du vent en opposition au sens du flux de flottabilité. Ils identifient trois régimes d'écoulement qu'ils confirment par des expériences en laboratoire réalisées dans des réservoirs d'eau douce avec des solutions de saumure. Les auteurs établissent une méthode générale pour déterminer l'état final atteint en fonction du régime initial.

Mott et Woods (2012) étudient théoriquement et expérimentalement l'effet du vent sur la ventilation par déplacement d'un local fermé type atrium connecté à un autre local plus chaud par des ouvertures latérales en partie basse et haute. Le local principal subit des entrées d'air par le plafond comme des rafales de vent périodiques. Leurs expériences montrent que la hauteur de l'interface dépend du flux de flottabilité moyen associé aux rafales de vent, le temps entre les sources thermiques (*buoyant thermals* en anglais) ainsi que les propriétés géométriques des ouvrants.

Kaye et Hunt (2004) examinent la phase transitoire du problème de remplissage-vidange avec une source continue de flottabilité et identifient deux échelles caractéristiques ayant la dimension d'un temps. Chaque échelle est proportionnelle soit au temps nécessaire pour remplir un local fermé ou pour vider le fluide léger. À partir de ces temps caractéristiques, T_f pour le remplissage et T_d pour la vidange, Kaye et Hunt (2004) construisent le paramètre d'étude $\mu = T_d/T_f$. Ces temps caractéristiques dépendent de la hauteur et de la surface du local, de la surface "effective" des ouvrants et des sources de flottabilité. Pour les grandes valeurs de μ , le temps de vidange est supérieur au temps de remplissage et le local sera rempli avant que le flux de drainage puisse équilibrer le flux de remplissage, ce qui conduira au développement d'une couche de fumées plus épaisse. Pour des grandes valeurs de μ , il est possible que la couche de fumées atteigne sa hauteur stationnaire avant l'établissement d'un équilibre entre le remplissage et la vidange et l'interface peut alors dépasser cette valeur stationnaire. Cet effet appelé "overshoot" est aussi contrôlé par ce paramètre μ . Kaye et Hunt (2004) ont montré qu'à partir d'une valeur critique $\mu > \mu_c$ la couche supérieure descend en dessous de la valeur stationnaire durant la phase transitoire. D'un autre côté, pour les petites valeurs de μ , le temps de drainage est plus court résultant

tant en une couche plus mince et l'effet d' "overshoot" serait plus atténué, voire même inexistant.

L'effet de la source sur l'écoulement dans le problème de remplissage-vidange est abordé en faisant varier la quantité et distribution des sources, leur position et leur puissance au cours du temps.

L'effet avec deux sources est examiné par P. Cooper et Linden (1996) qui proposent un modèle théorique qui prédit la hauteur et la masse volumique des trois couches produites par deux sources de flottabilité de même signe. Les hauteurs des interfaces dépendent de la surface "effective" des ouvrants, la hauteur du local et le rapport des débits de flottabilités entre les deux sources. Le cas de deux sources avec puissances différentes est étudié par Shrinivas et Hunt (2014) en transitoire suivant les travaux de P. Cooper et Linden (1996) produisant deux panaches turbulents sans interaction. Le modèle proposé par Shrinivas et Hunt (2014) décrit l'évolution temporelle de la stratification en trois couches et l'influence de la flottabilité de la couche intermédiaire sur la stratification du local. P. Cooper et Hunt (2010) analysent théoriquement et expérimentalement la stratification d'un local fermé et ventilé avec une source distribuée verticalement. Ce dernier cas présente une stratification plus complexe avec des intrusions horizontales dans la couche par le détachement du panache quand sa flottabilité était inférieure à celle de la couche à une hauteur donnée.

Partridge et Linden (2017) examinent l'écoulement et la stratification d'une enceinte avec à la fois une source ponctuelle et une source distribuée dans le sol afin d'étendre les travaux de Chenvidyakarn et Woods (2008) en thermique de l'habitat avec un écoulement d'air froid entrant par le sous sol. Partridge et Linden (2017) proposent un modèle qui prédit la stratification en fonction du paramètre $\gamma = \frac{B_D}{B_P}$, défini comme le rapport entre les deux types des sources : distribuée (B_D) et ponctuelle (B_P).

Bower *et al.* (2008) examinent et développent un modèle mathématique décrivant la phase transitoire du remplissage et de vidange d'une enceinte lors d'un changement brutal du flux de flottabilité à la source. Si le flux de flottabilité est augmenté ou diminué, ils observent deux types de comportement du remplissage de la couche existante une fois le régime stationnaire établi. Avec ces résultats ils confirment les observations de Linden *et al.* (1990) que prédissent que la hauteur de l'interface est indépendante de la source dans la phase stationnaire.

Kaye et Hunt (2010) développent un modèle qui prend en compte le comportement du panache avec une source surfacique au lieu d'une source ponctuelle utilisée dans plusieurs modèles. Leur modèle permet de décrire les conditions de passage d'un régime de ventilation par déplacement à un régime de ventilation par mélange en fonction de la taille de la source rapportée aux ouvrants et à la hauteur du local. Le principal résultat est qu'une ventilation par déplacement ne peut être maintenue que dans des locaux avec des ouvrants assez grands dont la hauteur et la surface sont suffisamment larges comparés à la taille de la source. Kaye et Hunt (2010) remarquent que la stratification thermique est difficilement maintenue dans des locaux de faible hauteur, typique dans les bureaux et pièces d'habitation, et qu'une ventilation par déplacement est réaliste dans des volumes de grande hauteur comme les atriums ou salles de spectacle par exemple.

Le modèle de remplissage-vidange ainsi que ses extensions ont été analysées dans cette section pour identifier ses limitations et sa validité vis-à-vis des objectifs de cette étude. Ce modèle ne prend pas en compte l'écoulement bidirectionnel généré par la réduction de la surface de l'entrée d'air a_B en partie basse et il est toujours monodirectionnel sortant. Dans la section suivante on va traiter la configuration quand la section en partie basse est nulle où d'autres modèles existent pour prédire l'écoulement d'échange à la trémie.

1.2 Écoulement à travers une ouverture horizontale en confinement total

Le modèle de remplissage-vidange proposé par Linden *et al.* (1990) prédit un débit volumique $Q_T \rightarrow 0$ quand $a_B \rightarrow 0$. Cependant, un débit volumique non nul existe lorsque l'ouverture inférieure est complètement fermée ($a_B = 0$). Cette situation en convection naturelle sous l'action d'un gradient thermique dans le compartiment, produit un échange bidirectionnel au niveau de l'évent ou trémie avec l'ambiance.

La figure 1.10 montre la configuration à étudier et les paramètres gouvernant l'écoulement d'échange en convection naturelle : le rapport géométrique (L/D) de l'épaisseur ou hauteur L de l'ouverture par sa longueur caractéristique D , et la différence de masse volumique $\Delta\rho$ de part et d'autre de l'orifice. Au sein de la trémie, il y a une coexistence d'un débit volumique montant (Q^+) et d'un débit volumique descendant (Q^-).

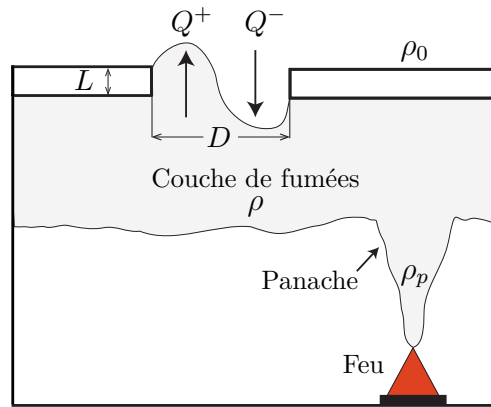


FIGURE 1.10 – Écoulement bidirectionnel à travers une ouverture horizontale.

Dans cette section on va présenter les principaux travaux expérimentaux et numériques traitant ce sujet quand l'enceinte possède une unique ouverture et localisée au plafond.

1.2.1 Études expérimentales

Un des premiers travaux expérimentaux traitant ces écoulements à travers une ouverture horizontale reliant deux compartiments a été réalisé par Brown (1962). L'auteur fait une campagne d'essais utilisant l'air comme fluide de travail. Il montre que le débit du fluide échangé augmente si l'on augmente le rapport géométrique L/D , comprises entre les valeurs de $0.0825 < L/D < 0.66$ pour des nombres de Grashof, Gr , entre $3 \cdot 10^4$ à $4 \cdot 10^7$. Le nombre de Grashof représente un rapport entre les forces de flottabilité et de viscosité.

À partir de ses mesures et analyses, Brown (1962) propose une corrélation pour le flux bidirectionnel comme un phénomène de transfert thermique. Il exprime ses résultats en termes de nombre de Nusselt Nu (qui caractérise les transferts thermiques entre un fluide et une paroi), en fonction du nombre de Grashof Gr , le rapport géométrique L/D et le nombre de Prandtl Pr . Ce dernier nombre adimensionnel représente le rapport entre la diffusivité de la quantité de mouvement (viscosité cinématique) et celle de la chaleur (diffusivité thermique).

$$Nu = 0.0546 \cdot Gr^{0.55} \cdot Pr \cdot \left(\frac{D}{L}\right)^{1/3} \quad (1.55)$$

Mercer et Thompson (1975) utilisent une solution saline et de l'eau douce comme fluides de travail dans leurs études entre deux locaux superposés connectés avec des conduites inclinées. Ils observent que le débit d'échange entre deux locaux diminue avec l'augmentation du rapport L/D sur une plage $3.5 < L/D < 18$, pour les configurations mettant en œuvre un tuyau vertical. Les résultats de Mercer et Thompson (1975) sont en désaccord avec ceux de Brown (1962), qui conclue sur une augmentation du débit d'échange avec le rapport L/D , mais dans une autre gamme de L/D . Les conclusions de Brown (1962) et de Mercer et Thompson (1975) suggèrent alors qu'il existe un débit d'échange maximum pour une certaine valeur de L/D dans l'intervalle $0.66 \leq L/D \leq 3.5$.

Epstein (1988) réalise une étude expérimentale sur un dispositif utilisant de l'eau douce et l'eau salée comme fluides de travail pour compléter les travaux de Brown (1962) et de Mercer et Thompson (1975). Son dispositif est un réservoir rectangulaire de plexiglas scindé en deux par une plaque. Il utilise différents diamètres et longueurs d'orifice pour couvrir un intervalle de $0.015 < L/D < 10$ et une plage de $0.025 < \Delta\rho/\bar{\rho} < 0.17$ en variant la salinité de l'eau.

La mesure de débit est basée sur la variation de la masse volumique dans le compartiment supérieur et obtenue à partir de l'équation (1.56). Ainsi Epstein (1988) effectue ses mesures en rebouchant la trémie et en brassant de l'eau de façon à obtenir un fluide homogène dans le compartiment supérieur.

$$Q(t) = \frac{-V_1(d\rho_1/dt)}{(\rho_1 - \rho_{2,0}) - \frac{V_1}{V_2}(\rho_{1,0} - \rho_1)}, \quad (1.56)$$

où l'indice 1 correspond au réservoir supérieur, l'indice 2 au réservoir inférieur et l'indice 0 au temps initial $t = 0$ s, et V est le volume des réservoirs.

Cette mesure de débit engendre une erreur liée à l'écart de masse volumique entre les deux fluides car l'hypothèse de réacteur parfait n'est pas valable dans le compartiment inférieur qui n'est pas homogénéisé pendant les essais.

À partir de ses essais, Epstein (1988) identifie et classe quatre régimes d'échange entre les deux compartiments en fonction du rapport L/D , présentés dans le tableau 1.1 :

TABLEAU 1.1 – Régimes d'écoulements d'Epstein en fonction du rapport L/D

Régime	Caractéristiques de l'écoulement	Rapport L/D
I	Échange oscillatoire	$L/D \leq 0.15$
II	Échange bidirectionnel type Bernoulli	$0.15 \leq L/D \leq 0.4$
III	Échange bidirectionnel type Bernoulli et diffusion turbulente combinés	$0.4 \leq L/D \leq 3.25$
IV	Diffusion turbulente	$L/D > 3.25$

Epstein (1988) propose alors d'exprimer le débit volumique d'échange de façon adimensionnelle par la relation suivante :

$$Fr = \frac{Q}{(D^5 g \frac{\Delta\rho}{\bar{\rho}})^{1/2}} = \frac{0.055 [1 + 400(L/D)^3]^{1/6}}{[1 + 0.00527(1 + 400(L/D)^3)^{1/2}((L/D)^6 + 117(L/D)^2)^{3/4}]^{1/3}} \quad (1.57)$$

où Fr est le nombre de Froude réduit exprimé en fonction du débit.

La figure 1.11 présente les résultats expérimentaux obtenus par Epstein (1988), ainsi que la corrélation empirique 1.57 et les différents régimes d'écoulement pour $a_B = 0$.

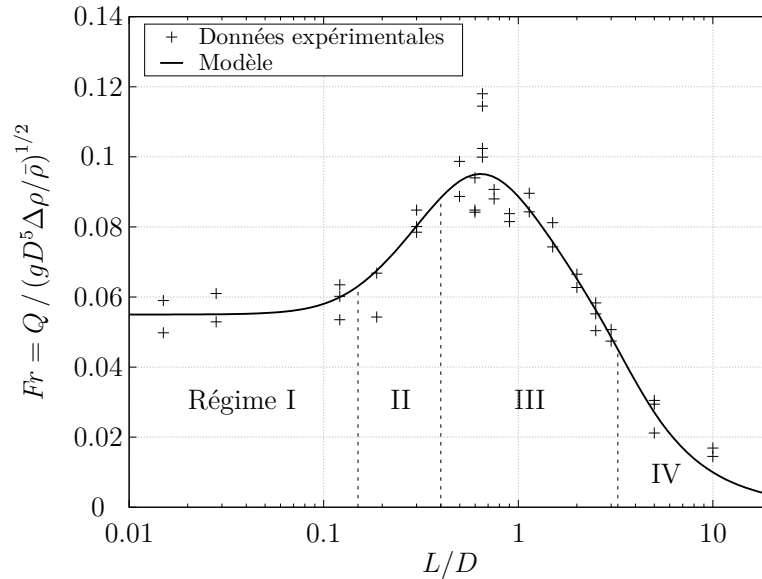


FIGURE 1.11 – Évolution du nombre de Froude en fonction de L/D (Epstein 1988).

Tan et Jaluria (1992) étudient l'écoulement à travers une ouverture horizontale pour compléter les travaux de Epstein (1988). Ils s'intéressent aux régimes monodirectionnel et bidirectionnel et particulièrement à la condition de transition entre ces deux régimes. Les auteurs utilisent de l'eau douce et de l'eau salée en variant la salinité afin de simuler les différences de masses volumiques. Les différentes valeurs du rapport L/D comprises entre 0.05 et 6.01, sont obtenues en utilisant deux types d'ouvertures : un orifice de diamètre variable et un tube de hauteur variable. Ils explorent une gamme de $0.072 < L/D < 4$ et une plage de $0.029 < \Delta\rho/\bar{\rho} < 0.104$. Tan et Jaluria (1992) observent que leurs essais confirment la relation établie par Epstein (1988), sauf pour les cas de diamètres petits comme $D = 0.0127$ m avec les épaisseurs L utilisées.

Conover *et al.* (1995) utilisent également eau salée/eau douce comme fluides de travail pour leur dispositif expérimental. Ils étudient les échanges oscillatoires à travers une ouverture horizontale pour trois rapports L/D : 0.008, 0.0376 et 0.106. Leur maquette est un volume segmenté en deux compartiments et constituée à l'extérieur par deux plaques opposées en verre et le reste en acrylique. Conover *et al.* (1995) étudient le débit d'échange transitoire et oscillatoire par mesures de masse volumique du fluide contenu dans la compartiment supérieur, par visualisation de l'écoulement et par mesures de vitesse avec la technique de Vélocimétrie Laser Doppler (*LDV* par ses sigles en anglais). Pour les deux valeurs plus élevées de L/D , une seule fréquence de pulsation dominante est identifiée et une seconde fréquence plus faible existe pour les plus petits L/D qui semble être liée à l'évolution radiale des ondes de première fréquence.

Li (2007) examine les écoulements à travers une ouverture horizontale avec une trémie ouverte à la pression atmosphérique en s'appuyant sur des expériences thermiques à grande échelle. Son dispositif expérimental consiste en deux pièces : une pièce ventilée mécaniquement à l'intérieur de laquelle se situe l'autre pièce avec la source. Li (2007) étudie dans un premier temps l'écoulement à travers une trémie sur une gamme $0.027 \leq L/D \leq 4.455$, puis la combinaison d'une trémie et un orifice vertical. Il compare ses mesures avec celles

de Epstein (1988) et propose trois corrélations permettant d'exprimer le nombre de Froude par rapport à L/D (voir tableau 1.2) avec un maximum pour $L/D = 0.55$.

TABLEAU 1.2 – Proposition de Li (2007)

Nombre de Froude	Rapport L/D
$Fr = 0.05$	$L/D < 0.115$
$Fr = 0.147 \cdot (L/D)^{1/2}$	$0.115 \leq (L/D) \leq 0.55$
$Fr = 0.077 \cdot (L/D)^{-1/2}$	$0.55 < (L/D) < 4.455$

Varrall *et al.* (2016) étudient l'écoulement bidirectionnel à travers une trémie circulaire sur un dispositif dans lequel la différence de masse volumique est générée par une résistance électrique qui chauffe l'ambiance du compartiment inférieur. Cette source permet de générer un écart de température d'environ 50°C entre les deux cotés de l'orifice. Le local inférieur présentant quant à lui une stratification linéaire de température de $30^\circ\text{C}/\text{m}$. Ils utilisent la technique optique non intrusive Stéréo-PIV (*Stereo Particle Image Velocimetry* en anglais) pour déterminer les champs de vitesse et les sections de passage de l'écoulement en régime établi pour différents diamètres de trémie. Leur étude des champs moyens montre une organisation géométrique de l'écoulement bidirectionnelle malgré sa dynamique instationnaire. Varrall *et al.* (2016) déterminent deux valeurs de L/D ($L/D \approx 0.16$ et $L/D \approx 0.41$) où les rapports d'occupation des fluides montant et descendant s'inversent. Ces valeurs les identifient comme les zones de changement de régime de l'écoulement déjà observées par Epstein (1988).

La figure 1.12 réunit l'ensemble des points expérimentaux et deux modèles corrélatifs traitant de l'écoulement bidirectionnel à travers une trémie quand $a_B = 0$. Ces résultats sont présentés sous la forme de l'évolution du débit volumique d'échange adimensionné en fonction du rapport L/D .

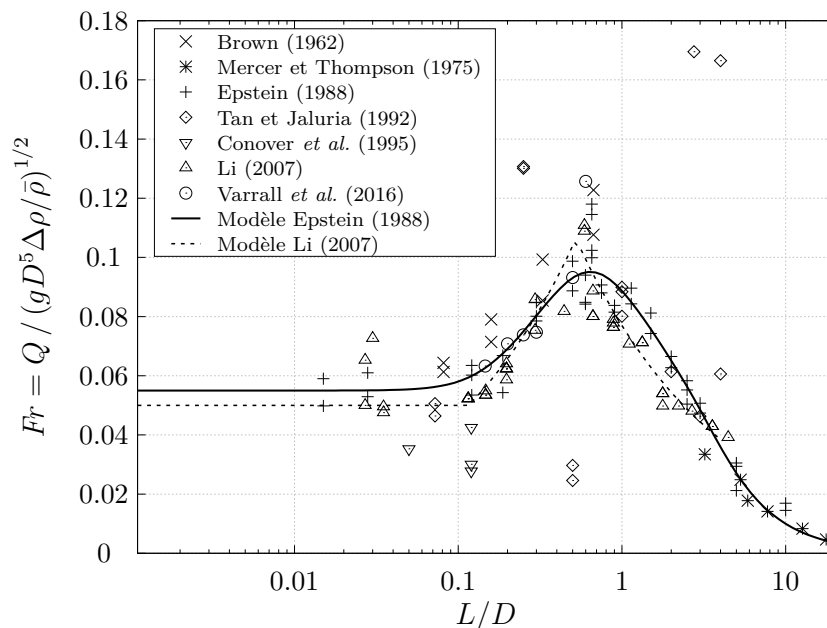


FIGURE 1.12 – Influence du rapport L/D sur le nombre de Froude - Comparaison entre différentes expériences disponibles dans la littérature pour $a_B = 0$.

On constate sur la figure 1.12 un bon accord entre les différentes sources bibliographiques sur les zones de $0.1 \leq L/D \leq 0.4$ et quand $L/D \geq 0.8$. Il existe une forte dispersion autour du maximum de $L/D = 0.6$.

1.2.2 Études numériques

Spall et Anderson (1999) étudient l'écoulement d'échange pour des faibles valeurs de dans les limites de $L/D \rightarrow 0$, défini comme le régime oscillatoire par Epstein (1988). Ils utilisent le code commercial CFD-ACE pour résoudre numériquement les équations de Navier-Stokes et de l'énergie. Leur géométrie est une maquette cylindrique de 0.146 m de rayon et 0.5906 m de hauteur divisée en deux volumes égaux séparés par une fine paroi percée en son centre d'un trou de 0.0508 m de diamètre. Les parois sont adiabatiques et de l'eau à différentes température est utilisée pour générer l'écoulement. Ils étudient l'écoulement pour les paramètres adimensionnels suivants : $\frac{\Delta\rho}{\rho} = 0.9$, $Re = 3558$ et $Gr = 1.27 \cdot 10^7$, où Re est le nombre de Reynolds qui représente le rapport des forces d'inertie sur les forces visqueuses et caractérise la nature du régime laminaire ou turbulent d'un écoulement ($Re = UL/\nu$, avec U la vitesse caractéristique, L la dimension caractéristique et ν la viscosité cinématique du fluide).

Les résultats de Spall et Anderson (1999) indiquent la présence de deux fréquences de pulsation dominantes et un bon accord entre le coefficient de débit trouvée et la valeur théorique exprimée par Epstein (1988), mais un écart avec les valeurs expérimentales de Epstein (1988) et Conover *et al.* (1995).

Harrison et Spall (2003) étudient les effets du rapport L/D sur les débits d'échanges oscillatoires à la trémie dans l'intervalle $0.0376 \leq L/D \leq 1.0$ pour compléter les travaux de Spall et Anderson (1999). Harrison et Spall (2003) utilisent une géométrie similaire à celle de Spall et Anderson (1999) et modifient le rapport L/D en variant la hauteur L de la trémie et la hauteur totale afin d'avoir toujours deux compartiments de même volume. La résolution numérique des équations de Navier-Stokes et de l'énergie est réalisée par le code CFD-ACE. Les valeurs du rapport de $L/D = 0.0376, 0.15, 0.3, 0.6$ et 1 , sont simulées avec la même différence de température que Spall et Anderson (1999) pour les paramètres adimensionnels suivants : $\frac{\Delta\rho}{\rho} = 0.9$, $Re = 4560$, $Gr = 2.1 \cdot 10^7$ et $Ra = 5.2 \cdot 10^6$, où Ra est le nombre de Rayleigh qui représente l'intensité des forces de flottabilité par rapport à la diffusion de chaleur et de quantité de mouvement. Le nombre de Rayleigh est défini comme le produit du nombre de Grashof et le nombre de Prandtl ($Ra = Gr \cdot Pr$).

Les résultats de Harrison et Spall (2003) indiquent que le débit d'échange augmente dans l'intervalle $0.0376 \leq L/D < 0.3$ et diminue dans l'intervalle $0.3 < L/D \leq 1.0$, avec un maximum en $L/D = 0.3$. Ils remarquent également que le débit d'échange connaît un maximum pour une valeur de $L/D = 0.3$, ce qui contraste avec les résultats de Epstein (1988) qui observe ce maximum pour un $L/D \approx 0.5$. Les auteurs réalisent une étude spectrale en utilisant les vitesses axiales. Ils estiment des fréquences dominantes inférieures à 0.58 Hz pour les diamètres étudiés. Pour les cas où $L/D \geq 0.3$, l'analyse spectrale révèle que la fréquence dominante est d'environ 0.4 Hz. Enfin, les fréquences de pulsation obtenues étaient cohérentes avec celles trouvées par Conover *et al.* (1995) et Spall et Anderson (1999) pour $L/D \leq 0.3$.

Sleiti (2008) réalise également une étude numérique avec FLUENT sur l'influence du rapport L/D sur les régimes d'écoulement laminaires à travers une trémie pour un nombre de Rayleigh $Ra = 10^4$. Son modèle est un volume vertical rectangulaire divisé en deux compartiments égaux. Il utilise de l'air comme fluide de travail et trois valeurs du rapport

géométrique : $L/D = 0.5, 1.0$ et 2.0 . Les résultats montrent que selon les types d'écoulement et les modes de transfert thermique à travers la trémie, trois régimes d'écoulement peuvent être observés pour le rapport de $L/D = 1.0$ sur une large gamme de Ra (régime de conduction, régime à contre-courant et régime oscillatoire). Ces trois régimes n'apparaissent pas pour le rapport de $L/D = 2.0$, où seul le régime de conduction est observé (les forces visqueuses étant plus importantes que la flottabilité et sans échange convectif).

Sleiti (2008) conclue qu'en diminuant le rapport de L/D de 1.0 à 0.5 on augmente l'échange entre les deux compartiments ainsi que la fréquence des oscillations. En augmentant l'épaisseur de la trémie (pour passer du rapport L/D de 1.0 à 2.0), l'échange entre les deux enceintes diminue et un régime d'écoulement de conduction à basse fréquence apparaît.

Mishra *et al.* (2008) étudient la dynamique transitoire de l'écoulement, ainsi que les processus de mélange associés. Ils utilisent une géométrie axisymétrique, adiabatique et fermée, et résolvent les équations du mouvement dans le cadre de l'approximation de Boussinesq. En couvrant la gamme $500 \leq Ra \leq 10^4$ avec une valeur fixe $Pr = 0.71$ pour l'air comme fluide de travail, ils identifient trois régimes d'écoulements : régime de conduction ($500 \leq Ra \leq 1500$), régime à contre-courant convectif ($2000 \leq Ra \leq 5000$) et régime oscillatoire ($6500 \leq Ra \leq 10^4$). Ils observent que le régime de contre-courant donne le plus haut taux de mélange et que pour les valeurs de $Ra \leq 5000$, une augmentation du nombre de Rayleigh entraîne une augmentation du taux global de mélange.

Becerra Barrios *et al.* (2018) réalisent une étude avec le logiciel de calcul libre CALIF3S-ISIS développé par l'IRSN. La configuration des simulations LES effectuées est celle de l'étude de Varrall *et al.* (2016). Le débit bidirectionnel est correctement estimé par rapport à l'expérience, cependant une divergence a été observée avec le modèle proposé par Epstein (1988). Le désaccord entre les résultats de la simulation et les expériences est attribué principalement à des différences de la stratification verticale de la température dans le local inférieur. En étudiant l'organisation des fluides au sein de la trémie, ils observent que celle-ci varie en fonction de la hauteur et abouti à une schéma d'occupation de la trémie par les fluides opposés de part et d'autre de l'orifice.

1.3 Transition de régime entre un écoulement monodirectionnel et bidirectionnel

Dans les sections précédentes on a abordé deux configurations pour lesquelles les modèles existants permettent d'estimer le débit à la trémie. Ces configurations sont pour les valeurs de $a_B/a_T \gg 1$ et $a_B/a_T = 0$. Dans cette section on va traiter les études disponibles dans la littérature dans la gamme $0 < a_B/a_T < 1$, où la transition de régime d'écoulement peut apparaître.

Hunt et Coffey (2010) étudient expérimentalement et théoriquement différents régimes d'écoulements lors de la vidange d'un local connecté à un environnement extérieur homogène et au repos. L'objectif consiste à examiner les écoulements transitoires au niveau des ouvrants, lorsque le local est initialement stratifié en deux couches homogènes (une couche lourde en dessous de celle plus légère du fluide ambiant). Les expériences sont réalisées avec des solutions de saumure et de l'eau douce dans une maquette de hauteur H . La géométrie de l'enceinte est caractérisée par le ratio $R = a_T/a_B$, où a_T et a_B sont respectivement les surfaces des ouvrants en partie haute et basse de l'enceinte.

Hunt et Coffey (2010) montrent l'existence de quatre régimes d'écoulement et les

classent suivant deux critères : la direction de l'écoulement lors de l'évacuation au niveau de l'ouverture basse, et la propension de l'écoulement entrant à perturber la stratification. Les régimes d'écoulement proposés par Hunt et Coffey (2010) sont : ventilation par déplacement classique, ventilation par déplacement avec mélange au niveau de l'interface, écoulement bidirectionnel au niveau de l'exutoire avec stratification des fluides dans le local et mélange au niveau de l'interface, et enfin, écoulement bidirectionnel au niveau de l'exutoire avec stratification des fluides dans le local et mélange au niveau de l'interface.

L'apparition de l'un de ces régimes dépend du rapport $\zeta_0 = h_0/H$ de la hauteur initiale de l'interface de fluide lourd h_0 sur la hauteur H , du ratio des ouvertures R et d'une longueur caractéristique $\lambda_T = \sqrt{a_T}/h_0$.

Dans leurs expériences, la transition du régime est observée quand le rapport $R \leq 1/4$ et est associée à un nombre de Froude de l'écoulement. Ce nombre de Froude, lequel est contrôlé par l'ouverture inférieure de la maquette, est définie par l'expression :

$$Fr_B = 2^{1/2} \lambda_B^{-1/2} \left(\frac{1}{c_B^2} + \frac{1}{c_T^2 R^2} \right)^{-1/2}. \quad (1.58)$$

où $\lambda_B = \sqrt{a_B}/h_0$. Ce nombre de Froude est indépendant de la hauteur de l'interface ζ . Hunt et Coffey (2010) ont estimé la valeur de $Fr_B = 0.33$ pour la transition de régime.

Li (2007) investigate également la transition des régimes d'écoulement dans une enceinte en combinant une ouverture horizontale au niveau du plafond et une ouverture verticale en partie basse. Il réalise des expériences à grande échelle en chauffant son local de 4.1x3.2x2.7 m de hauteur avec un câble électrique de puissance totale 2 kW distribué uniformément sur le sol. Il mesure les vitesses à l'exutoire par des techniques d'anémométrie laser Doppler (*LDA* de ses sigles en anglais de *Laser Doppler Anemometer*) sur l'une des médianes de la trémie et par fil chaud, à l'aplomb de celle-ci. À partir des visualisations Li (2007) identifie trois régimes en fonction du rapport a_T/a_B confirmé par la *LDA*. Un écoulement bidirectionnel à la porte et monodirectionnel à l'exutoire quand $0.11 < a_T/a_B < 0.25$, dont un écoulement par déplacement dominant co-existe avec le mélange. Un deuxième mode avec un écoulement monodirectionnel dans les deux ouvertures est identifié si $0.33 < a_T/a_B < 4.94$. Enfin, un troisième mode avec un écoulement monodirectionnel en partie basse et bidirectionnel à l'ouvrant est classé pour $5.76 < a_T/a_B < 25$. Li (2007) définit les zones de transitions dans les intervalles $0.25 < a_T/a_B < 0.33$ et $4.94 < a_T/a_B < 5.76$. Finalement, l'auteur propose une corrélation en fonction des modes identifiés sous la forme :

$$Q = c_A c_T A_{Li}^* \sqrt{\frac{2gh\Delta T}{T_0}} \quad (1.59)$$

où c_A est une fonction linéaire du ratio des ouvertures a_T/a_B associé au régime de l'écoulement identifié, c_T est un coefficient de perte de charge, A_{Li}^* une surface effective définie $A^* = a_T a_B / (a_T^2 + a_B^2)^{1/2}$, et ΔT est la différence de température entre le local avec la source et l'ambiance T_0 . On remarque que pour le régime monodirectionnel, Li (2007) propose un facteur $c_A = 1$ qui correspond au modèle de ventilation par déplacement de Linden *et al.* (1990). Pour le cas d'un écoulement bidirectionnel à l'exutoire et monodirectionnel en partie basse, il propose la fonction $c_A = 0.04 a_T/a_B + 0.58$ dans l'intervalle $11 < a_T/a_B < 25$ ($0.04 < a_B/a_T < 0.09$).

D'autres travaux disponibles dans la littérature se sont intéressés aux conditions critiques de transition entre un écoulement bidirectionnel et monodirectionnel. Ces études

différent des précédents par l'utilisation de la ventilation mécanique. On peut citer les travaux de Epstein et Kenton (1989), dont l'objectif est d'obtenir une corrélation du débit critique pour lequel apparaît la transition, suite aux travaux de Epstein (1988). Epstein et Kenton (1989) forcent le passage d'un écoulement bidirectionnel vers monodirectionnel en injectant ou extrayant de l'eau à leur dispositif afin de caractériser un débit critique. Finalement, ils proposent une corrélation donnant l'expression du nombre de Froude critique en fonction du rapport L/D .

Heskestad et Spaulding (1991) effectuent des expériences à échelle réduite ainsi qu'à grand échelle pour déterminer le nombre de Froude critique associé au débit d'air à injecter par une ouverture horizontale, permettant de confiner les fumées d'un incendie. Leurs dispositifs sont constitués de deux locaux superposés connectés par une trémie. Dans le compartiment inférieur, un brûleur à gaz permet de générer un foyer dont la puissance contrôlée peut varier entre 8 et 165 kW. En diminuant l'injection d'air frais par le local supérieur, les auteurs déterminent le débit critique en observant l'apparition d'un reflux des fumées dans le local supérieur. Heskestad et Spaulding (1991) proposent alors une expression du nombre de Froude critique (Fr_{crit}) dépendant du nombre de Grashof. Ils constatent que ce nombre de Froude tend vers une valeur de 0.23 pour un nombre de Grashof élevé ($Gr > 2 \cdot 10^7$), indépendamment de la géométrie de la trémie. Heskestad et Spaulding (1991) observent également que le coefficient de débit c_T croît avec le nombre de Froude passant d'une valeur de 0.19 pour $Fr = 0.23$ à 0.61 pour $Fr = 1.5$.

L. Cooper (1989) propose un modèle corrélatif pour valider un algorithme implémenté dans les codes de calcul de type à zones. Sur la base des travaux précédents de Mercer et Thompson (1975) et Epstein (1988), L. Cooper (1989) propose de modéliser le débit volumique comme la somme de deux contributions. Une contribution associée au modèle dit standard, basé sur le théorème de Bernoulli (exprimant la vitesse sous la forme $v = \sqrt{\frac{2\Delta p}{\rho}}$), et l'autre associée au débit d'échange Q_{ex} quand $a_B = 0$.

L. Cooper (1989) suppose que la contribution de la composante d'échange décroît linéairement entre un maximum pour $\Delta p = 0$ ($a_B = 0$) jusqu'à disparaître lorsque l'écoulement devient monodirectionnel à partir d'une pression critique Δp_{crit} . Cette contribution s'exprime sous la forme $Q_{bidi} = Q_{ex}(1 - |\Delta p/\Delta p_{crit}|)$, où Q_{bidi} est l'écoulement bidirectionnel entre $\Delta p = 0$ et la pression critique. Il se base sur les travaux Epstein (1988) pour exprimer la valeur de cette contribution quand Δp ou a_B est nulle. Il choisit de ne pas considérer l'influence du paramètre L/D et la relation (1.57) est simplifiée par $Fr_{ex,max} = 0.055$.

L'expression de débit de L. Cooper (1989) s'écrit alors :

$$Q = 0.055 \sqrt{gD^5 \frac{\Delta \rho}{\bar{\rho}}} (1 - |\Delta p/\Delta p_{crit}|) + c_T a_T \sqrt{\frac{2|\Delta p|}{\rho}}. \quad (1.60)$$

Pour établir l'expression de la pression critique, L. Cooper (1989) s'appuie sur les travaux de Mercer et Thompson (1975). Il déduit que le nombre de Froude critique ne dépend que de la forme de l'ouverture. En se basant sur l'expression classique du débit, il exprime la pression critique de la façon suivante :

$$|\Delta p_{crit}| = \frac{C_{shape}^2 g \Delta \rho D^5}{2a_T^2}, \quad (1.61)$$

où c_{shape} est un coefficient qui permet de prendre en compte le type de géométrie de l'ouvrant, soit circulaire ($C_{shape} = 0.754$) ou rectangulaire ($C_{shape} = 0.942L/D$).

Tan et Jaluria (1992) proposent des corrélations pour le débit volumique net à la trémie à partir de ses expériences d'eau douce et d'eau salée sous différentes conditions de pression et masses volumiques. Pour des différences de pression inférieures à la valeur critique, Tan et Jaluria (1992) estiment que les effets de flottabilité sont comparables à l'effet de pression et le débit résultant est une conséquence des deux effets opposés.

Pretrrel *et al.* (2017) présentent une étude expérimentale de plusieurs scénarios d'incendie à grande échelle réalisés dans le dispositif DIVA de l'IRSN. Dans cette étude ils réalisent une comparaison entre les données expérimentales de débit aux modèles de L. Cooper (1989) et de L. Cooper (1996), basé sur trois nombres adimensionnels. Pretrrel *et al.* (2017) concluent que le modèle de L. Cooper (1989) propose une meilleure prédiction des débits malgré les écarts de plus de 30% par rapport aux données expérimentales. Selon les auteurs le modèle de L. Cooper (1996) ne modélise pas correctement les conditions critiques.

Varrall *et al.* (2017) étendent les travaux de Varrall *et al.* (2016) en ajoutant les effets de la ventilation mécanique (soufflage et extraction) dans le compartiment inférieur. Le passage d'un échange bidirectionnel vers un régime monodirectionnel à travers la trémie est identifié pour trois diamètres de trémie. La condition d'apparition de changement de régime ou purge dépend de la différence de température entre les compartiments et le débit de la ventilation mécanique imposée. Dans cette étude, les vitesses, sections de passage et débits échangés sont exprimés en fonction du débit volumique de ventilation mécanique, permettant de faire un lien avec les corrélations existantes en ventilation. Ces corrélations utilisent une différence de pression comme paramètre pour déterminer un débit échangé.

Varrall *et al.* (2019) comparent les modèles de L. Cooper (1989), L. Cooper (1996) et de Emmons (2002) (basé sur la contribution des pressions au lieu des débits), avec les données expérimentales des études de Pretrrel *et al.* (2017) et de Varrall *et al.* (2017). Varrall *et al.* (2019) proposent une amélioration dans laquelle ils proposent de modifier la décroissance de la composante d'échange Q_{ex} comme la contribution de deux débits :

$$Q_{ex} = Q_b(1 - \Pi)^{0.37} + Q_f \quad (1.62)$$

où les indices b et f font référence à une contribution issue de la flottabilité, et l'autre associée à la convection forcée, respectivement. Le facteur $\Pi = \Delta p_f / \Delta p_c$ est un rapport entre la différence de pression de la ventilation mécanique et la différence de pression critique nécessaire pour atteindre les conditions de transition ou de purge, et est estimé par Mercer et Thompson (1975).

1.4 Synthèse et analyse des connaissances

Ce chapitre expose les principales contributions à l'étude de l'écoulement à travers une trémie reliant un compartiment, contenant une source de flottabilité, à l'extérieur ou à un compartiment, qui lui est superposé. Une attention particulière est accordée à la description de cet écoulement ainsi qu'à l'estimation des débits échangés par flottabilité, où le compartiment contenant la source est ventilée mécaniquement ou naturellement par un ouvrant en partie basse.

Dans un premier temps, le problème de remplissage et de vidange simultanés d'un local ventilé naturellement est abordé afin de déterminer les principaux paramètres qui gouvernent l'écoulement dans l'enceinte et notamment le débit à l'exutoire. La plupart des études visant à estimer ce débit sont basées sur la supposition que le volume est

stratifié en deux couches, non miscibles et de masse volumique homogène. Les théories développées lors de ces études sont en majorité éprouvées sur des expériences réalisées à petite échelle dans des réservoirs d'eau douce et solutions de saumure. Dans ces expériences les écarts de masse volumique sont modérés ($0.95 \leq \rho/\rho_0 \leq 0.98$), et les forces de flottabilité associées à ces écarts sont inférieures comparées à celles produites dans des essais thermiques. L'approximation de Boussinesq y est justifiée par les faibles écarts de masses volumiques mis en jeu, conférant ainsi à ces modèles une grande robustesse dans le domaine de la thermique de l'habitat. Ces études ont été étendues afin de prendre en compte d'autres effets, et notamment dans le cadre général non-Boussinesq pour répondre à des problématiques incendie.

Le modèle de remplissage-vidange présente des limitations lors de la diminution de la surface de l'entrée d'air en partie basse. Cette réduction de la section a_B produit une dépression dans le local conduisant à l'entrée d'air par l'exutoire et l'écoulement devient bidirectionnel. Dans cette zone quand le rapport entre les surfaces d'ouverture $a_B/a_T < 1$, les valeurs de masse volumique de la couche ne sont plus réalistes. Enfin, si dans le local existe un grand écart de masse volumique entre les gaz chauds et l'ambiance, la prédiction du débit à la sortie est surestimée et l'approximation de Boussinesq n'est plus appropriée.

Dans le cas extrême de confinement ($a_B = 0$), les études réalisées pour une large gamme de ρ/ρ_0 et faisant appel à diverses techniques de mesures, tendent à faire consensus autour de corrélations empiriques permettant l'estimation des débits de l'écoulement bidirectionnel.

Si d'une part, les cas limites ($a_B/a_T = 0$ et $a_B/a_T \gg 1$) ont suscités beaucoup d'intérêt, peu d'études sont consacrées à identifier la transition d'un régime bidirectionnel vers monodirectionnel et réciproquement en convection naturelle. Néanmoins, des modèles corrélatifs sont proposés en convection mixte avec la contribution d'une ventilation mécanique. La validité de ses modèles a été comparée avec des essais thermiques à petite et à grande échelle, mais restent imprécis en la prédiction des conditions critiques à la transition.

L'objectif principal des travaux de recherche présentés dans ce manuscrit est d'étudier le comportement de l'écoulement dans une enceinte induit par une source de flottabilité en convection naturelle sujet à différentes configurations de ventilation du local. Ces configurations sont produites par la combinaison des sections des ouvertures en partie basse (a_B) et au niveau du plafond (a_T). Cette étude a aussi pour objectif améliorer la connaissance de la physique de ce type d'écoulement.

Dans cette thèse nous proposons d'étudier la transition entre une condition de confinement totale où les modèles existants pour estimer les débits échangés dans la littérature ont été confirmés, passant à travers cette zone inexplorée par les expériences en convection naturelle, pour arriver à une condition théorique de ventilation par déplacement, où différents modèles ont été proposés, notamment celui de remplissage-vidange.

Pour atteindre nos objectifs, nous proposons de réaliser une étude expérimentale en deux parties. D'abord on va identifier la zone de transition utilisant comme paramètre d'étude la surface d'entrée d'air en partie basse du local avec une source de flottabilité.

Une seconde étude consiste à caractériser la "physionomie" de cet écoulement entre les deux conditions extrêmes passant par la transition, en mesurant le débit à la sortie de l'orifice pour différentes sections d'exutoire. Cette seconde partie nous permettra de proposer une approche corrélative du débit à l'exutoire permettant de faire le raccordement entre les deux conditions extrêmes mentionnées.

Chapitre 2

Moyens expérimentaux

Sommaire

2.1	Introduction	34
2.2	Dispositif expérimental	34
2.2.1	Les enceintes	34
2.2.2	L'ouverture horizontale en partie haute (a_T)	35
2.2.3	L'ouverture d'amenée d'air en partie basse (a_B)	36
2.2.4	Source de chaleur	37
2.3	Méetrologie et instrumentation	38
2.3.1	Thermocouples	38
2.3.2	Système de mesure stéréo PIV	39
2.3.3	Système d'acquisition	41
2.4	Protocole expérimental	42

Résumé

Ce chapitre est destiné à la présentation du dispositif expérimental et du protocole de mesure mis en place pour mesurer les débits échangés au sein de la trémie et pour identifier la transition entre les régimes d'écoulement bidirectionnel et monodirectionnel.

2.1 Introduction

Dans cette thèse un dispositif expérimental existant a été utilisé dans l'objectif d'améliorer la compréhension des écoulements en régime de convection naturelle à travers une ouverture horizontale. Le dispositif STYX a été conçu et réalisé dans le cadre de la thèse de Varrall (2016) au sein du Laboratoire d'expérimentation des feux (LEF) de l'IRSN, pour l'étude des écoulements à un passage de trémie en utilisant la technique de mesure optique non intrusive Stéréo Velocimétrie par Image de Particules (SPIV). Cette approche permet d'obtenir une mesure détaillée des trois composantes cartésiennes de la vitesse à travers la trémie avec une plus grande résolution spatiale que les travaux antérieurs sur ce sujet.

Ce dispositif permet d'étudier et de quantifier l'évolution d'un écoulement en régime bidirectionnel vers un régime monodirectionnel et réciproquement, en mesurant les vitesses débitantes et les sections de passage des fluides à travers l'ouverture horizontale. Deux sources de nature différente ont été utilisées pour reproduire des écoulements à masse volumique variable. Par ailleurs différentes configurations de ventilation ont été appliquées, afin d'étudier la stratification des températures dans le local "source" et le régime de l'écoulement au niveau de l'orifice.

2.2 Dispositif expérimental

2.2.1 Les enceintes

La figure 2.1 présente une photographie du dispositif d'essai STYX constitué de deux compartiments superposés connectés par une ouverture horizontale circulaire. Ce dispositif est une maquette à échelle réduite ($\approx 1/5$) du dispositif expérimental à grande échelle DIVA de l'IRSN, dédié à la reproduction de scénarios d'incendie impliquant plusieurs locaux fermés et ventilés.



FIGURE 2.1 – Dispositif d'essai STYX.

Cette réduction d'échelle ($\approx 1/5$) a été choisie sur la conservation du nombre de Froude entre la grande et petite échelle. En notant avec les indices M et R , les longueurs caractéristiques sont L_M pour la maquette et L_R pour la grande échelle. Le rapport d'échelle est alors $k = L_M/L_R$. En supposant que la masse volumique ne varie pas, la conservation du nombre de Froude défini comme $Fr = \Delta\rho g L / (\rho_0 u^2)$ dans le cas de l'approximation de Boussinesq, la relation de la vitesse u s'écrit :

$$\frac{u_M}{u_R} = \sqrt{\frac{L_M}{L_R}} = k^{1/2}. \quad (2.1)$$

Ainsi les facteurs de correspondance pour le temps, débit volumique et débit de flottabilité (puissance convective) sont respectivement : $t_M = k^{1/2}t_R$, $Q_M = k^{5/2}Q_R$ et $B_M = k^{5/2}B_R$.

A titre d'exemple, une puissance convective de 2 kW à échelle réduite correspond à une puissance d'environ 112 kW avec la réduction d'échelle de 1/5.

Les dimensions intérieures du dispositif expérimental sont 1 m \times 1.5 m \times 1 m pour le local inférieur et 1 m \times 1 m \times 1 m pour le local supérieur. Les parois horizontales (plancher et plafond du compartiment inférieur) sont en silicate de calcium de 38 mm d'épaisseur.

Dans cette étude, le compartiment supérieur du dispositif est ouvert sur le local expérimental.

Le châssis en acier permet une importante modularité pour les parois latérales qui peuvent être en matériaux réfractaires, acier de 3 mm ou en verre de 5 mm pour l'accès optique pendant les expériences. Les plaques réfractaires utilisées sont en silicate de calcium de 50 mm d'épaisseur pour le plancher du local inférieur et de 38 mm pour les parois et le plafond. Ces plaques de la marque Monalite ont une masse volumique $\rho = 970 \text{ kg/m}^3$ et une conductivité $\lambda = 0.26 \text{ W/m K}$ à 600 °C et supportent une température maximale de gaz de 1000 °C.

2.2.2 L'ouverture horizontale en partie haute (a_T)

L'épaisseur de la plaque (38 mm) du plafond du local inférieur représente la hauteur L de la trémie illustrée sur la figure 2.2. Cette plaque a été usinée pour recevoir des orifices de diamètre D différents et d'épaisseur $L = 38 \text{ mm}$. Cet orifice correspond à l'ouverture horizontale de section a_T utilisée dans cette étude. Les diamètres utilisés sont : $D \in [76.2, 127.0, 152.4, 190.5 \text{ mm}]$, pour des sections $a_T \in [45.6, 126.7, 182.4, 285.0 \text{ cm}^2]$.



FIGURE 2.2 – Vue de l'ouverture horizontale depuis le local supérieur ($D = 152 \text{ mm}$).

2.2.3 L'ouverture d'amenée d'air en partie basse (a_B)

Le déséquilibre des flux montant et descendant au sein de l'orifice en partie haute est induit par une perte du confinement du local inférieur générée par une ouverture de surface a_B située en partie basse du local inférieur sur la paroi latéral opposée à la source, voir figure 2.7. Une plaque perforée en acier fixée à cette paroi latéral, aussi en acier, a été retenue pour maîtriser la surface d'amenée d'air. Cette fuite présentée sur la figure 2.3 est composée d'une série de sections circulaires de 10, 20 et 40 mm de diamètre, pouvant atteindre une surface totale d'ouverture de 154 cm^2 . Ces orifices sont fermés avec des bouchons coniques en caoutchouc au silicone afin de garantir l'étanchéité. Ces bouchons sont thermostables jusqu'à une température de 180 °C , où les températures au niveau du sol avec les sources employées ne dépassent pas les 60 °C .



FIGURE 2.3 – Plaque avec bouchons.

Pour s'assurer d'un régime d'écoulement monodirectionnel avec une surface supérieure à la somme des surfaces des sections circulaires de la plaque, une ouverture de section rectangulaire de hauteur constante de 10 cm a été employée. La figure 2.4 illustre l'ouverture maximale de 1080 cm^2 utilisant la quasi-totalité de la largeur du dispositif et la méthode établie pour obtenir les surfaces intermédiaires avec des plaques fixées à la paroi d'acier.



(a) Ouverture maximale



(b) Ouverture intermédiaire

FIGURE 2.4 – Ouverture rectangulaire.

Une plaque avec des orifices de 10 mm de diamètre a été utilisée pour les premiers essais d'exploration avec des résistances électriques et pour les essais de feu de nappe. La surface maximale a_B atteinte avec cette plaque est de 50 cm^2 .

2.2.4 Source de chaleur

Pour produire un milieu de gaz chaud dans la maquette, plusieurs sources “incendie” localisées au niveau du sol du local inférieur, ont été retenues : combustion d’un liquide, en l’occurrence l’heptane, en employant des bacs en verre borosilicate (pyrex) et des résistances électriques de 2kW et 180mm de diamètre chacune, permettant de produire des gaz chauds sans suies ni apport de masse.

Afin d’atténuer l’effet de l’écoulement produit par le panache thermique sur l’écoulement à la trémie, la source de chaleur est décalée de l’axe de l’ouverture et un déflecteur grillagé est positionné (partie concave vers l’orifice) sur toute la hauteur du compartiment pour atténuer l’effet de l’écoulement sous plafond.

Les moyens expérimentaux associés à la combustion d’heptane sont présentés dans la section 5.2 du chapitre 5.

Sur la figure 2.5 on présente la disposition des résistances dans la maquette. Ces résistances sont positionnées du côté opposé à l’entrée d’air en partie basse du local inférieur. On observe derrière elles la grille déjà mentionnée (voir figure 2.7) pour atténuer la dynamique de l’écoulement sous le plafond sur l’ouverture horizontale. Au fond on observe la plaque perforée de l’amenée d’air.

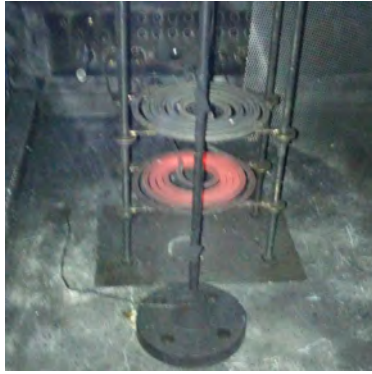


FIGURE 2.5 – Disposition des résistances.

Dans les travaux de thèse de Varrall (2016), le débit de flottabilité en champ libre d’une de ces résistances a été estimé par PIV. Ce débit de flottabilité B n’a pas été trouvé constant expérimentalement suivant la hauteur, et la source a été modélisée par une source équivalente. Cette source est modélisée par une injection d’air à 200°C à une vitesse de $\omega = 0.269$ m/s et une buse de rayon $\beta = 0.09$ m. Le rayon de la buse correspond au rayon matériel de la résistance et la température d’injection a été estimée par mesure de la température de la résistance. Le nombre de Reynolds à l’injection de ce panache équivalent est estimé par $Re_i = 2\beta_i\omega_i/\nu \approx 1600$, où la viscosité cinématique $\nu \approx 30 \cdot 10^{-6}$ m²/s est estimée pour l’air à 200°C.

Avec la puissance d’une résistance électrique, des écarts de températures d’environ 50°C de part et d’autre de la trémie ont été obtenus. Un variateur de tension branché à la résistance inférieure permet de contrôler la puissance de la résistance. Pour les essais réa-

lisés avec une seule résistance à plein régime ou à la fraction de celle-ci, c'est la résistance inférieure qui est allumée comme l'illustre la figure 2.6.



(a) Une résistance



(b) Deux résistances

FIGURE 2.6 – Mode d'allumage des résistances électriques.

2.3 Métrologie et instrumentation

2.3.1 Thermocouples

Des thermocouples type K de chromel-alumel de 0.5 mm de diamètre répartis sur plusieurs axes de mesure verticaux ou mâts, permettent de mesurer l'évolution des températures des gaz dans l'enceinte inférieure avec une incertitude maximum de $\pm 2.0^\circ\text{C}$ (voir l'étalonnage dans la section A.1 de l'annexe). Ces thermocouples ne sont pas protégés contre le rayonnement thermique envoyé par la résistance chauffante.

La figure 2.7 montre la disposition des thermocouples. Par ailleurs, huit thermocouples sont positionnés dans l'épaisseur de la trémie tous les 45° à une distance du centre de l'orifice de 0.8 fois son rayon. Les thermocouples de la trémie sont nommés suivant les points cardinaux et se présentent dans la vue de dessus de la coupe A-A. La position du thermocouple qui mesure la température du local expérimental (T_0) est aussi indiquée.

Les coordonnées x et y de chaque mât du local inférieur, où l'origine correspond au centre du local inférieur, ainsi que l'altitude des thermocouples sur chacun des mâts sont présentés dans le tableau 2.1. Aussi sur cette table, la position de trois thermocouples dans le local supérieur, nommés TC-LH, est indiquée. Ces trois thermocouples sont positionnés afin de mesurer l'évolution de la températures proche au sol de ce compartiment.

TABLEAU 2.1 – Position des mâts sur le plan (x, y) dans le dispositif et altitude des thermocouples $z_{\text{mât}}$ sur le mât considéré.

	x (m)	y (m)	Position verticale $z_{\text{mât}}$ (m)
Mât-NE	-0.60	-0.35	0.55, 0.75, 0.95
Mât-E	-0.50	-0.05	0.05, 0.15, 0.30, 0.45, 0.60, 0.75, 0.85, 0.92, 0.98, 1.0
Mât-T	-0.25	0.00	0.15, 0.25, 0.35, 0.45, 0.55, 0.65, 0.75, 0.85, 0.95
Mât-O	0.60	0.00	0.05, 0.15, 0.35, 0.65, 0.85, 0.95
TC-LH	-0.60	-0.35	0.15
TC-LH	0.10	-0.35	0.15
TC-LH	0.10	0.35	0.15

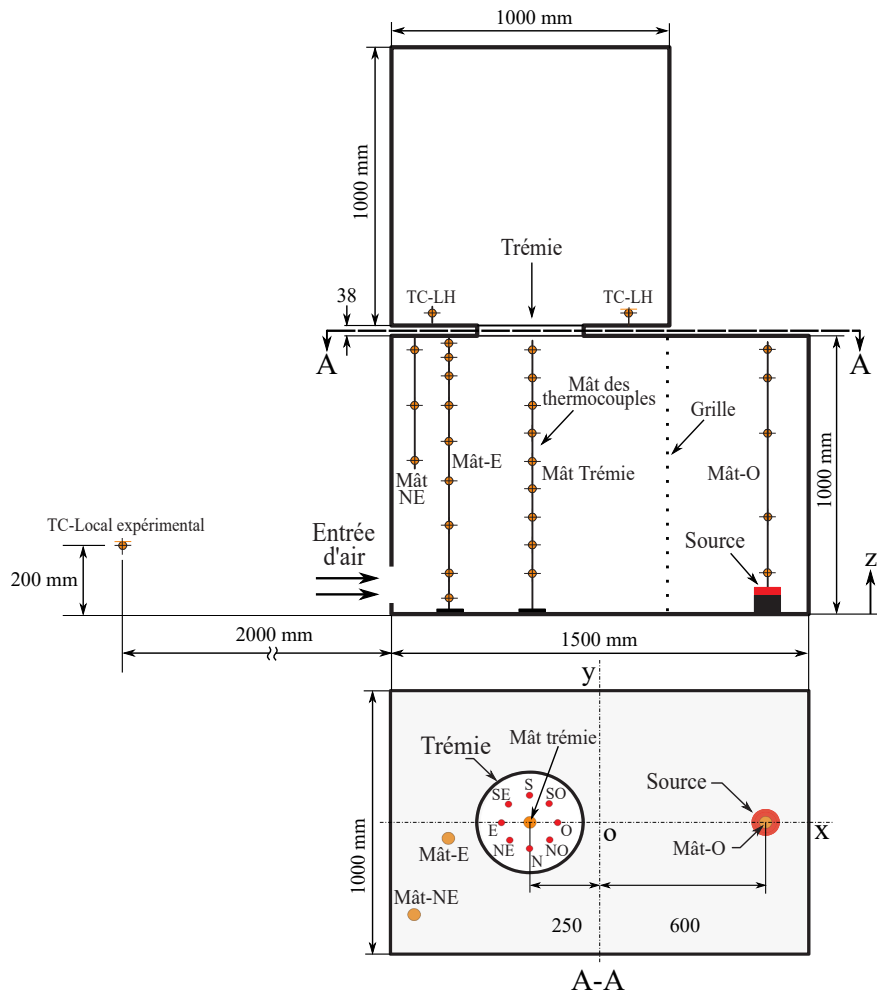


FIGURE 2.7 – Disposition de thermocouples dans l'enceinte inférieure et à la trémie.

2.3.2 Système de mesure stéréo PIV

La technique de velocimétrie par imagerie de particules (PIV par ses sigles en anglais de *Particle Image Velocimetry*) apparaît au début des années 1980 et son concept est employé de façon quantitative depuis longtemps (Adrian 2005). La PIV est une technique optique de mesure non intrusive de la vitesse de particules ou traceurs injectés dans un écoulement. Elle permet d'effectuer des mesures instantanées de vitesse d'un fluide dans une section de l'écoulement qui peut être bidimensionnelle (deux composantes de la vitesse à la fois) ou tridimensionnelle (trois composantes à la fois). Cette technique nous permet une description spatiale plus fine de l'écoulement si on la compare à d'autres moyens comme les sondes déprimogènes de type McCaffrey, employées pour les écoulements bidirectionnels. Différentes techniques dérivées de la PIV classique et ses applications sont bien décrits dans les travaux de Raffel *et al.* (2018) ou dans l'ouvrage de Boutier (2012).

Le principe de cette technique consiste à suivre le déplacement des particules par la prise d'images à deux instants successifs. Les particules illuminées par une nappe laser diffusent la lumière et la trace de ses intensités lumineuses est capturée par une caméra équipée de capteurs photoélectriques CCD (par ses sigles en anglais de *Charge Coupled Device*). La caméra enregistre un doublet d'images à une fréquence d'acquisition définie selon l'application et les ressources disponibles. Chaque image prise par le capteur est divisée en mailles de plusieurs pixels, nommées fenêtres d'interrogation. L'inter-corrélation

de deux images consécutives permet de déterminer le déplacement le plus probable des particules contenues dans cette zone d'interrogation. Connaissant l'intervalle de temps Δt entre ces deux images, on peut remonter à la vitesse locale instantanée. Avec un algorithme de traitement d'images on obtient le champ de vitesse instantanée sur le plan de mesure et lors d'un post-traitement de toutes les images acquises, on obtient l'évolution temporelle de ces champs de vitesse.

Dans cette étude nous nous sommes intéressés à la composante verticale de la vitesse $w(x, y, t)$ en sortie de l'orifice afin d'estimer les débits qui montent et descendent à travers la trémie. L'utilisation de la Stéréo PIV avec deux caméras orientées vers le plan de mesure a été retenue. Les caméras sont positionnées avec un angle d'environ 45° entre leurs axes optiques et fixées avec une monture dite Scheimpflug. Cette monture permet de regarder le plan objet et d'obtenir une netteté homogène sur toute l'image. Elle permet aussi d'orienter l'objectif de la caméra par rapport à son capteur et au plan de mesure, de façon à ce que les plans de ces trois derniers se coupent au même point. La prise d'images est synchronisée avec les pulses du laser avec un boîtier de synchronisation. Ce boîtier relie les caméras et le laser à travers un PC de commande. Les images prises sont transférées et stockées dans ce PC pour les traiter a posteriori. La calibration des caméras, l'acquisition des images et leur traitement sont effectués avec le logiciel Insight 4G de la société TSI.

La figure 2.8 présente le module utilisé pour les mesures SPIV comprenant un laser pulsé Nd-YAG New Wave (Neodymium-doped Yttrium Aluminium Garnet) refroidit à l'eau à 532 nm synchronisé à deux caméras CCD. Les caméras montées sur Scheimpflug double frames modèle 630091PowerView 4MP-HS ont une résolution de $2048 \text{ px} \times 2048 \text{ px}$ (4 Mpx). Cette figure montre également la nappe laser éclairant un plan horizontal à ras de l'ouverture sur le plancher du local supérieur, permettant de mesurer un champ d'environ $300 \text{ mm} \times 200 \text{ mm}$ issu de la calibration. L'énergie délivrée par le laser pulsé est de 200 mJ/pulse avec une durée d'impulsion de 5 ns et à une fréquence maximale de 15 Hz. Le faisceau laser est transformé en un plan laser moyennant une lentille divergente semi-sphérique. L'épaisseur de ce plan ou nappe laser au niveau de l'orifice est estimée entre 3 mm et 4 mm.

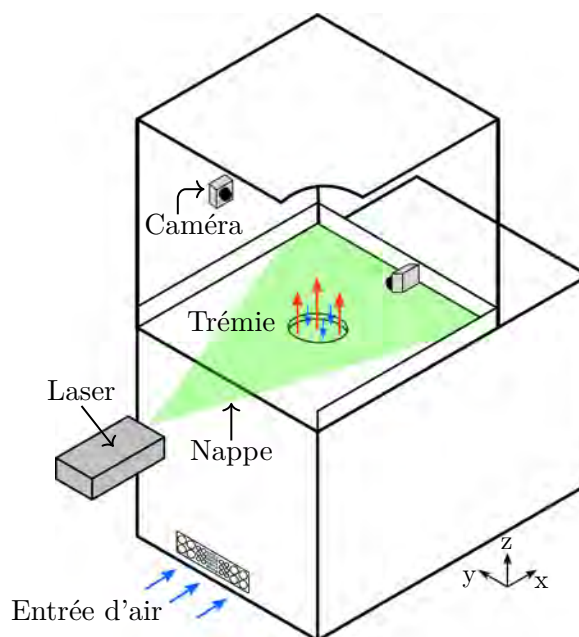


FIGURE 2.8 – Schéma du système Stéréo PIV.

Le traitement des images dans cette étude est réalisé avec un algorithme multi-passes pour obtenir les vecteurs valides du champ de vitesse. Pour la première passe, une fenêtre d'interrogation de $128 \text{ px} \times 128 \text{ px}$ (ce qui correspond à environ $12 \text{ mm} \times 12 \text{ mm}$ pour les champs considérés) avec un recouvrement de 50% a été utilisée avec un calcul de corrélation basé sur la Transformée de Fourier Rapide (FFT) jusqu'à une fenêtre ou spot final de $32 \text{ px} \times 32 \text{ px}$ (ce qui correspond à une résolution dans le plan horizontal (x, y) d'environ $3 \text{ mm} \times 3 \text{ mm}$). Les vecteurs faux sont isolés par un seuil du Rapport Signal sur Bruit (rapport entre les amplitudes des deux pics les plus hauts dans la zone d'inter-corrélation) à 1.10 suivi d'une validation locale basée sur un filtre médian. Une fois identifiés les vecteurs faux, sont remplacés par interpolation basée sur la médiane locale sur un voisinage de 5×5 cellules.

La fréquence d'acquisition des doublets d'images synchronisée aux pulses du laser par le boîtier de synchronisation est fixée à 2.5 Hz.

Des informations complémentaires sur la technique comme la calibration des caméras, le traitement des images et l'estimation des incertitudes sont présentées dans la section A.2 de l'annexe.

2.3.3 Système d'acquisition

Les capteurs de mesure (thermocouples, la balance électronique, l'analyseur de gaz et les transmetteurs de pression) sont branchés sur des cartes et raccordées à un châssis NI CompactDAQ Ethernet présenté sur la photographie de la figure 2.9.

L'acquisition des signaux est pilotée avec un ordinateur dédié avec le logiciel NI Signal Express, qui couvre une gamme de fréquence entre 1 Hz et 15 Hz.

La communication entre le châssis NI et l'ordinateur est faite par un câble réseau.

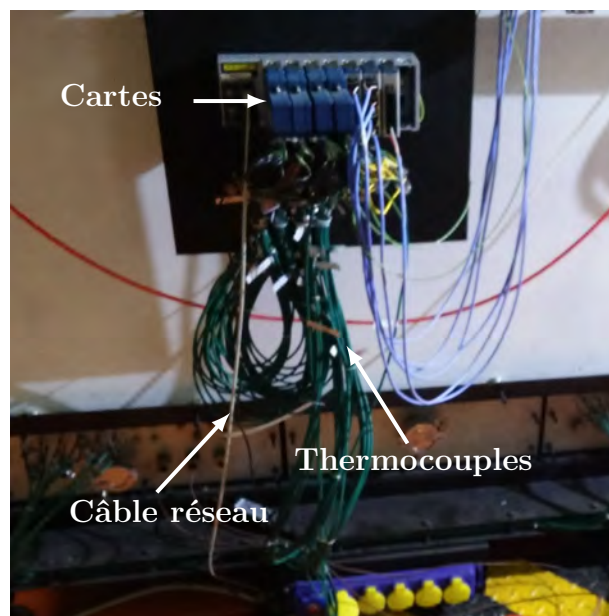


FIGURE 2.9 – Châssis et cartes d'acquisition NI.

2.4 Protocole expérimental

Dans cette section on présente le protocole expérimental permettant d'identifier les régimes de l'écoulement. Pour identifier la transition de régime, les deux types de sources ont été utilisées : résistances électriques et combustion d'heptane. Pour la mesure des vitesses et des sections de passage avec la Stéréo PIV, seules les résistances ont été employées.

Dans un premier temps, une mise en chauffe du dispositif pour les essais utilisant les résistances est effectuée. L'atteinte d'un régime thermique établi permet d'accéder à des informations statistiques de l'écoulement, comme la moyenne pour estimer les débits en régime stationnaire.

Pour chaque essai, la résistance chauffe de façon continue l'air dans le compartiment inférieur jusqu'à obtenir un premier état stationnaire après environ 4 h comme présenté sur la figure 2.10. Une fois cet état atteint, on considère que la stratification thermique des gaz n'évolue pas dans le local inférieur.

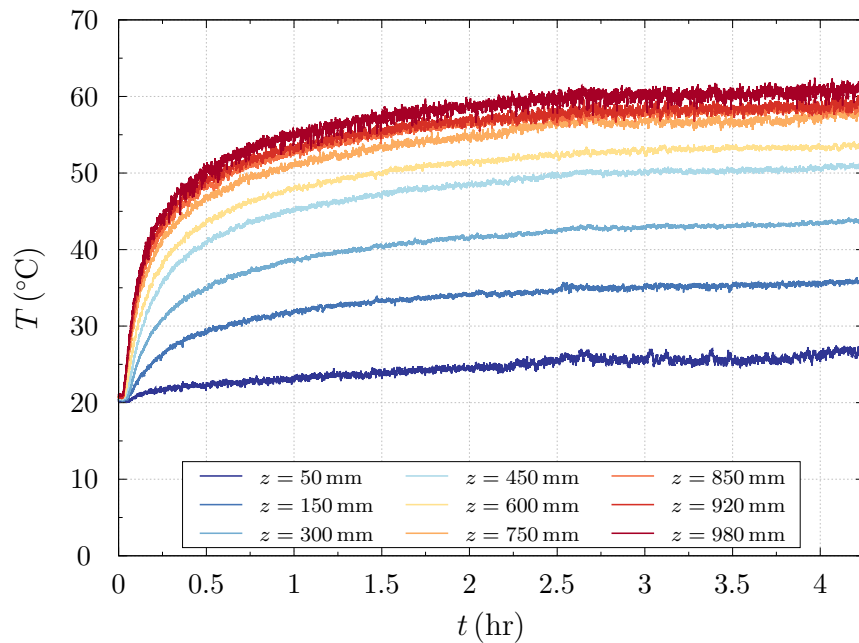


FIGURE 2.10 – Évolution de la température des gaz (mât-E) pendant la mise en chauffe du dispositif avec une ouverture en partie basse $a_B = 685 \text{ cm}^2$.

Le protocole de changement de configuration de ventilation de l'enceinte consiste à faire varier la section de l'entrée d'air frais en partie basse a_B pour une section de trémie a_T fixe. Le changement de la section a_B est réalisé dès qu'on a estimé qu'un état quasi-stationnaire était atteint. Cette procédure a été retenue pour tous les essais réalisés avec résistances. Le cas des feux de nappe en transitoire est discuté en chapitre 5.

Les mesures SPIV ont été réalisées à partir d'un état thermique stationnaire atteint par le dispositif. Une série d'images SPIV est prise pour ce premier état stationnaire. Ensuite la surface a_B est modifiée pour étudier une autre configuration. Un nouvel état stationnaire est alors atteint au bout d'environ 30 min d'attente avec la nouvelle surface d'amenée d'air choisie. Enfin, une nouvelle série d'images est prise et le processus se réitère jusqu'à un maximum de cinq séries d'acquisition d'images pour un essai dans une journée.

Un générateur de gouttelettes d'huile d'olive (modèle 9307-6 de TSI) à buse type Laskin est utilisé pour ensemençer l'air afin de réaliser les mesures SPIV. Les particules

d'huile d'olive sont produites par ce générateur pneumatique alimenté en air comprimé à 4 bar. Le débit des particules maximum est d'environ 1000 L min^{-1} avec un diamètre de particules compris entre $0.5 \mu\text{m}$ et $3 \mu\text{m}$. Autres détails complémentaires concernant l'ensemencement des particules avec huile d'olive sont présentés dans la section A.2.2 de l'annexe.

Le protocole d'ensemencement a été défini afin de ne pas perturber l'écoulement ni générer de surpression dans les locaux. Comme le montre la figure 2.11, les gouttelettes d'huile d'olive sont générées par pulvérisation dans le générateur de particules et conduites devant l'ouverture en partie basse et au niveau du plancher du local supérieur. Particulièrement au niveau de la trémie, la fumée des particules est distribuée avec un diffuseur constitué des tuyaux perforés de PVC de 38 mm de diamètre. Les compartiments supérieur et inférieur ont étéensemencés lors de l'obtention de l'état stationnaire, ce qui a permis de mesurer simultanément l'écoulement montant et descendant au niveau de l'orifice à chaque configuration de ventilation.

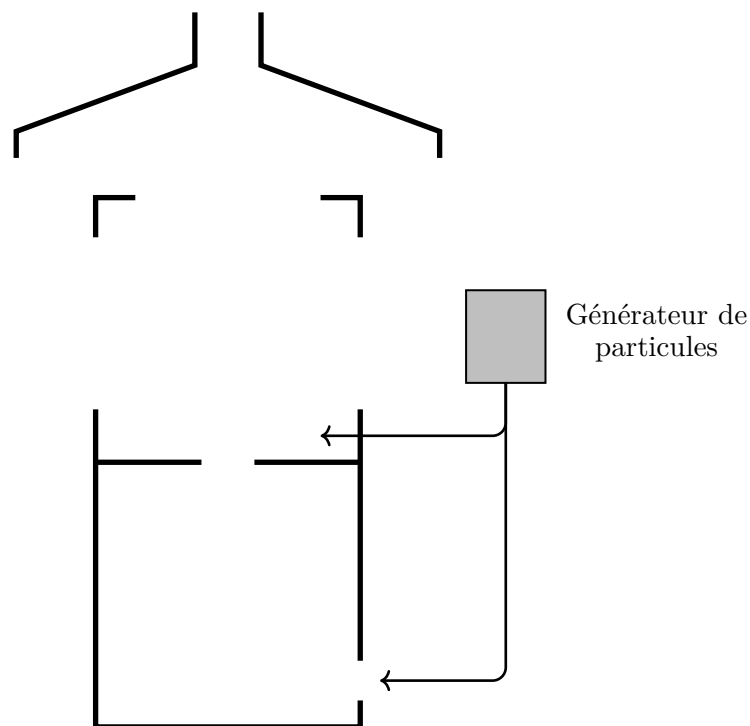


FIGURE 2.11 – Protocole d'ensemencement.

Chapitre 3

Étude de la condition d'apparition du régime bidirectionnel

Sommaire

3.1	Introduction	46
3.2	Étude des signaux de température	46
3.2.1	Étude de la température moyenne	49
3.2.2	Étude des fluctuations des températures	52
3.3	Visualisation de l'écoulement	58
3.4	Discussion	61
3.5	Conclusions	63

Résumé

Ce chapitre présente une étude expérimentale conduite pour estimer les conditions d'apparition d'un écoulement bidirectionnel au niveau de l'exutoire à partir d'un régime monodirectionnel. Cette étude est axée sur l'analyse des variations de température localisées dans la section de l'orifice et sur l'observation de l'écoulement pour estimer la zone de transition durant les expériences. Une relation donnant les surfaces d'ouvertures est proposée.

3.1 Introduction

Ce chapitre présente l'influence de la surface de l'amenée d'air en partie basse a_B sur le régime de l'écoulement au niveau de l'exutoire de section a_T , afin d'estimer les critères de transition entre les deux régimes. La section qui correspond à la zone de transition ou critique sur a_B est définie par a^{crit} .

Deux méthodes sont retenues. La première repose sur l'analyse de signaux de température au niveau de l'orifice. La seconde s'appuie sur des visualisations avec un plan laser. L'objectif de cette étude est de caractériser les changements de l'écoulement entre le régime monodirectionnel et bidirectionnel.

Le tableau 3.1 résume les différentes configurations réalisées sur le dispositif pour estimer la zone de transition de régime. Le diamètre D correspond au diamètre de l'orifice horizontal ou trémie. La puissance nominale de la source est déterminée par le nombre de résistances électriques de puissance nominale électrique P_e de 2 kW. Les puissances intermédiaires sont obtenues par la modulation de la résistance inférieure avec un variateur.

TABLEAU 3.1 – Récapitulatif des essais réalisés avec résistances électriques pour identifier la transition de régime.

D (mm)	P_e (kW)	Nombre d'essais
76.2	1.2	2
76.2	2.0	3
76.2	4.0	3
127.0	1.2	2
127.0	2.0	3
127.0	4.0	3
152.4	2.0	6
152.4	4.0	6
190.5	1.2	2
190.5	2.0	6
190.5	3.4	2
190.5	4.0	6

3.2 Étude des signaux de température

Dans un premier temps on va illustrer la réponse des thermocouples placés dans l'épaisseur de l'évent pour les régimes monodirectionnel et bidirectionnel.

La figure 3.1 présente l'évolution des températures à la trémie en fonction du rapport des surfaces des ouvertures $R = a_B/a_T$ à partir d'une condition de régime monodirectionnel vérifiée visuellement et une condition de régime thermiquement établi avec une source de puissance électrique de 4 kW. Le régime établi est atteint après la phase de mise en chauffe du dispositif d'environ 4 hr. Le temps de chaque intervalle du rapport R correspond à 20 min, temps minimum estimé suite à plusieurs essais pour atteindre un état quasi-stationnaire après un changement de la configuration de ventilation du local. On observe une superposition des signaux des huit thermocouples au début de ce régime où la fluctuation par rapport à la moyenne de chaque intervalle ne dépasse de 2 °C. La

température moyenne dans chaque intervalle augmente au fur à mesure que l'on réduit la section d'entrée.

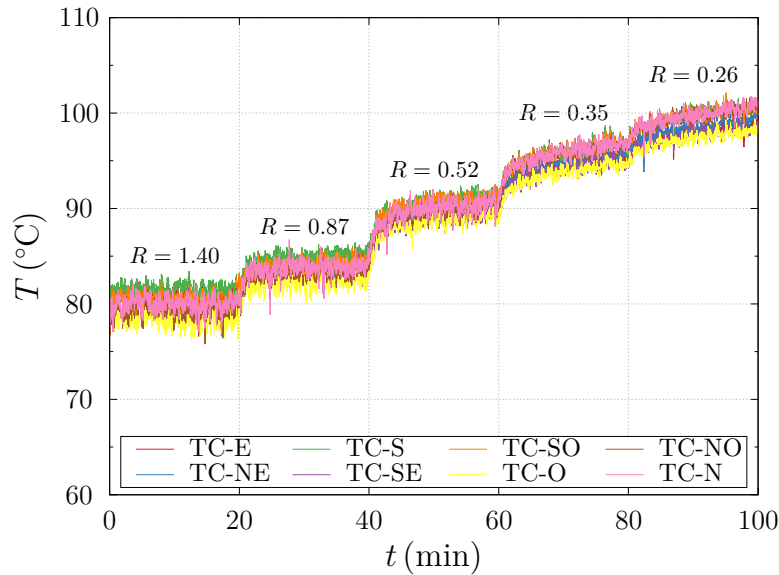


FIGURE 3.1 – Évolution des températures à la trémie en fonction du temps et du rapport des surfaces des ouvertures $R = a_B/a_T$ pour un diamètre $D = 191$ mm en régime monodirectionnel. La section a_B est modifiée toutes les 20 min

Les températures au niveau de la trémie pour une condition de confinement total ($R = 0$), sont présentées sur la figure 3.2 à la fin de cet essai. Les fluctuations par rapport à la moyenne sont environ 5 fois plus grande que pour un régime monodirectionnel avec une grande ouverture en partie basse. L'augmentation des fluctuations des températures au niveau de l'exutoire lié au confinement du local, indique que l'identification de la transition de régime peut être obtenue à partir des fluctuations de température.

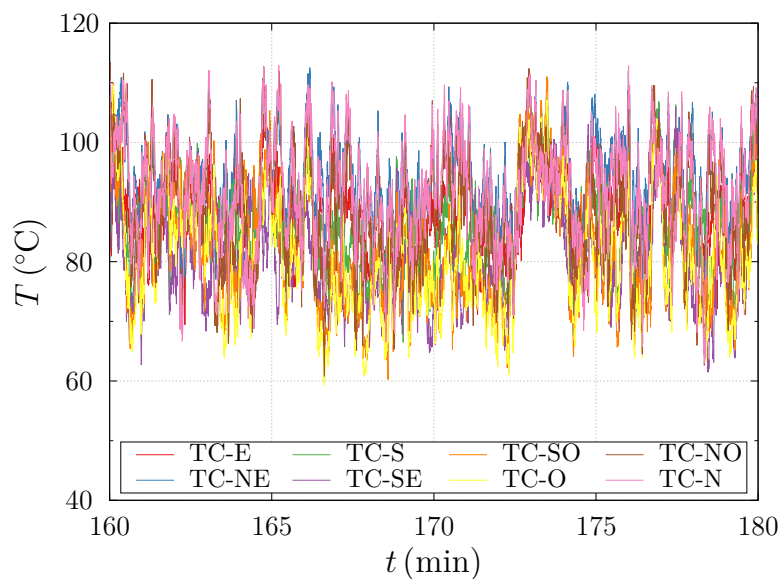


FIGURE 3.2 – Évolution des températures à la trémie en fonction du temps pour un rapport des surfaces $R = 0$ et un diamètre $D = 191$ mm en régime bidirectionnel.

Afin d'étudier la réponse d'un thermocouple, l'évolution temporelle de la température mesurée sur un essai complet est présentée sur la figure 3.3. Cet essai commence pour une condition ouverte en régime monodirectionnel jusqu'au confinement total. On remarque globalement l'augmentation des fluctuations avec le degré de confinement et une augmentation progressive de la température moyenne dans chaque intervalle sauf pour la condition fermée où les débits échangés s'équilibrent avec un refroidissement local près de l'orifice.

Particulièrement sur cet essai, on pourrait estimer à partir des fluctuations que la transition de régime commence pour le rapport $R = 0.19$ (indiquée par le signe d'interrogation), où des fluctuations ponctuelles apparaissent et doublent celles du régime monodirectionnel. Cependant, c'est dans l'intervalle suivant de $R = 0.14$, que la fréquence des fluctuations ponctuelles augmente ainsi que leurs amplitudes, confirmant l'existence d'un écoulement bidirectionnel. Cet écoulement bidirectionnel a été vérifié visuellement en éclairant le flux d'échange avec un laser depuis cette intervalle de $R = 0.14$ jusqu'à la fin de l'essai.

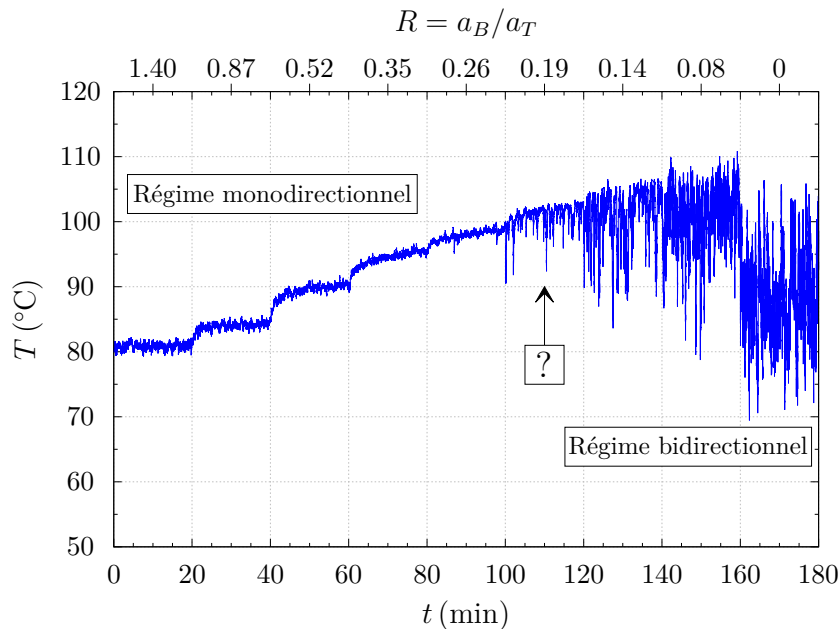


FIGURE 3.3 – Évolution de la température du thermocouple TC-E de la trémie en fonction du temps et du rapport des surfaces des ouvertures R pour un diamètre $D = 191$ mm et une puissance $P_e = 4$ kW, illustrant le passage d'un régime d'écoulement à l'autre.

Utilisant les mêmes puissance électrique et diamètre de trémie, deux essais ont été réalisés en variant le sens de la ventilation du local, c'est à dire, commençant par un régime bidirectionnel en $R = 0$ vers un écoulement monodirectionnel et réciproquement. L'objectif de ces essais c'est d'étudier l'influence du sens de la ventilation, soit en ouvrant ou fermant la section a_B , sur la transition du régime. L'évolution des températures mesurées par la thermocouple TC-E est illustré sur la figure 3.4. On remarque que les températures à la trémie sont supérieures dans l'essai commençant par un régime bidirectionnel. La transition à partir d'un régime monodirectionnel a été observée visuellement pour un rapport $R = 0.13$, et dans l'autre essai partant d'un régime bidirectionnel, la transition s'est présentée en $R = 0.14$. Cette légère différence peut être liée à l'augmentation de l'énergie emmagasinée dans l'enceinte au cours de l'essai partant d'un écoulement bidirec-

tionnel et le besoin d'une ouverture en partie basse supérieure pour basculer au régime monodirectionnel.

À partir des signaux de ces deux essais, il est très difficile d'identifier la transition, marquée par le signe d'interrogation sur les figures, dont l'effet du sens n'est pas très significatif et reste dans l'incertitude des mesures.

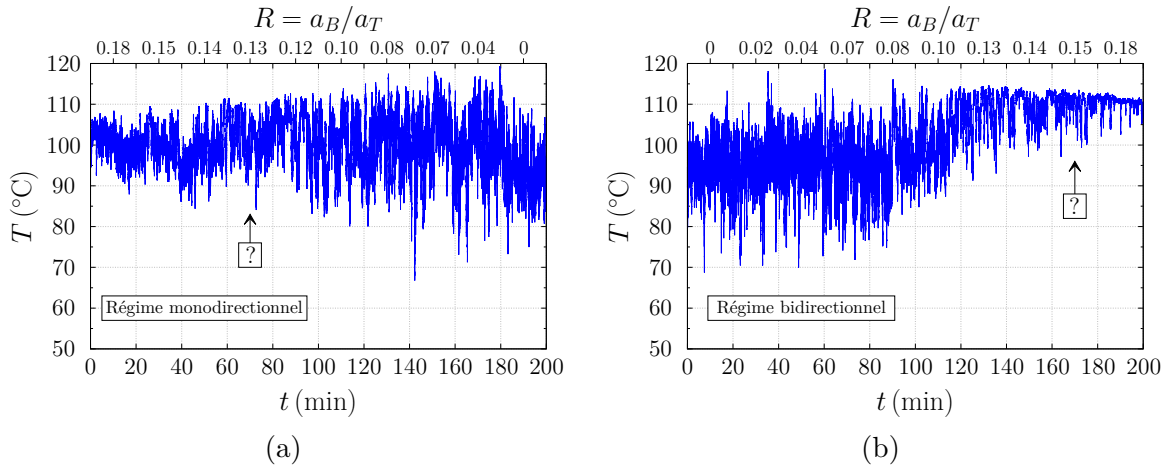


FIGURE 3.4 – Évolution de la température du thermocouple TC-E de la trémie en fonction du temps et du rapport des surfaces des ouvertures R pour un diamètre $D = 191$ mm et une puissance $P_e = 4$ kW. Effet du sens dans l'obtention de la section critique a_B^{crit} partant d'un écoulement monodirectionnel en (a) et bidirectionnel en (b).

Dans la suite de cette étude, on va présenter deux approches pour estimer quel type de seuil pourrait-on utiliser pour identifier la transition basée sur les signaux des températures situées dans la section de l'orifice.

3.2.1 Étude de la température moyenne

Cette section présente une étude sur la température moyenne à la trémie comme critère permettant d'identifier la transition.

Les températures moyennes de chaque thermocouple sur chaque intervalle ainsi que la moyenne de l'ensemble pour la même condition de ventilation sont présentées sur la figure 3.5.

Un écartement des températures moyennes de chaque thermocouple par rapport à la moyenne de l'ensemble s'observe dès qu'on commence à restreindre l'entrée d'air en partie basse. Pour cet essai, présenté en figure 3.3, l'écartement commence à partir de $R = 0.19$ mais l'estimation de la transition de régime à partir du degré d'écartement n'est pas suffisant ni évident. Dans l'intervalle suivant ($R = 0.14$) l'écartement entre les signaux est plus marqué, dont la moyenne de l'ensemble est proche du maximum observé en $R = 0.08$. Sur ces deux dernières configurations, l'écoulement est bidirectionnel et a été confirmé visuellement. La transition dans cet essai est comprise entre les valeurs $0.14 < R < 0.19$.

D'autre part, pour la condition complètement fermée, l'écart entre les thermocouples est plus clair, et notamment on remarque une différence de plus de 12°C entre les thermocouples O et NE séparées de moins de 15 cm. Cette différence en moyenne entre les thermocouples pourrait être un indicateur de la préférence spatiale des fluides montant ou descendant à travers la trémie en régime bidirectionnel.

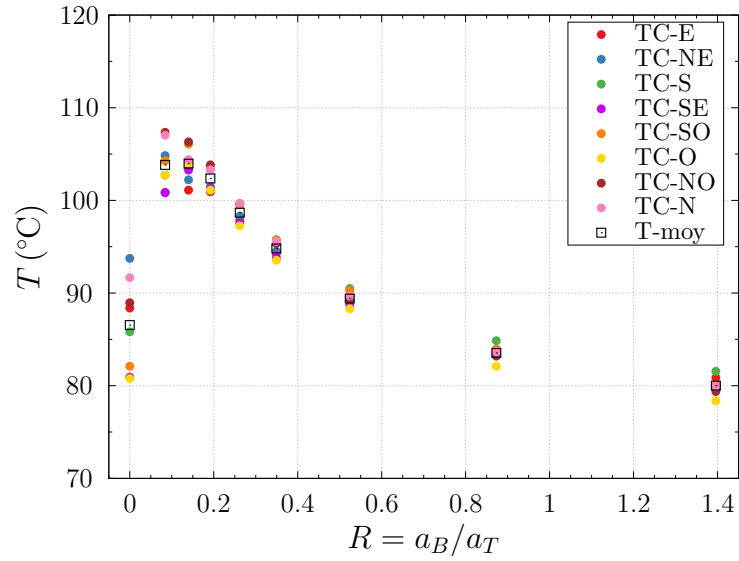


FIGURE 3.5 – Évolution des températures moyennes à la trémie en fonction du rapport R pour un diamètre $D = 191$ mm et une puissance $P_e = 4$ kW.

La figure 3.6 présente les températures moyennes pour un diamètre $D = 191$ mm mais avec une résistance électrique de puissance $P_e = 2$ kW. Le comportement des températures moyennes est similaire à celui obtenu pour une puissance $P_e = 4$ kW. La température moyenne augmente avec le confinement et décroît dès que l'écoulement descendant est présent pour refroidir localement l'orifice jusqu'au confinement total. Cependant l'écartement de la moyenne de chaque thermocouple sur la moyenne de l'ensemble commence à un rapport $R = 0.27$, supérieur au cas précédent. La détermination de la transition ne peut pas être confirmée en s'appuyant que sur l'écartement des températures relatif à la moyenne de l'ensemble.

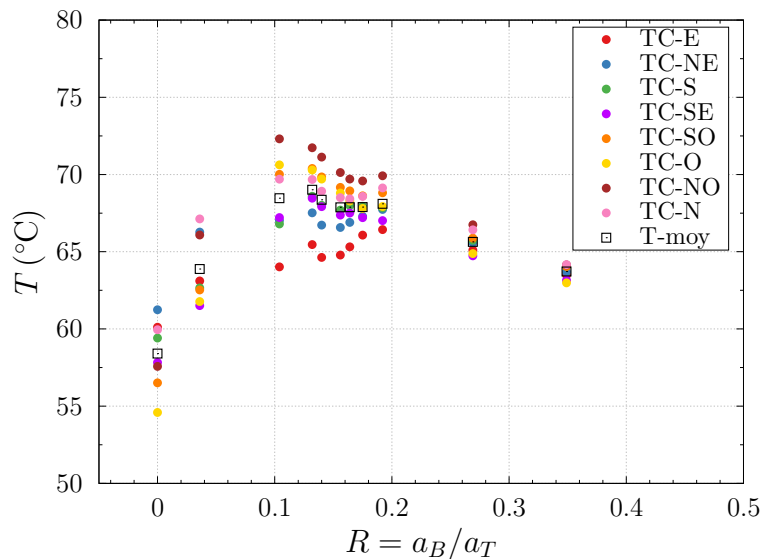


FIGURE 3.6 – Évolution des températures moyennes à la trémie en fonction du rapport R pour un diamètre $D = 191$ mm et une puissance $P_e = 2$ kW.

Si on change le diamètre de la trémie à $D = 152$ mm on observe la même tendance sur les températures moyennes décrite précédemment. La figure 3.7 illustre le début de

l'écartement des thermocouples à un $R = 0.21$, dont la transition a été observée visuellement en $R = 0.13$. On confirme que l'identification de la transition par l'écartement des températures par rapport à l'ensemble reste imprécise.

Le fait de réduire le diamètre de la trémie ou d'augmenter la puissance de la source de chaleur décale la transition de régime vers rapport R inférieur, c'est à dire qu'il faut réduire la surface d'amenée d'air pour faire apparaître un écoulement bidirectionnel suite à ces variations. Ce constat a été vérifié visuellement avec d'autres diamètres de trémie et d'autres puissances électriques. En résumé, le changement de régime de l'écoulement dépend de la température dans l'enceinte ainsi que de la section de l'ouvrant.

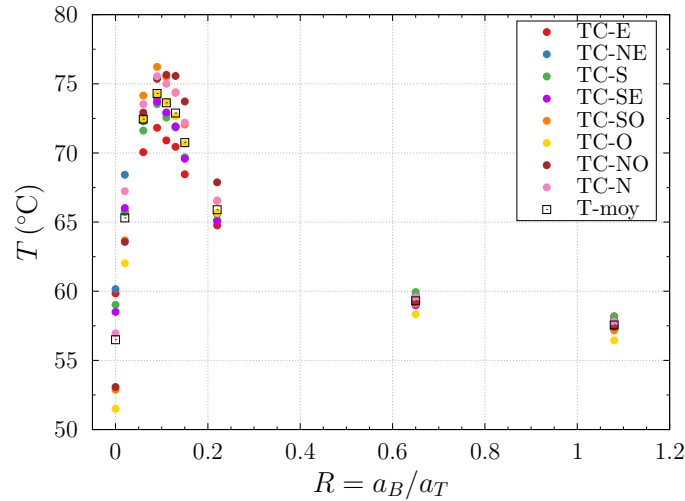


FIGURE 3.7 – Évolution des températures moyennes à la trémie en fonction du rapport R pour un diamètre $D = 152$ mm et une puissance $P_e = 2$ kW.

L'effet de la puissance de la source est montré sur la figure 3.8 indiquant que l'augmentation de la température décale la section critique, proche de la valeur maximale, vers une valeur inférieure de R .

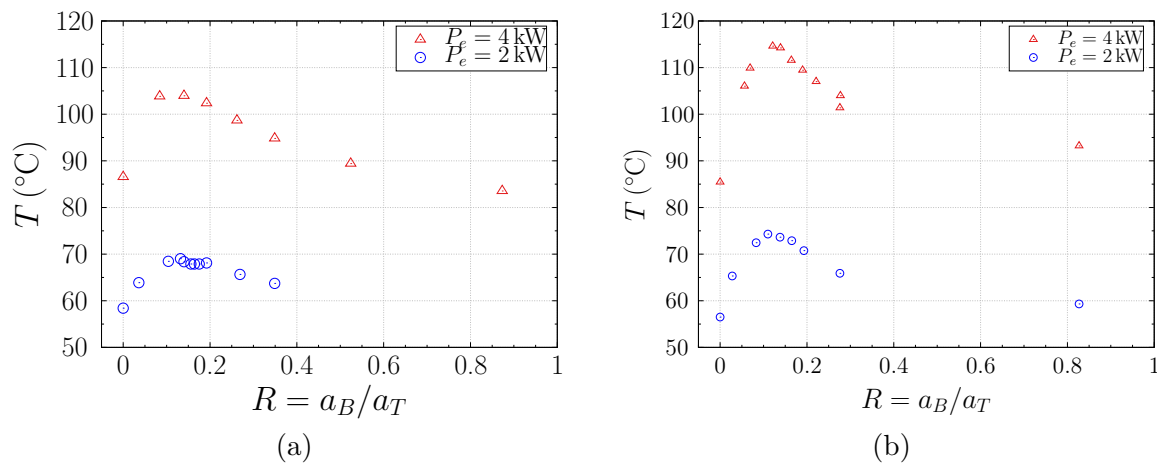


FIGURE 3.8 – Évolution de la température moyenne en fonction du rapport des surfaces des ouvertures R . Effet de la puissance de la source pour un diamètre $D = 191$ mm en (a) et $D = 152$ mm en (b).

L'effet du diamètre est illustré sur la figure 3.9 où les températures en confinement

total sont plus grandes pour le diamètre le plus petit. La différence entre les ouvrants de diamètre $D = 127$ mm et $D = 152$ mm n'est pas significative dans la zone critique proche des maximums. L'effet de la température est plus sensible que la section de l'ouvrant.

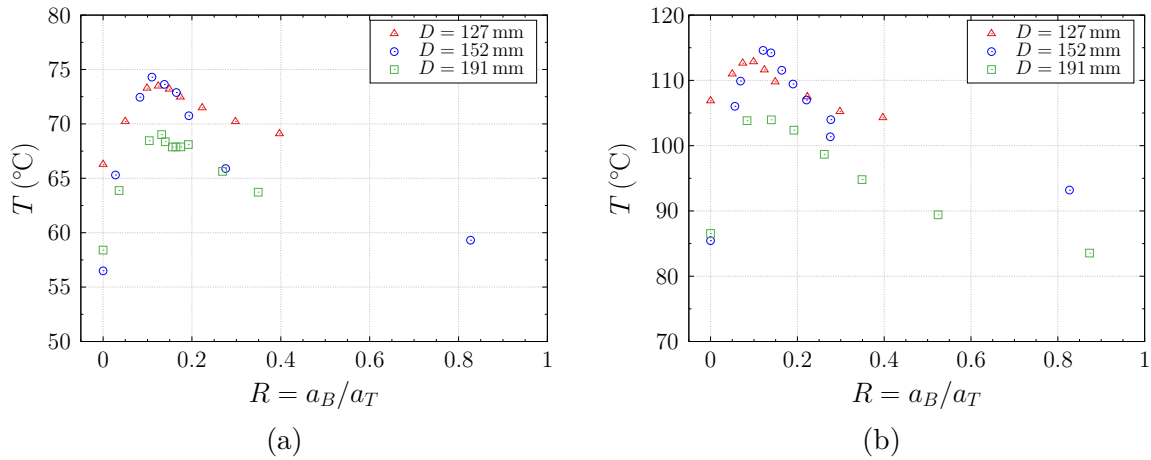


FIGURE 3.9 – Évolution de la température moyenne en fonction du rapport des surfaces des ouvertures R . Effet du diamètre de l'ouvrant pour une puissance électrique $P_e = 2$ kW en (a) et $P_e = 4$ kW en (b).

3.2.2 Étude des fluctuations des températures

Une étude sur les écarts type de chaque thermocouple de la trémie a été menée sur l'ensemble des essais pour déterminer si ce paramètre qui prend en compte les fluctuations, pourrait être un meilleur indicateur que la température moyenne. L'écart type pour chaque thermocouple a été calculé selon la formule (3.1) :

$$\sigma = \sqrt{\frac{1}{n} \sum_{i=1}^n (x_i - \bar{x})^2} \quad , \quad (3.1)$$

où \bar{x} est la moyenne de n événements déterminée par $\bar{x} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n x_i$.

Dans une première partie, une analyse qualitative est abordée en utilisant comme cas d'étude l'essai avec un diamètre de trémie $D = 191$ mm et deux résistances. La figure 3.10 présente l'évolution des écarts types en fonction du rapport des ouvertures R . La fréquence d'acquisition est de 5 Hz et le temps des intervalles est de 20 min.

L'écart type de chaque thermocouple dans les intervalles $R > 0.20$ est proche de la moyenne de l'ensemble d'environ 1°C. On pourrait estimer pour cet essai que si $R > 0.20$, alors le régime est monodirectionnel. C'est à partir de $R \leq 0.20$ qu'on observe un écartement entre les écarts type indiquant un changement sur l'écoulement au sein de la trémie lié au fluide descendant plus froid qui entre dans le local.

Au sein de la trémie, les réponses à la présence d'un écoulement descendant entre les thermocouples TC-E et TC-O et TC-NO, en couleur rouge, jaune et marron respectivement, s'opposent. Cette différence est associée à la position relative de ces thermocouples par rapport à la source. La thermocouple TC-O est positionné de côté de la source et son écart type par rapport à la moyenne de l'ensemble est toujours inférieur sauf quand $R = 0$ en condition fermée. À ce point les différences de température du côté Ouest et Nord-ouest sont plus importantes que du côté Est dont l'écart type est le plus bas de

l'ensemble. Cependant les thermocouples TC-E et TC-NE présentent l'écart type plus grand pour la plupart des essais dès qu'on observe un régime bidirectionnel et pourrait indiquer une préférence du fluide descendant à rentrer par cette zone.

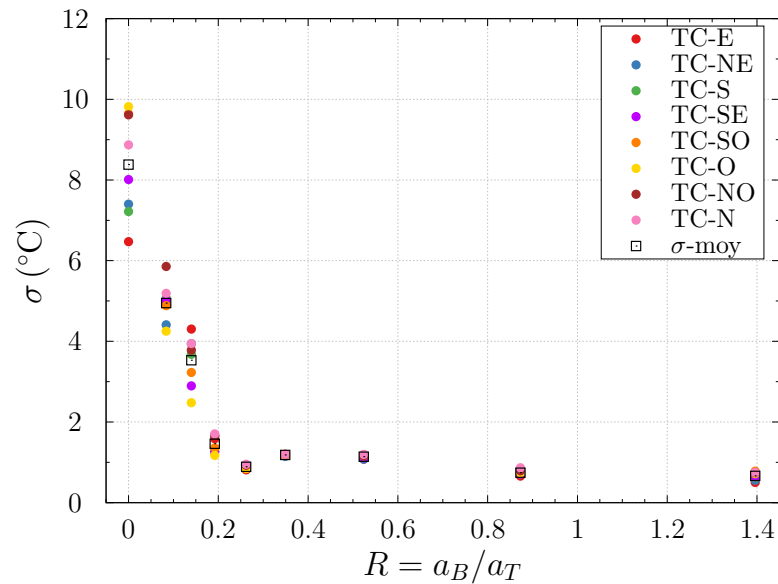


FIGURE 3.10 – Évolution des écarts types des températures à la trémie en fonction du rapport $R = a_B/a_T$ pour un diamètre $D = 191$ mm et une puissance $P_e = 4$ kW.

Sur la figure 3.11, on observe une organisation similaire des thermocouples par rapport à la moyenne des écarts types de l'ensemble, représentée par des carrés sur la figure. Le thermocouple TC-E est celui qui a l'écart type le plus grand dès que l'écartement se révèle, en opposition au TC-O, coté source, qui montre un écart type plus faible jusqu'au confinement total. En revanche la TC-NO présente l'écart type le plus grand en confinement total et le TC-E inverse sa tendance et devient le thermocouple avec l'écart type le plus bas.

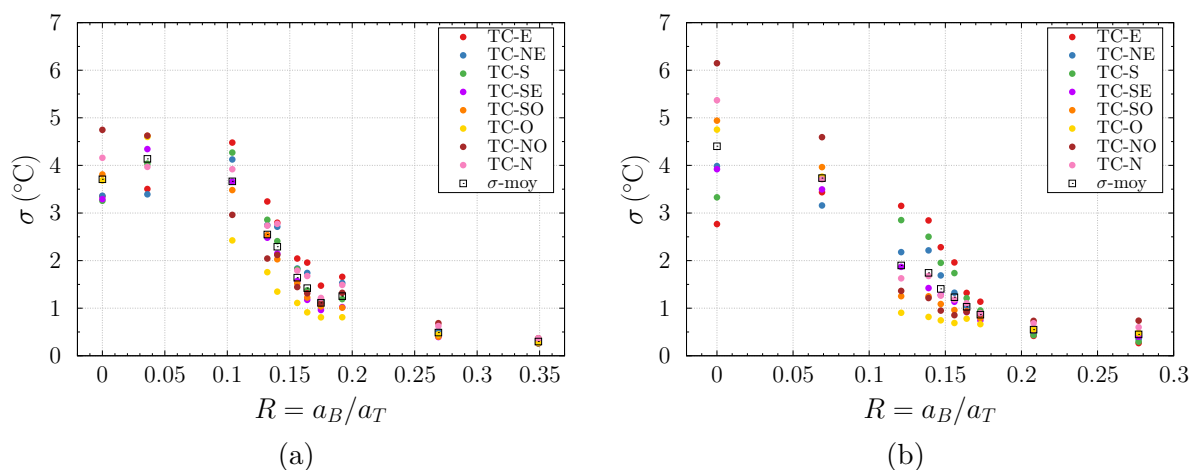


FIGURE 3.11 – Évolution des écarts types des températures à la trémie en fonction du rapport des surfaces des ouvertures $R = a_B/a_T$ pour un diamètre (a) $D = 191$ mm et (b) $D = 152$ mm et une puissance $P_e = 2$ kW.

Les thermocouples TC-E et TC-NE présentent des écarts types plus grands comparés

à ces voisins au début du régime bidirectionnel. Ce constat peut nous indiquer que ce sont les plus réactifs aux premières bouffées d'air froid qui entrent à la trémie. On va analyser plus particulièrement les réponses de ses deux thermocouples au changement de la surface d'amenée d'air pour estimer le passage au régime bidirectionnel.

Afin de réaliser une analyse quantitative pour prendre en compte les fluctuations, on va d'abord calculer une moyenne glissante ou mobile. Cette moyenne est appliquée sur 5 périodes avant et après sur chaque point, dont la fréquence d'acquisition de 5 Hz, pour ne pas perdre beaucoup d'informations. Comme référence, la fréquence caractéristique d'un écoulement bidirectionnel en confinement total a été estimée numériquement inférieur à 1 Hz par Harrison et Spall (2003). Ensuite on va soustraire cette moyenne glissante à la température brute de chaque thermocouple pour représenter l'évolution des fluctuations centrées sur l'axe des abscisses.

La figure 3.12 montre l'évolution des fluctuations de la température enregistrée par le thermocouple TC-E utilisant la procédure indiquée précédemment. Les fluctuations en confinement total dépassent 12°C pour cet essai, dont les fluctuations en régime pleinement monodirectionnel sont inférieures à 2°C .

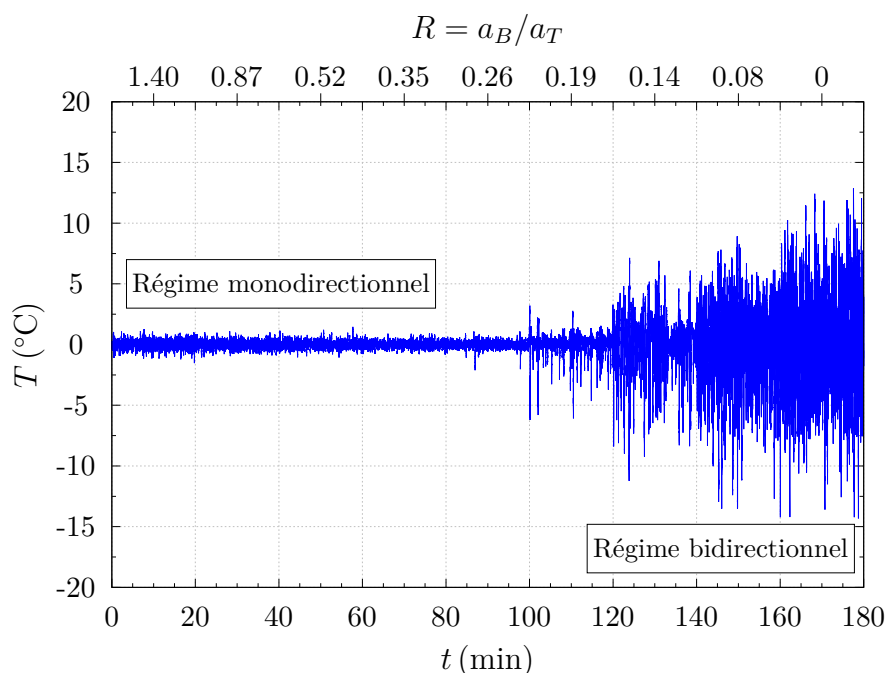


FIGURE 3.12 – Évolution des fluctuations de la température du TC-E en fonction du temps et du rapport $R = a_B/a_T$ pour un diamètre $D = 191$ mm et une puissance $P_e = 4$ kW.

Pour chaque diamètre de trémie et chaque puissance électrique utilisée, l'écart type des fluctuations brutes des thermocouples a été déterminé pour la surface d'amenée d'air en partie basse maximal en régime monodirectionnel, dont le rapport des ouvertures est compris entre $1.10 \leq R < 1.40$. Le tableau 3.2 résume les écarts types moyens selon la puissance électrique où la variation de l'écart type est plus sensible qu'au changement de diamètre d'orifice. Pour une même puissance la variation de l'écart type est inférieur à 10% entre les quatre diamètres utilisés représentée par l'incertitude dans ce tableau.

TABLEAU 3.2 – Écart type moyen en fonction de la puissance de la source en régime monodirectionnel pour un rapport d'ouvertures $R \geq 1.10$.

σ (°C)	P_e (kW)
0.30 ± 0.02	1.2
0.35 ± 0.03	2.0
0.50 ± 0.03	3.4
0.60 ± 0.03	4.0

La règle de 3σ ou de trois écart type est utilisé en statistique pour indiquer que 99.7% des valeurs se situent dans un intervalle centré autour de sa moyenne suivant une loi normale de distribution. Sous l'hypothèse d'une loi normale, cette règle est aussi utilisée pour déterminer les valeurs aberrantes d'un échantillon s'ils sont éloignés de plus de trois écart type de la moyenne.

Si on suppose que les événements d'un régime bidirectionnel sont des valeurs aberrantes par rapport à un écoulement monodirectionnel établi, ces événements devraient être supérieurs avec la valeur de 3σ . Pour chaque essai les événements supérieurs à 3σ utilisant les valeurs d'écart type du tableau 3.2 ont été comptabilisés.

La figure 3.13 montre les événements supérieurs à 3σ qu'apparaissent à partir d'une valeur inférieure de $R = 0.19$ pour cet essai avec un diamètre $D = 191$ mm et une puissance de 4 kW. Sous le régime bidirectionnel presque tous les événements sont supérieurs à cette valeur seuil. Cette règle peut nous indiquer l'apparition du régime bidirectionnel dès que les écarts types des fluctuations dépassent la valeur de 3σ de l'écart type du régime monodirectionnel pour une puissance de la source donnée.

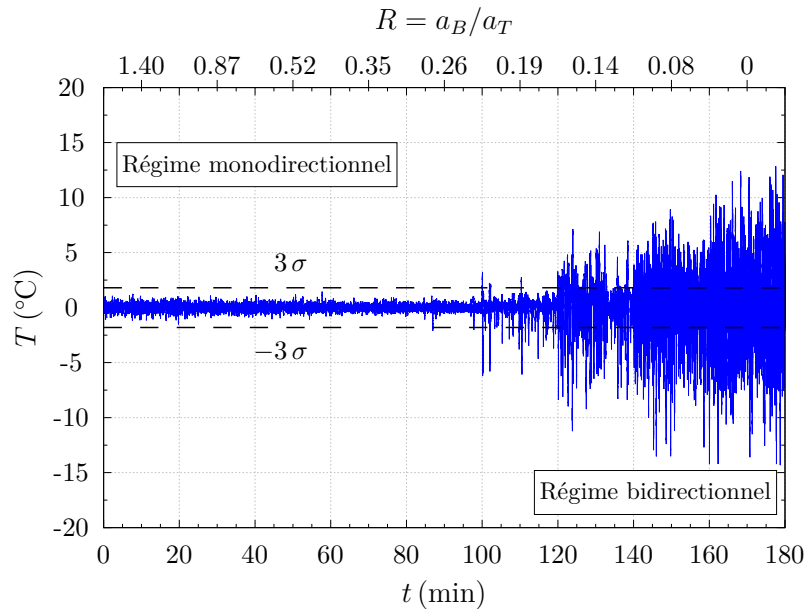


FIGURE 3.13 – Évolution des fluctuations de la température du TC-E en fonction du temps et du rapport $R = a_B/a_T$ pour un diamètre $D = 191$ mm et une puissance $P_e = 4$ kW avec une zone d'analyse utilisant un écart type de $\pm 3\sigma$.

Le nombre des événements qui dépassent la valeur de 3σ sont exposés dans le tableau 3.3 pour les huit thermocouples de la trémie en fonction du rapport R et pour le même essai de la figure précédente.

TABLEAU 3.3 – Nombre d'événements supérieurs à 3σ de chaque thermocouple de la trémie pour un essai avec un diamètre $D = 191$ mm et une puissance $P_e = 4$ kW.

$R = a_B/a_T$	TC-E	TC-NE	TC-SE	TC-S	TC-SO	TC-O	TC-NO	TC-N
1.40	0	0	8	2	46	33	19	26
0.87	0	0	0	0	0	0	6	48
0.52	0	0	0	0	0	0	1	28
0.35	0	0	0	0	0	0	0	0
0.26	9	12	0	7	11	0	15	15
0.19	330	355	119	99	130	35	246	406
0.14	2267	2224	1788	1352	1800	1072	2374	2615
0.08	3429	3291	3486	3586	3795	3389	4073	3989
0	4159	4334	4181	4146	4411	4252	4548	4669

Suite à la comptabilisation des événements supérieurs à 3σ , le critère proposé pour estimer le début de la transition est la fréquence moyenne sur le temps de chaque intervalle de ces événements. Ce critère est fixé à une fréquence minimale de $f = 0.20$ Hz à partir d'une étude réalisée sur les thermocouples TC-E et TC-NE. Ces thermocouples sont considérés par leurs positions relatives à la source et l'écoulement, être les plus réactives à un changement de régime. Le tableau 3.4 montre les fréquences associées aux événements présentés dans le tableau précédent. Particulièrement dans cet essai, le critère est satisfait à partir d'un rapport $R = 0.19$, de même pour les thermocouples TC-NO et TC-N. On remarque aussi l'augmentation de la fréquence à partir de $R = 0.08$ confirmant un écoulement bidirectionnel et quand $R = 0$, les fréquences sont du même ordre de grandeur.

TABLEAU 3.4 – Fréquence des événements supérieures à 3σ de chaque thermocouple de la trémie pour un essai avec un diamètre $D = 191$ mm et une puissance $P_e = 4$ kW.

$R = a_B/a_T$	TC-E	TC-NE	TC-SE	TC-S	TC-SO	TC-O	TC-NO	TC-N
1.40	0	0	0.01	0	0.04	0.03	0.02	0.02
0.87	0	0	0	0	0	0	0.01	0.04
0.52	0	0	0	0	0	0	0	0.02
0.35	0	0	0	0	0	0	0	0
0.26	0.01	0.01	0	0.01	0.01	0	0.01	0.01
0.19	0.28	0.30	0.10	0.08	0.11	0.03	0.21	0.34
0.14	1.89	1.85	1.49	1.13	1.50	0.89	1.98	2.18
0.08	2.86	2.74	2.91	2.99	3.16	2.82	3.39	3.32
0	3.47	3.61	3.48	3.46	3.68	3.54	3.79	3.89

L'analyse utilisant la règle de 3σ est maintenant présentée pour un essai avec un diamètre de trémie $D = 127$ mm et une puissance de 4 kW et un pas de temps entre intervalles de 12 min. Ces intervalles montrent qu'il faut un temps pour que le régime bidirectionnel se mette en place associé au rapport d'ouvertures R et à la température à la trémie. Dans ce cas la transition est observée pour un $R = 0.07$ suivant la critère proposé. D'autre part dans l'intervalle précédent de $R = 0.10$ les fréquences des fluctuations sont de l'ordre de 0.10 Hz en-dessus du critère limite, cependant visuellement l'écoulement est observé bidirectionnel dans cette période jusqu'au confinement en $R = 0$ où les fréquences sont de l'ordre de 0.70 Hz. Par contre pour d'autres essais, ces fréquences sont supérieures

à 3 Hz. Ceci implique que le critère doit être accompagné d'une vérification visuelle de l'écoulement et d'un temps minimum entre intervalles, estimé à 20 min. Ce temps a été optimisé pour examiner différentes configurations de façon progressive dans la journée.

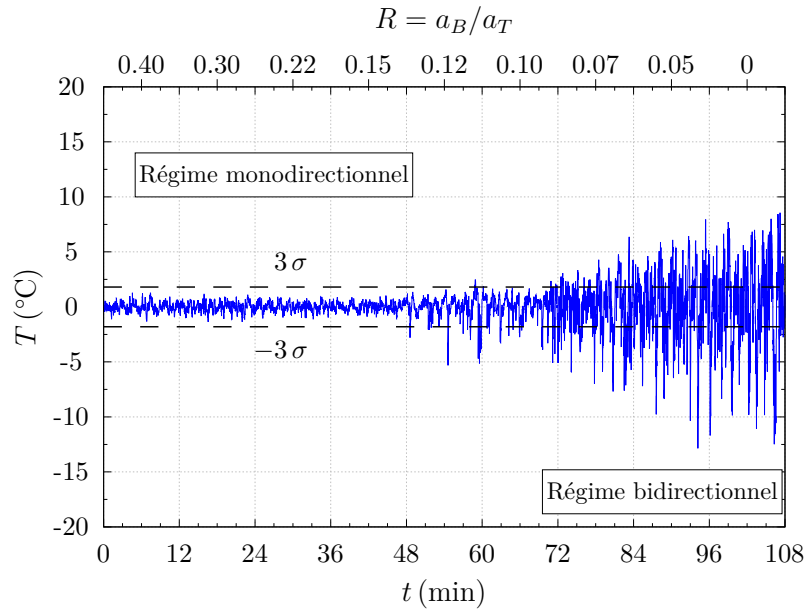


FIGURE 3.14 – Évolution des fluctuations de la température du TC-E en fonction du temps et du rapport $R = a_B/a_T$ pour un diamètre $D = 127$ mm et une puissance $P_e = 4$ kW avec une zone d'analyse utilisant un écart type de $\pm 3\sigma$.

Le tableau 3.5 synthétise les résultats obtenus pour estimer le début de la transition de régime avec la règle de 3σ sur les écarts types des thermocouples à la trémie. Les valeurs de la section critique a_B^{crit} correspondent à la moyenne pour chaque configuration. L'incertitude relative à la surface critique est aussi évaluée à partir des valeurs limites en chaque cas, laquelle est estimée à 5% pour le diamètre $D = 191$ mm, à 10% pour les deux diamètres intermédiaires et à 15% pour $D = 76.2$ mm.

TABLEAU 3.5 – Conditions d'apparition du régime bidirectionnel utilisant les écarts types des thermocouples de la trémie.

D (mm)	P_e (kW)	a_T (cm ²)	a_B^{crit} (cm ²)	$(a_B/a_T)^{crit}$ (-)
76.2	1.2	45.6	5.5	0.12
76.2	2.0	45.6	4.7	0.10
76.2	4.0	45.6	3.9	0.09
127.0	1.2	126.7	23.6	0.19
127.0	2.0	126.7	17.3	0.14
127.0	4.0	126.7	11.0	0.09
152.4	2.0	182.4	31.4	0.17
152.4	4.0	182.4	28.3	0.16
190.5	1.2	285.0	50.3	0.18
190.5	2.0	285.0	48.7	0.17
190.5	3.4	285.0	50.3	0.18
190.5	4.0	285.0	47.1	0.17

Comme le montre le tableau 3.5, la surface critique de transition diminue avec la diminution de la surface de l'évent et avec l'augmentation de la puissance de la source. Plus le compartiment est chaud plus il faut réduire la surface de l'amenée d'air en partie basse pour augmenter la dépression interne du local et déstabiliser l'écoulement monodirectionnel. On remarque aussi une augmentation du rapport $R = a_B/a_T$ critique avec l'augmentation de la surface de l'exutoire pour la même puissance. Cet constat est lié à la température dans le local au moment de la transition laquelle est supérieure pour les petits diamètres. Pour les petits diamètres, le débit d'extraction est plus faible et la pièce accumule plus d'énergie au cours de l'essai augmentant la température du local. Le rapport critique de R pour la transition se situe dans la gamme $[0.09, 0.18]$. Dans la section suivante ces résultats sont confrontés à ceux obtenus utilisant un critère visuel pour les mêmes essais réalisés.

La figure 3.15 illustre la relation entre la surface de l'exutoire et la surface critique d'amenée d'air a_B^{crit} .

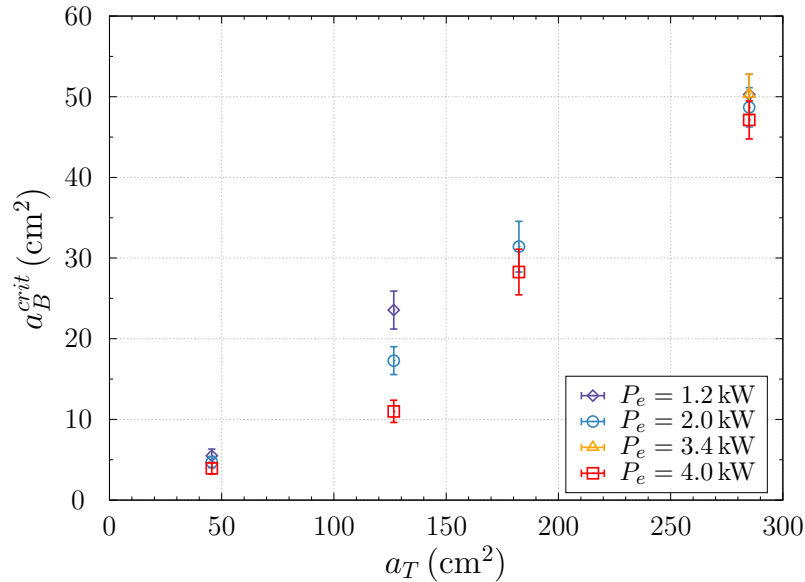


FIGURE 3.15 – Surface de transition a_B^{crit} déterminée par le critère des écarts type en fonction de la surface de l'évent a_T .

3.3 Visualisation de l'écoulement

Cette section décrit l'approche visuelle employée pour identifier la transition. Si les enceintes sontensemencées, la différence entre un régime monodirectionnel et bidirectionnel est détectable à l'œil nu avec un plan laser. Bien que ce soit une approche qualitative, l'observation reste une méthode fiable dans certaines limites, et c'est pourquoi on a décidé de l'utiliser et la confronter aux résultats obtenus avec le critère de signaux de températures.

La visualisation de l'écoulement est réalisée avant d'atteindre l'état quasi-stationnaire dans le dispositif. Avec un laser portable les particules ensemencées dans le local supérieur sont éclairées au niveau du sol de ce compartiment pour observer l'écoulement montant, qui sort et "coupe" la masse d'air ensemencé autour de la trémie. L'écoulement qui descend est observé depuis le local inférieur éclairant la trémie.

La figure 3.16 illustre un écoulement montant pas ensemencé vue de coté qui occupe

toute la section de l'orifice. Si on éclaire cet écoulement avec un plan laser parallèle au sol du compartiment supérieur et on observe la trémie vue par dessus, on remarque que les particules qui montent depuis le compartiment inférieur forment une "galette" occupant l'aire de la trémie.

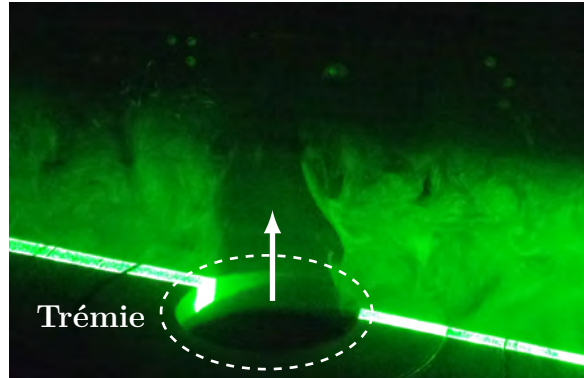


FIGURE 3.16 – Écoulement monodirectionnel montant à la sortie de la trémie. Vue au niveau du sol du compartiment supérieur.

Dès qu'on diminue la surface a_B , cette "galette" commence à "vibrer" indiquant le début de la transition jusqu'à perdre sa forme en régime bidirectionnel avec un mouvement chaotique des particules qui rentrent et sortent de l'orifice. Pour estimer le début du régime bidirectionnel, l'écoulement est observé depuis le compartiment inférieur en éclairant la trémie et le plafond de ce compartiment. Le régime bidirectionnel est défini dès que les premières bouffées d'air froid sont aperçues dans le compartiment de façon continue comme le montre la figure 3.17. La fréquence d'apparition de ces bouffées augmente avec le confinement.

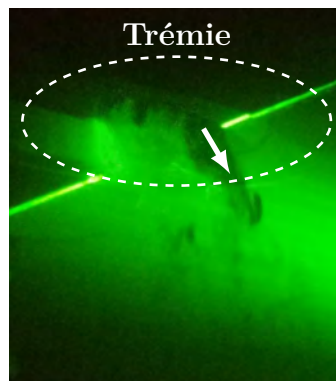


FIGURE 3.17 – Écoulement bidirectionnel vu depuis le compartiment inférieur. Bouffées d'air froid descendant par la trémie dans le compartiment inférieur.

Pendant la phase de transition des bouffées d'air entrent et sortent rapidement par la trémie sans franchir son épaisseur et que les thermocouples peuvent enregistrer. Ceci peut expliquer la différence entre les résultats du critère basé sur les réponses des thermocouples et les résultats basés sur l'observation des bouffées d'air qui rentrent dans le local.

Pour certains cas la différence entre les amplitudes et fréquences des fluctuations n'est pas significative pendant la phase de transition retardant le point de la détermination vers une condition plus confinée où le rapport R est inférieur au celui identifié visuellement.

Ces cas sont pour les deux diamètres plus petits dont les débits d'extraction des gaz chauds sont plus faibles même si les températures du local sont supérieures. Les résultats de l'estimation de l'apparition du régime bidirectionnel sont présentés dans le tableau 3.6.

La gamme du rapport critique $R^{crit} = (a_B/a_T)^{crit}$ pour les essais réalisés est entre 0.09 et 0.18. L'incertitude relative à la surface critique est aussi évaluée à partir des valeurs limites en chaque cas, laquelle est estimée à 5% pour le diamètre $D = 191$ mm, à 10% pour les deux diamètres intermédiaires et à 15% pour $D = 76.2$ mm.

TABLEAU 3.6 – Conditions d'apparition du régime bidirectionnel utilisant le critère visuel.

D (mm)	P_e (kW)	a_T (cm ²)	a_B^{crit} (cm ²)	$(a_B/a_T)^{crit}$ (-)
76.2	1.2	45.6	5.5	0.12
76.2	2.0	45.6	4.7	0.10
76.2	4.0	45.6	3.9	0.09
127.0	1.2	126.7	20.4	0.16
127.0	2.0	126.7	17.3	0.14
127.0	4.0	126.7	14.1	0.11
152.4	2.0	182.4	26.7	0.15
152.4	4.0	182.4	23.6	0.13
190.5	1.2	285.0	50.3	0.18
190.5	2.0	285.0	47.1	0.17
190.5	3.4	285.0	41.6	0.15
190.5	4.0	285.0	39.3	0.14

La figure 3.18 illustre graphiquement la relation entre la surface de l'exutoire et la surface critique définie quand les premières bouffées d'air ont été observées.

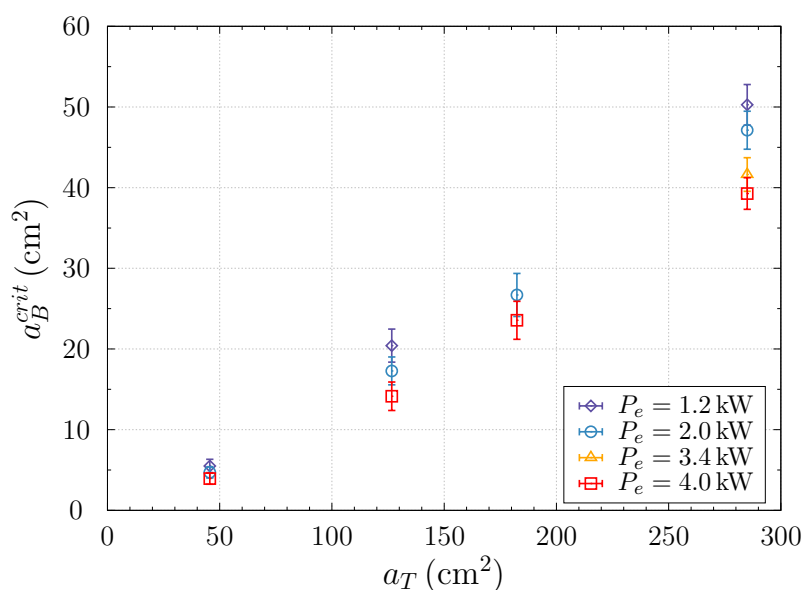


FIGURE 3.18 – Surface d'amenée d'air a_B de transition déterminée visuellement en fonction de la surface de l'évent a_T .

3.4 Discussion

Les résultats obtenus avec le critère visuel seront retenus par la suite de cette étude et utilisés à présent pour les confronter avec des résultats disponibles dans la littérature.

Les résultats expérimentaux sont d'abord comparés avec le modèle proposé par Hunt et Coffey (2010) issu de leurs travaux sur le processus de vidange d'un fluide lourd contenu dans un local dans un milieu ambiant. Bien que ce soit une physique différente, ce modèle est proposé comme une extension du modèle de remplissage-vidange et peut nous fournir un ordre de grandeur de la section critique. Hunt et Coffey (2010) proposent, suite à leurs expériences, un nombre de Froude critique $Fr_{crit} = 0.33$ pour estimer la transition de régime. Ce nombre de Froude est exprimé en termes de l'écoulement et associé aux paramètres géométriques du local et à la hauteur initiale de la couche du fluide h_0 plus dense que l'environnement.

Utilisant les surfaces critiques obtenues dans l'expression (1.58) du nombre de Froude associé à la trémie avec les coefficients de débit $c_B = c_T = 0.60$ et la hauteur H du local comme la couche qui pilote l'écoulement pour le calcul de λ_T , on obtient les valeurs suivantes de Fr_{crit} .

TABLEAU 3.7 – Nombre de Froude à la trémie de la transition (Fr_{crit}) basé sur l'expression (1.58) proposée par Hunt et Coffey (2010).

a_T (cm ²)	a_B^{crit} (cm ²)	P_e (kW)	$(a_B/a_T)^{crit}$ (-)	Fr_{crit} (-)
45.6	5.5	1.2	0.12	0.39
45.6	4.7	2.0	0.10	0.34
45.6	3.9	4.0	0.09	0.28
126.7	18.8	1.2	0.16	0.40
126.7	15.7	2.0	0.14	0.34
126.7	12.6	4.0	0.11	0.28
182.4	25.9	2.0	0.15	0.33
182.4	22.8	4.0	0.13	0.30
285.0	50.3	1.2	0.18	0.36
285.0	46.3	2.0	0.17	0.34
285.0	40.8	3.4	0.15	0.30
285.0	35.3	4.0	0.14	0.28

Pour les puissances électriques de 2 à 4 kW les valeurs de ce nombre de Froude sont en accord avec le modèle de Hunt et Coffey (2010). Ces résultats sont également sensibles au coefficient de débit qu'on ne peut pas quantifier avec nos expériences et qu'on a supposé constante. Cette hypothèse est valable pour des écoulements turbulents avec un nombre de Reynolds élevé (Ward-Smith 1980) et typiquement estimé à une valeur de 0.60 pour les applications de ventilation naturelle des bâtiments (Hunt et Linden 2001). Si on utilise par exemple une valeur de $c_B = c_T = 0.70$, les valeurs du nombre du Froude augmentent de 17% et seulement les résultats avec un puissance $P_e = 4$ kW sont en-dessous du seuil critique de $Fr = 0.33$. La dépendance du coefficient de débit sur le contraste de masse volumique a été quantifiée expérimentalement par Hunt et Holford (2000) et Holford et Hunt (2001) à travers une ouverture horizontale en ventilation par déplacement. Les auteurs ont mis en évidence une grande variation du coefficient avec un contraste de

densité élevé et ont suggéré une dépendance avec un paramètre associé au type de panache produit par la source. Vauquelin *et al.* (2017) à partir d'expériences ont proposé un modèle théorique pour exprimer la dépendance du coefficient de débit associé à un écoulement type panache développé à la sortie de l'exutoire en ventilation par déplacement dans le cadre général non-Boussinesq.

Dans la recherche d'une expression entre les surfaces d'ouvertures, celle-ci peut être représentée sous la forme d'une fonction en puissance $f(x) = ax^b$. Si on applique une loi de puissance aux données expérimentales, on obtient les lignes en pointillés sur la figure 3.19. Le coefficient pour les trois puissances électriques examinées est estimé à $b = 5/4$.

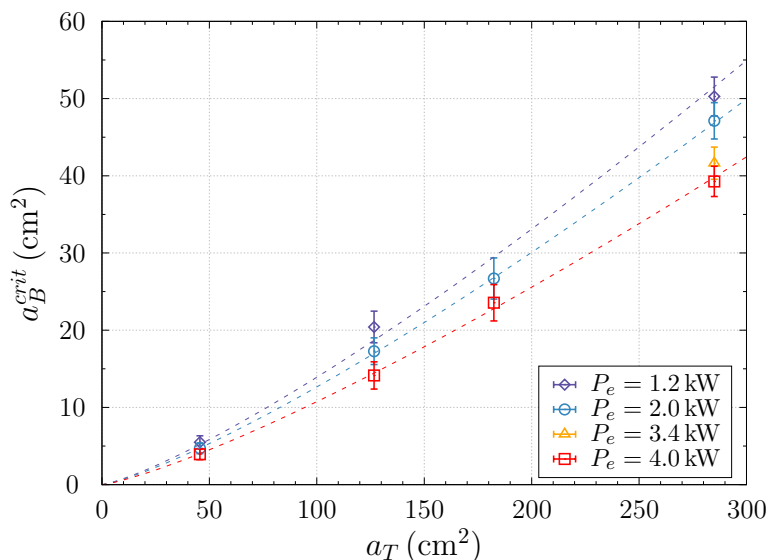


FIGURE 3.19 – Surface d'amenée d'air a_B critique de transition en fonction de la surface de l'évent a_T . Les lignes en pointillés représentent une possible loi en puissance.

D'autre part, l'écoulement d'échange en régime bidirectionnel examiné par Epstein (1988) montre la proportion $Q_{ex} \propto a^{5/4} g^{1/2}$, où g' est la gravité réduite. Cela nous indique une dépendance de ce type d'écoulement avec la surface de l'ouverture horizontale et la flottabilité induite par la différence de masse volumique du local avec l'ambient. Si on considère que cette dépendance se conserve jusqu'à la transition, au moins celle avec la surface de l'ouverture, la surface critique en partie basse que provoque un régime bidirectionnel jusqu'à la transition devrait être aussi en proportion avec la surface de l'exutoire en $a_T^{5/4}$.

La constante a de cette proposition empirique qui associe la puissance de la source et par conséquent la température du local inférieur, a été déterminée par l'ajustement des courbes expérimentales. Les valeurs obtenues de la constante sont : $a = [0.044, 0.040, 0.034]$ pour les puissances électriques $P = [1.2, 2.0, 4.0]$ kW respectivement. Cependant dans ces essais la relation entre la puissance électrique et la puissance convective n'est pas connue et représente une limitation dans cette proposition. Une fonction de la puissance convective ($f(\dot{Q}_c)$) est plus appropriée qu'une constante a de proportionnalité.

Pour estimer la relation de la température du local avec la puissance de la source sur la surface critique, le paramètre η a été considéré et déterminé pour les différents essais réalisés. Le paramètre η défini par $\eta = \Delta\rho/\rho = \Delta T/T_0$, représente la force motrice de la flottabilité exprimée par l'écart entre les fluides ambient et léger. Ce paramètre intervient aussi dans l'expression du débit.

La température de la couche a été prise dans l'intervalle où la transition était observée et calculée comme la moyenne du profil vertical de température sur toute la hauteur. Dans l'annexe B on présente les différents critères examinés pour l'estimer.

Le paramètre η à la transition (η^{crit}) pour les différents essais est présenté sur la figure 3.20. Sur cette figure on illustre la gamme des températures de cette couche obtenues où le paramètre η varie entre 0.07 et 0.32 qui correspond à une gamme de température entre 45 et 120 °C. Cette information n'est pas suffisante pour déterminer la relation du flux de flottabilité avec la surface critique. D'autres mesures sont nécessaires pour généraliser la relation entre les surfaces d'ouvertures à la transition proposée.

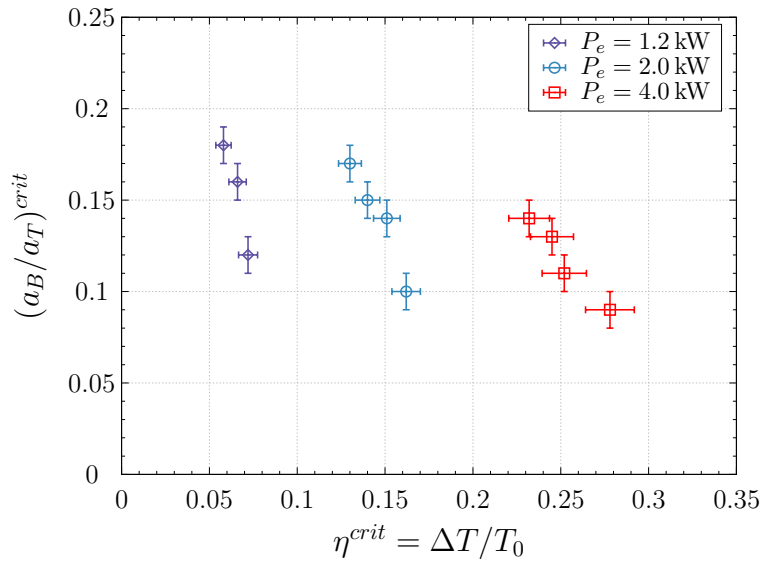


FIGURE 3.20 – Rapport des ouvertures à la transition en fonction du déficit de masse volumique déterminée à partir de la température moyenne du local inférieur.

On remarque sur cette figure deux tendances principales avec pentes différentes. Une première pente plus raide pour une puissance électrique constante qui est associée à l'effet de la température. L'autre pente est associée à la section de l'ouvrant en reliant les points de chaque puissance de gauche à droite. Cette différence indique que la transition est plus sensible à la section de l'ouvrant horizontal que à la température de l'enceinte.

3.5 Conclusions

Ce chapitre est axé sur la détermination expérimentale de la condition d'apparition du régime bidirectionnel au niveau d'un ouvrant horizontal. Cette condition est issue de la réduction de la surface d'amenée d'air en partie basse d'un local ventilé naturellement avec une source de flottabilité constante au niveau du sol. Pour ces expériences, des résistances électriques ont été utilisées comme source de flottabilité en variant sa puissance avec un variateur de tension.

La première partie de cette étude a consisté à étudier l'influence de la surface en partie basse sur la réponse des thermocouples positionnées dans l'épaisseur de l'exutoire. Les mesures sont réalisées à partir d'un état quasi-stationnaire après la mise en chauffe du dispositif expérimental. Une méthode basée sur la règle de 3σ est proposée pour estimer la phase de transition en fonction des écarts types des températures et la fréquence des

événements à franchir le seuil de trois écart type. Ce seuil est défini à partir de l'écart type base moyen déterminé pour un régime monodirectionnel avec une grande ouverture en partie basse. L'effet de la puissance est plus important que l'effet du diamètre de l'exutoire sur l'écart type et c'est le critère retenu par la suite. D'autre part, la variation des fluctuations dans la phase de transition par rapport au régime monodirectionnel n'est pas très évidente pour les deux diamètres plus petits examinés. Pour ces cas, la transition est décalée à une configuration plus confinée par rapport aux visualisations de l'écoulement dans les mêmes conditions.

Ces premiers résultats ont montré les effets du diamètre de l'exutoire et de la puissance de la source sur la surface critique à la transition. La réduction de la surface d'amenée d'air produit une dépression dans le local qu'à partir d'une certaine valeur déclenche le régime bidirectionnel au niveau de l'exutoire pour conserver le débit massique dans l'enceinte. La surface critique augmente avec la surface de l'exutoire dû à la diminution de la température du local. Cette diminution de la température est liée à l'augmentation du débit d'extraction lequel est proportionnel à la surface de l'exutoire. D'autre part, si on augmente la puissance de la source, le local devient plus chaud et on doit réduire la surface critique pour la même taille d'exutoire pour produire la dépression nécessaire et provoquer un écoulement bidirectionnel.

D'autres méthodes basées sur les réponses des thermocouples ont été testées pour estimer la transition. Ces méthodes comme la variation des températures moyennes de la trémie, la variation des écart types de ces températures moyennes ou la variation des moyennes des écart types, ne sont pas présentées dans ce mémoire parce que les résultats ne sont pas concluants pour estimer le début de la transition. L'effet de moyenniser tous les signaux des thermocouples engendre une erreur d'appréciation sur le comportement de l'écoulement pendant la phase de transition et sur l'estimation de son apparition utilisant que les signaux. Pour la condition complètement confinée l'écoulement bidirectionnel observé par Varrall *et al.* (2016) montre une organisation géométrique en moyenne et en conséquence les fluides ont des zones de préférence pour monter ou descendre à travers la trémie en moyenne. Dû à ce fait, on a supposé un comportement similaire jusqu'à la transition en partant du confinement total jusqu'à la transition. Par conséquent, l'analyse individuelle des thermocouples semble plus judicieuse et c'est celle qui est retenue par rapport aux autres méthodes mentionnées. On s'est focalisé sur les thermocouples les plus sensibles à un changement du confinement, malgré les faibles variations des fluctuations dans certains essais pour détecter la transition.

La seconde partie a été consacrée à la confrontation des résultats obtenus précédemment avec l'observation de l'écoulement intervalle par intervalle jusqu'à repérer les premières bouffées d'air descendant par l'orifice. Pour les essais où la variation des fluctuations montraient un changement appréciable, les deux critères coïncident en l'identification de la transition de régime. Les résultats obtenus visuellement sont retenus car l'existence d'un écoulement bidirectionnel a été confirmé par l'observation.

Une relation entre les surface d'ouvertures $a_B^{crit} = f(\dot{Q}_c) a_T^{5/4}$ est proposé basée sur les résultats obtenus expérimentalement. Cependant, la détermination de la fonction associée à la puissance convective ($f(\dot{Q}_c)$) nécessite une caractérisation expérimentale de la source et l'apport d'autres données comme les débits au niveau des ouvrants et le débit de flottabilité de la source sont nécessaires.

Chapitre 4

Caractérisation expérimentale des écoulements à l'exutoire

Sommaire

4.1	Écoulement en confinement total	66
4.1.1	Vitesses débitantes	66
4.1.2	Champs de vitesse moyenne	68
4.1.3	Sections débitantes	70
4.1.4	Débits volumiques	72
4.2	Effet de la section a_B sur l'écoulement	79
4.2.1	Champs de vitesse	79
4.2.2	Sections de passage	80
4.2.3	Débits volumiques	81
4.3	Approche corrélative du débit à la trémie	86
4.4	Comparaison avec un écoulement de convection forcée	93
4.5	Conclusion	94

Résumé

Ce chapitre présente une étude expérimentale des écoulements d'échange à travers la trémie en régimes bidirectionnel et monodirectionnel. Des expériences sont réalisées à échelle réduite dans une enceinte équipée d'une ouverture en partie basse, d'une trémie située au plafond et d'une source de chaleur. Les paramètres d'étude sont la section des deux ouvertures et la puissance convective. L'écoulement est caractérisé par la mesure des champs de vitesse en utilisant la technique Stéréo PIV. Une approche corrélative est proposée afin d'estimer les débits en fonction des rapport des sections des ouvrants. Une comparaison avec des données expérimentales obtenues en convection forcée est également présentée.

Dans le chapitre précédent nous avons étudié l'influence de l'ouverture en partie basse sur la condition de transition entre les régimes bidirectionnel et monodirectionnel. Dans la suite de ce chapitre nous allons présenter la campagne expérimentale réalisée pour caractériser le débit à la sortie de l'exutoire.

Dans une première partie, nous présentons les résultats obtenus pour un régime d'écoulement d'échange en confinement total, c'est à dire, en régime bidirectionnel pour $a_B = 0$. Ensuite, l'étude portera sur l'influence de la section d'ouverture en partie basse a_B permettant ainsi d'investiguer l'écoulement d'échange depuis la condition entièrement confinée ($a_B = 0$) jusqu'au régime monodirectionnel pour une section a_B grande. Enfin, ces résultats seront confrontés avec les données et modèles issus de la littérature.

4.1 Écoulement en confinement total

Les résultats obtenus pour un confinement total du local inférieur ($a_B = 0$) sont présentés dans cette section. Ce type d'écoulement a été utilisé pour qualifier et valider les protocoles de mesure afin de continuer avec d'autres sections d'ouverture en partie basse. Le détail sur l'estimation des incertitudes et les différentes étapes prises en compte sont abordées dans la section de l'annexe A.2.

4.1.1 Vitesses débitantes

Dans un premier temps, nous discutons sur les champs de la composante verticale de la vitesse $w(x, y, t)$ obtenus par la SPIV. Les informations de ces champs de vitesse nous permettent de déterminer l'occupation des fluides montant et descendant. Les variations spatiales sont analysées à travers le changement de signe de cette vitesse verticale $w(x, y, t)$, lié au changement de sens de l'écoulement. Le module et le signe de la vitesse sur chaque maille de la trémie, et à chaque pas de temps, ont été donc identifiés pour cette analyse.

L'analyse est d'abord présentée pour l'expérience réalisée avec un diamètre d'ouvrant $D = 152$ mm comme exemple, et ensuite étendue aux autres orifices afin d'étudier leur influence sur l'écoulement.

La figure 4.1 présente une séquence de quatre champs de vitesse instantanée $w(x, y, t)$ successifs pris à une fréquence de 2.5 Hz ($\Delta t = 0.4$ s). Les espaces occupés par les fluides montant et descendant migrent et se déforment au cours du temps au sein de la trémie. Cette variation temporelle de la physionomie de l'écoulement caractérise l'instationnarité du phénomène.

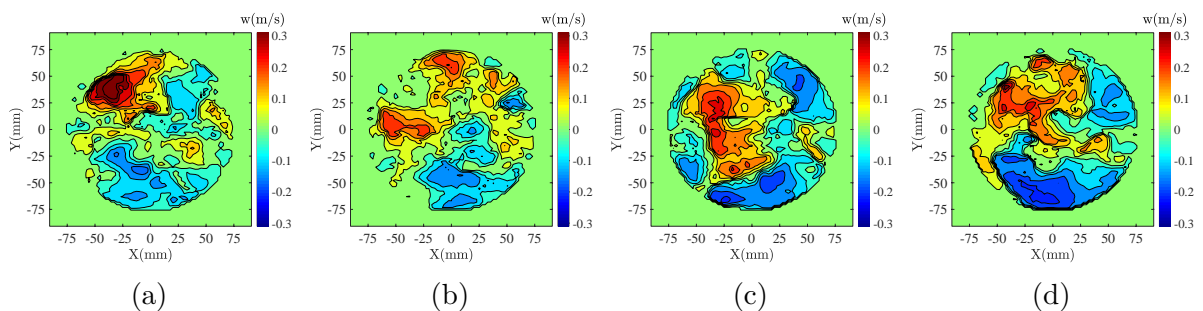


FIGURE 4.1 – Champs de vitesse instantanée $w(x, y, t)$ à différents instants consécutifs entre les images ($\Delta t = 0.4$ s) pour un diamètre $D = 152$ mm.

Au cours du temps, il existe des lieux où la vitesse est positive ou négative. La section de passage des écoulements montant ou descendant n'est pas stationnaire mais se déplace constamment au cours du temps avec des zones de cisaillement entre les deux fluides. Ces observations rejoignent celles faites par Varrall *et al.* (2016) pour des conditions identiques d'écoulement.

Les vitesses débitantes ont été calculées comme une moyenne spatiale des vitesses montantes ou descendantes pour chaque pas de temps suivant la relation 4.1 :

$$\begin{cases} w_d^+(t) = \sum_{x=1}^X \sum_{y=1}^Y \frac{w(x,y,t) > 0}{nb \{w(x,y,t) > 0\}} \\ w_d^-(t) = \sum_{x=1}^X \sum_{y=1}^Y \frac{w(x,y,t) < 0}{nb \{w(x,y,t) < 0\}} \end{cases} \quad (4.1)$$

où X et Y représentent les dimensions totales de la trémie suivant la position en x et en y , et $nb \{ \}$ représentent l'occurrence de la condition montante ou descendante définie entre les accolades.

La figure 4.2 expose la variation des vitesses débitantes durant un essai avec un diamètre $D = 152$ mm.

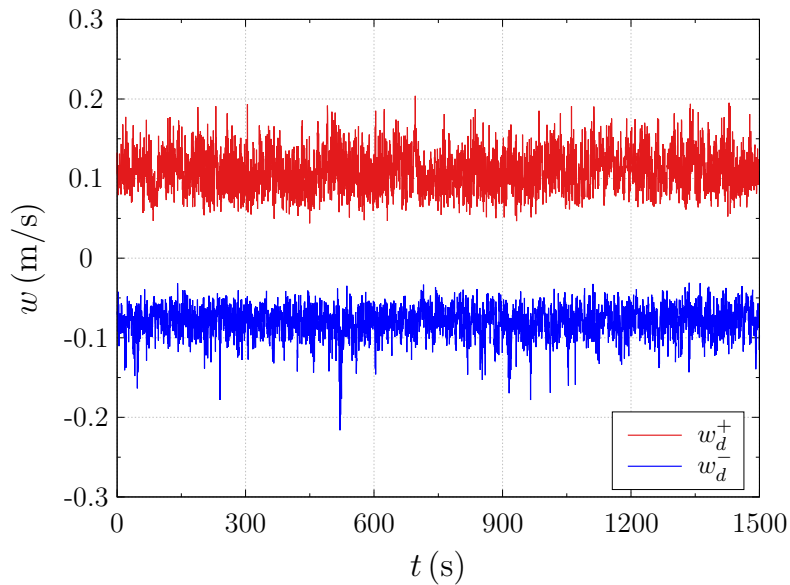


FIGURE 4.2 – Évolution des vitesses débitantes moyennées spatialement pour un diamètre $D = 152$ mm et une résistance de $P_e = 2$ kW.

La moyenne temporelle des vitesses débitantes sur une expérience peut être déterminée soit par une moyenne des champs moyens montants ou descendants, ou par la moyenne des vitesses débitantes instantanées de l'expression (4.1). Une étude réalisée par Varrall (2016) dans sa thèse, montre que “la moyenne spatiale d'une grandeur moyennée temporellement n'est pas égale à la moyenne temporelle d'une grandeur moyennée spatialement”. Cette différence est associée à l'instationnarité spatiale au cours du temps de ce type d'écoulement. L'effet de moyenner temporellement à partir des champs moyens spatiaux annule des informations notamment dans les zones de vitesse très faibles.

La moyenne temporelle de la vitesse ascendante ou descendante sur la durée de l'acquisition de prise des images T à une fréquence $1/\Delta t$, a été alors déterminée à partir de

la moyenne des vitesses débitantes instantanées correspondantes suivant l'expression 4.2 comme dans l'étude de Varrall *et al.* (2016) :

$$\begin{cases} \overline{w_d^+} = \frac{\Delta t}{T} \sum_{t=1}^T w_d^+(t) \\ \overline{w_d^-} = \frac{\Delta t}{T} \sum_{t=1}^T w_d^-(t) \end{cases} \quad (4.2)$$

Le tableau 4.1 présente les résultats des vitesses moyennes pour les essais réalisés en fonction du diamètre de l'orifice et de la puissance électrique de la résistance.

TABLEAU 4.1 – Vitesses débitantes moyennes

D (mm)	P_e (kW)	$\overline{w_d^+}$ (m/s)	$\overline{w_d^-}$ (m/s)
76.2	2	0.094	-0.078
127.0	2	0.104	-0.078
152.4	2	0.106	-0.082
152.4	4	0.146	-0.106
190.5	2	0.112	-0.083

4.1.2 Champs de vitesse moyenne

Pour évaluer le comportement global de chaque cellule du domaine au cours du temps, on a calculé les champs moyens de vitesse sur le temps T de chaque expérience, selon la relation (4.3) :

$$\overline{w(x, y)} = \frac{\Delta t}{T} \sum_{t=1}^T w(x, y, t) \quad (4.3)$$

La figure 4.3 montre le résultat de ce champ de vitesse moyenné sur l'expérience avec un diamètre de $D = 152$ mm. Cette moyenne donne un effet de lissage annulant une grande quantité d'information comme mentionné précédemment. Ces champs moyens ne sont pas représentatifs de la physique de l'écoulement en termes du calcul des débits volumiques, cependant ils décrivent un comportement de sa physionomie sur une durée déterminée. Le champ de vitesse moyenne montre une répartition de l'écoulement à travers la section de passage d'une façon relativement symétrique.

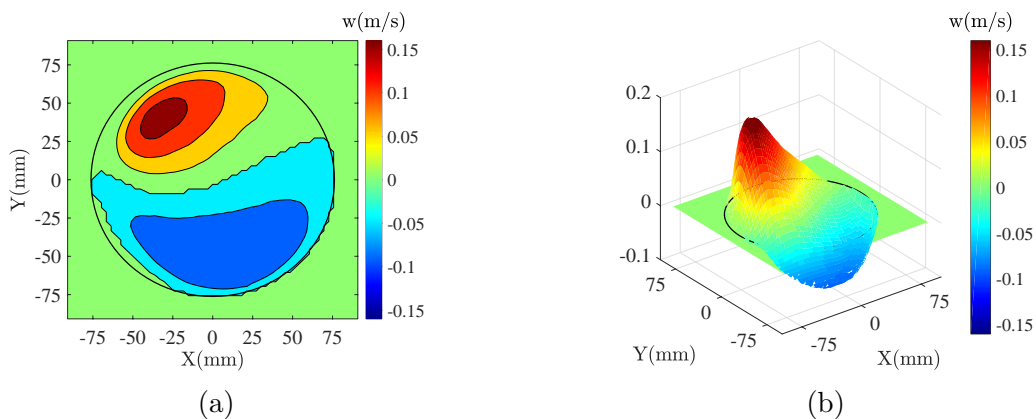


FIGURE 4.3 – Cartographie du champ de vitesse moyenne pour $D = 152$ mm et $P_e = 2$ kW.

La figure 4.4 montre l'influence du diamètre sur les champs moyens utilisant une résistance de $P_e = 2 \text{ kW}$. On remarque que la vitesse moyenne maximale diminue avec l'augmentation du diamètre.

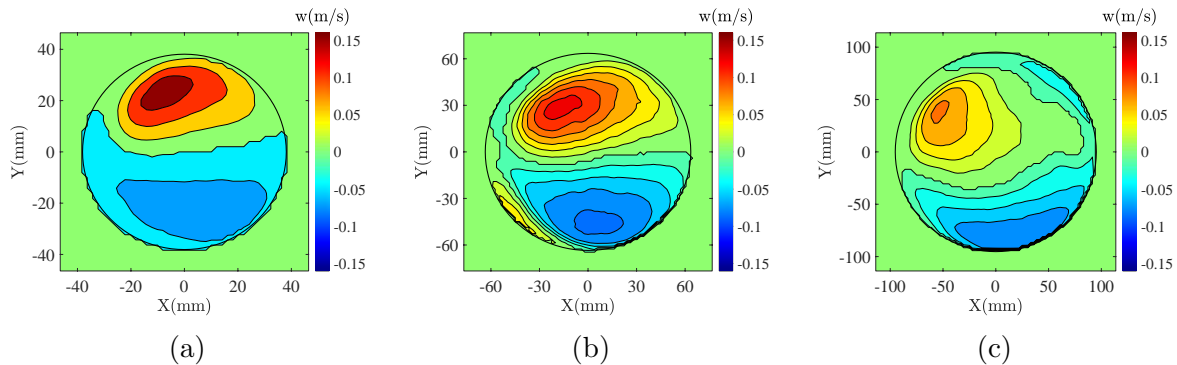


FIGURE 4.4 – Cartographie du champ moyen de vitesse avec une source de $P_e = 2 \text{ kW}$ pour (a) $D = 152 \text{ mm}$, (b) $D = 127 \text{ mm}$ et (c) $D = 191 \text{ mm}$.

L'effet de la puissance sur le champ moyen est illustré sur la figure 4.5 pour le diamètre $D = 152 \text{ mm}$. Au niveau moyen, l'occupation des fluides montants est plus importante avec l'augmentation de la puissance de la source. Cependant, on attendait une augmentation plus significative des vitesses avec la puissance comme montré sur le tableau 4.1.

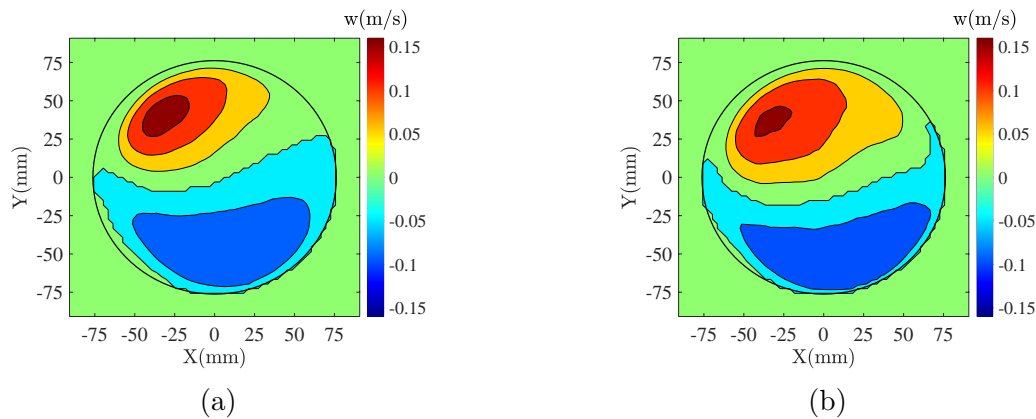


FIGURE 4.5 – Cartographie du champ moyen de vitesse pour $D = 152 \text{ mm}$ et sources différentes : (a) $P_e = 2 \text{ kW}$ et (b) $P_e = 4 \text{ kW}$.

L'analyse des champs moyens n'est pas suffisante pour estimer la dépendance des vitesses débitantes avec le diamètre de trémie D ou le paramètre L/D , utilisé dans l'étude de Epstein (1988), et ainsi évaluer l'influence sur l'écoulement d'échange.

La zone des fluides montants se présente dans ces champs moyens comme une zone ovoïdale décentrée de l'axe de l'orifice et séparée des fluides descendants par une zone de vitesse nulle. Ces sections de vitesse nulle représentent les zones de cisaillement entre les fluides et aussi avec les parois. On remarque aussi que l'occupation des fluides descendants est légèrement supérieure aux fluides montants. Dans la section suivante ces zones seront étudiées.

4.1.3 Sections débitantes

Les sections de passage des fluides débitantes instantanées ont été déterminées suivant le même raisonnement que les vitesses débitantes pour estimer son caractère instationnaire. Ces sections ont été estimées à partir de la relation (4.4) :

$$\begin{cases} S^+(t) = \Delta x \Delta y * nb \{w(x, y, t) > 0\} \\ S^-(t) = \Delta x \Delta y * nb \{w(x, y, t) < 0\} \end{cases} \quad (4.4)$$

où Δx et Δy représentent la dimension de chaque cellule de la trémie suivant la direction en x et en y , issues du traitement d'images, et $nb \{ \}$ représente l'occurrence de la condition montante ou descendante définie entre les accolades.

La figure 4.6 expose l'évolution des sections de passage instantanées calculée à partir de l'expression précédente. La surface occupée par les fluides descendants est en moyenne sensiblement plus importante que sa contrepartie montante.

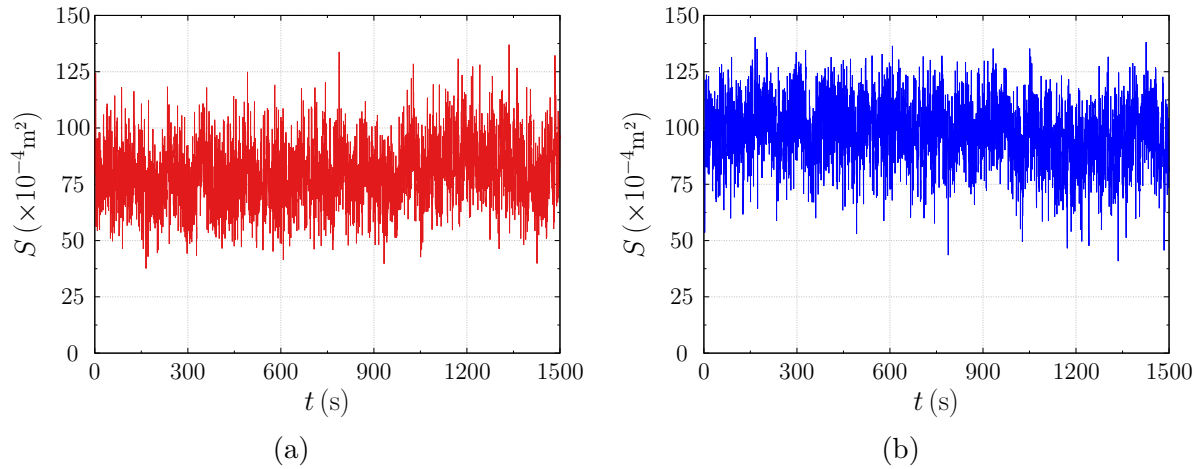


FIGURE 4.6 – Évolution des sections débitantes instantanées (a) montante et (b) descendante, pour un diamètre $D = 152 \text{ mm}$ et une résistance de $P_e = 2 \text{ kW}$.

Les sections de passage occupées par les fluides montant et descendant présentent un comportement stable et symétrique. Pour illustrer ce comportement on montre sur la figure 4.7 ces deux sections avec l'évolution de la section S_0 déterminée comme la différence entre la section totale de l'orifice et les deux sections, montantes et descendantes. Cette section S_0 englobe une incertitude de mesure dans des zones où les vitesses sont très faibles et difficiles à capter, c'est à dire, près des bords de l'ouverture et dans les zones d'inversion de la vitesse entre les fluides montant et descendant. Pour inclure la section du fluide descendant sur cette figure, elle a été tracée de façon négative.

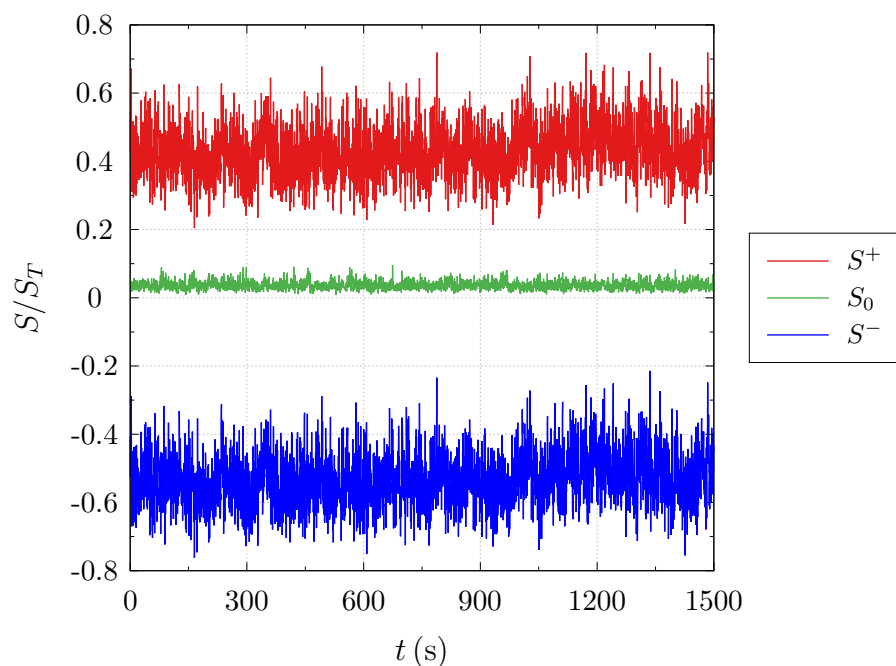


FIGURE 4.7 – Évolution des sections débitantes adimensionnées par la section totale pour un diamètre $D = 152$ mm et une résistance de $P_e = 2$ kW.

D'une manière similaire aux vitesses débitantes, la moyenne temporelle des sections de passage ascendante ou descendante sur la durée de chaque expérience a été déterminée à partir d'une moyenne des sections débitantes instantanées suivant la relation 4.5 :

$$\begin{cases} \overline{S^+} = \frac{\Delta t}{T} \sum_{t=1}^T S^+(t) \\ \overline{S^-} = \frac{\Delta t}{T} \sum_{t=1}^T S^-(t) \end{cases} \quad (4.5)$$

Le tableau 4.2 synthétise les valeurs des sections moyennes obtenues pour tous les essais réalisés en fonction du diamètre de l'ouvrant.

TABLEAU 4.2 – Sections de passage moyennes relatives à la section de l'orifice.

D (mm)	P_e (kW)	a_T ($\times 10^{-4} \text{m}^2$)	$\overline{S^+}/S_T$ (%)	$\overline{S^-}/S_T$ (%)	$\overline{S_0}/S_T$ (%)
76.2	2	45.6	51.53	48.24	0.23
127.0	2	126.7	47.10	52.10	0.80
152.4	2	182.4	45.77	53.45	0.78
152.4	4	182.4	47.83	50.98	1.19
190.5	2	285.0	44.21	53.68	2.11

L'influence du paramètre géométrique L/D sur les surfaces débitantes s'illustre sur la figure 4.8. Pour le diamètre plus petit ($L/D = 0.50$), on observe une inversion dans le rapport de surfaces entre la section descendante et montante. Varrall *et al.* (2016) ont observé aussi cette inversion spécifiquement quand $L/D > 0.41$, où Epstein (1988) a observé un changement du régime de l'écoulement. Varrall *et al.* (2016) ont expliqué ce changement de comportement dû à l'augmentation des pertes de charges associées à la

réduction du diamètre, modifiant l'équilibre entre les forces de frottement et les forces de flottabilité.

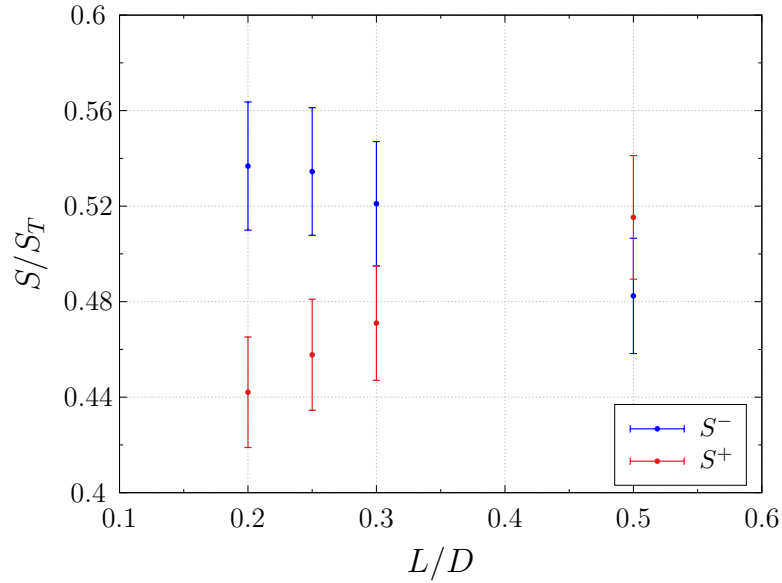


FIGURE 4.8 – Influence du paramètre L/D sur les sections de passage ($P_e = 2 \text{ kW}$).

4.1.4 Débits volumiques

Dans un contexte d'incendie, les grandeurs d'intérêt de l'écoulement d'échange à travers une ouverture horizontale sont les débits volumiques montant d'air chaud et descendant d'air frais. Dans cette étude, on s'intéresse à la mesure de ces débits moyens obtenus par le signal 2D de la SPIV. À partir du champ de vitesse vertical instantané $w(x, y, t)$, le débit montant et descendant est donné par la sommation des vitesses positives et négatives multipliées par la surface élémentaire du domaine $\Delta x \times \Delta y$ correspondante. Les débits volumiques instantanés sont déterminés alors par l'expression (4.6) :

$$\begin{cases} Q^+(t) = \Delta x \Delta y \sum_{x=1}^X \sum_{y=1}^Y w(x, y, t) > 0 \\ Q^-(t) = \Delta x \Delta y \sum_{x=1}^X \sum_{y=1}^Y w(x, y, t) < 0 \end{cases} \quad (4.6)$$

La moyenne temporelle de chaque débit volumique débitant sur toute la durée T de chaque expérience, a été calculée sous le même principe que les vitesses et sections débitantes exprimé par la relation (4.7) :

$$\begin{cases} \overline{Q^+} = \frac{\Delta t}{T} \sum_{t=1}^T Q^+(t) \\ \overline{Q^-} = \frac{\Delta t}{T} \sum_{t=1}^T Q^-(t) \end{cases} \quad (4.7)$$

4.1.4.1 Qualification du système SPIV

Dans cette section, le processus de qualification du système SPIV est abordé. Cette qualification, nécessaire pour garantir la qualité des mesures, est réalisée en trois étapes. Une première étape de qualification à froid a été menée pour estimer les incertitudes liées à la technique expérimentale elle-même. Cette qualification est décrite dans la section A.2.4 de l'annexe. Ensuite, une étude de convergence sur les débits moyens est réalisée qu'on présente par la suite. Enfin, la fiabilité des mesures est estimée pour la condition de confinement total portée sur l'évaluation du bilan de flux massique d'échange à la trémie.

Étude de convergence à la moyenne

Pour réduire l'incertitude liée au calcul de la moyenne temporelle du débit instantané, une étude de convergence a été menée. Cette étude permet d'estimer le nombre minimum de doublets d'images nécessaires à l'obtention d'une valeur convergée. Le critère est basé sur la comparaison du débit moyenné sur n clichés consécutifs Q_n par rapport au débit moyenné Q_∞ qui aurait été obtenu en moyennant sur une infinité de clichés. On a considéré que 4000 clichés semblent suffire à l'évaluation de ce critère de convergence. Lors des études préliminaires, la convergence $Q_n = 0.975 Q_N$ a été atteinte pour $1800 < n < 2000$ clichés, pour un temps physique supérieur à 12 min à une fréquence de 2.5 Hz. Dans les analyses qui suivent dans cette thèse, les débits ont été moyennés sur 2000 clichés.

La figure 4.9 illustre l'étude de convergence réalisée sur le débit montant et descendant afin d'estimer le nombre de clichés suffisants suivant l'expression :

$$\frac{\bar{Q}_n}{\bar{Q}_N} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n \frac{Q_i}{Q_N} \quad (4.8)$$

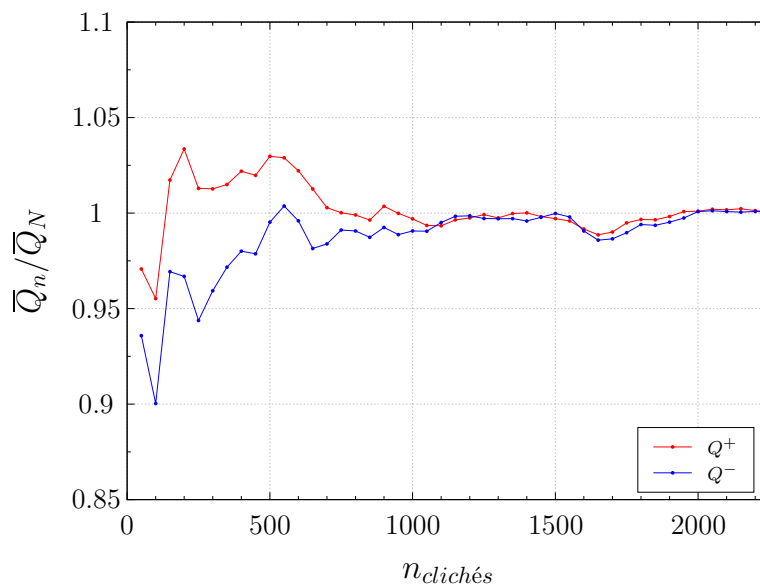


FIGURE 4.9 – Évolution du débit moyen en fonction de n clichés consécutifs pour un diamètre $D = 152$ mm et une puissance $P_e = 2$ kW.

Qualification des mesures

Une fois définie la quantité minimum des clichés, une étude a été conduite afin d'évaluer la fiabilité des mesures SPIV. Le débit massique net à travers l'orifice issu des mesures SPIV a été déterminé pour la condition confinée ($a_B = 0$) utilisant le compartiment inférieur comme volume de contrôle. Les débits entrant et sortant de l'orifice sont exprimés par la relation suivante :

$$\begin{aligned}\overline{\dot{m}^+} &= \overline{Q^+} \cdot \overline{\rho^+} \\ \overline{\dot{m}^-} &= \overline{Q^-} \cdot \overline{\rho^-}\end{aligned}\quad (4.9)$$

Le premier débit massique a été calculé à partir de $Q^+(t)$ pondéré par la masse volumique de l'air chaud ρ^+ pour l'écoulement montant et $Q^-(t)$ et ρ^- pour l'écoulement descendant. Ces masses volumiques ont été estimées à partir des mesures de température dans le dispositif.

L'estimation de ces masses volumiques est un problème clé dans ce type d'écoulement. Dans l'annexe B on décrit l'analyse réalisée pour estimer ces masses volumiques et les incertitudes associées en fonction des différentes approches disponibles dans la littérature, et le critère retenu par la suite dans cette étude.

L'évaluation du débit massique net à l'orifice $\dot{m}_{net} = |Q^+ \rho^+| - |Q^- \rho^-|$ est présentée sur la figure 4.10 pour les différents diamètres de trémie étudiés. L'erreur relative commise sur ce bilan, dont les incertitudes sont calculées considérant les grandeurs indépendantes, est estimée à 8% pour la valeur la plus grande. Cette valeur a été retenue pour les mesures réalisées quand on perd le confinement total en faisant varier la surface d'amenée d'air a_B . Le débit d'admission par l'ouverture basse n'a pas été mesuré pour estimer l'erreur commise avec la SPIV via un bilan de masse. Néanmoins le même protocole expérimental a été utilisé pour toutes les mesures une fois validé les qualifications.

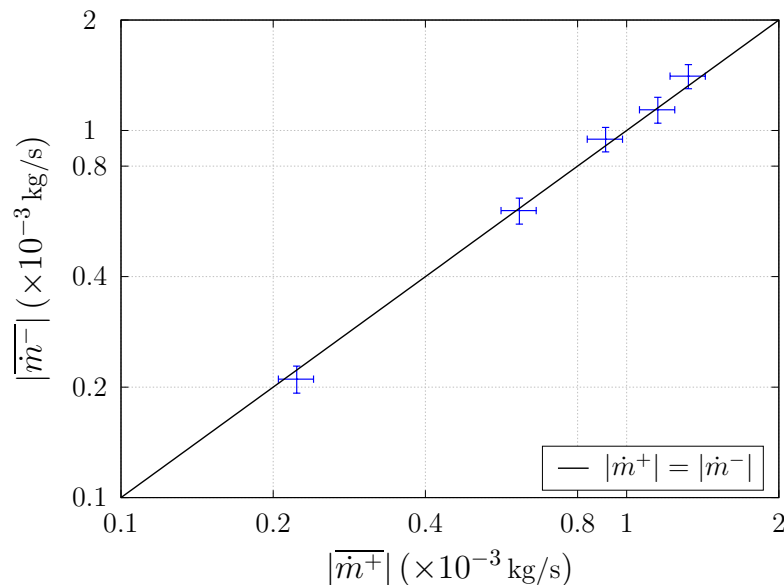


FIGURE 4.10 – Bilan de masse pour les diamètres de trémie étudiés en confinement total.

4.1.4.2 Résultats des mesures de débits volumiques

L'aspect temporel des débits est montré sur la figure 4.11. Une étude fréquentielle a été réalisée pour extraire une fréquence caractéristique de l'écoulement observée par Harrison et Spall (2003) d'environ 0.4 Hz pour les diamètres de cette étude. Cependant, les puissances spectrales obtenues sont très faibles sans aboutir à des résultats concluants, même en augmentant la fréquence d'acquisition à 15 Hz.

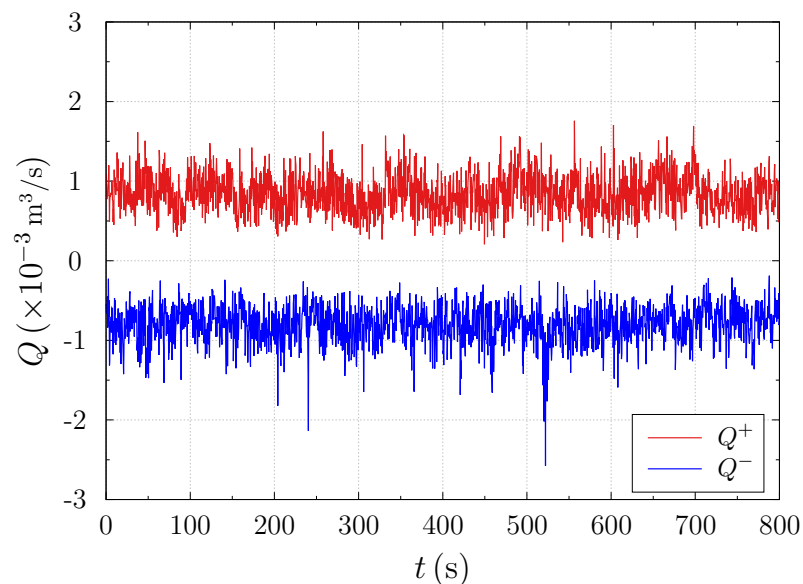


FIGURE 4.11 – Évolution du débit volumique instantané pour $D = 152$ mm et $P_e = 2$ kW.

Pour évaluer la tendance temporelle des débits, une moyenne globale en fonction du temps a été déterminée pour chaque pas de temps en le moyennant sur toutes ses valeurs précédentes. La figure 4.12 présente l'évolution des moyennes globales des débits volumiques montant et descendant pour un essai. On observe une stabilité de l'écoulement au niveau moyen au-delà d'un temps physique de 600 s.

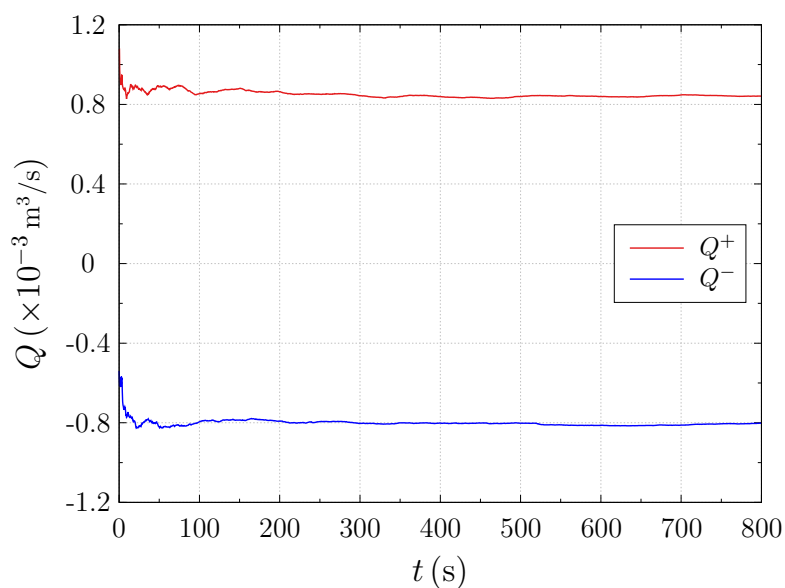


FIGURE 4.12 – Évolution du débit volumique moyen pour $D = 152$ mm et $P_e = 2$ kW.

Les débits volumiques moyens, déterminés suivant la relation (4.7), sont synthétisés sur le tableau 4.3. Ces valeurs correspondent à la moyenne d'au moins trois expériences pour chaque diamètre de trémie avec la surface du local inférieur fermée. L'incertitude relative des mesures de débit est de l'ordre de 5%.

TABLEAU 4.3 – Résultats de débits moyens

D (mm)	P_e (kW)	\overline{Q}^+ ($\times 10^{-3} \text{m}^3/\text{s}$)	\overline{Q}^- ($\times 10^{-3} \text{m}^3/\text{s}$)
76.2	2	0.22	-0.18
127.0	2	0.61	-0.52
152.4	2	0.89	-0.80
152.4	4	1.26	-1.00
190.5	2	1.30	-1.21

Les résultats nous montrent que les valeurs des débits échangés augmentent avec le diamètre de l'ouvrant, malgré le refroidissement de la couche des gaz chauds. L'effet d'augmenter la température liée à l'augmentation de la puissance de la source montre comme attendu, une augmentation de la flottabilité et en conséquence un échange plus important sur les débits. Dans tous les cas, les valeurs des débits volumiques montants sont supérieures à celles des débits descendants par conservation de flux massique.

Comparaison avec les modèles d'échange

A partir des moyennes temporelles des débits montant et descendant sur la durée de chaque expérience, le nombre de Froude de l'écoulement moyen est calculé pour chaque diamètre suivant l'expression (4.10) :

$$Fr = \frac{Q}{(D^5 g \frac{\Delta\rho}{\bar{\rho}})^{1/2}}, \quad (4.10)$$

où $\Delta\rho = \rho^- - \rho^+$ et $\bar{\rho} = (\rho^- + \rho^+) / 2$, en notant ρ^- la densité du local supérieur et ρ^+ la densité du local inférieur.

Les masses volumiques ont été déterminées en supposant que le champ de masse volumique est relié au champ de température par la loi des gaz parfaits (4.11) :

$$\frac{\Delta\rho}{\rho} = \frac{\Delta T}{T_\infty} \quad (4.11)$$

avec $\Delta\rho = \rho_\infty - \rho$ et $\Delta T = T - T_\infty$, en notant T_∞ et ρ_∞ la température et masse volumique du milieu ambiant.

Le tableau 4.4 résume les résultats des masses volumiques à partir des températures du local inférieur et de l'ambiant moyennées pour chaque expérience. On fait référence à l'annexe B pour le choix de la température du local inférieur comme une zone à une température moyenne, et du local supérieur pour le calcul du nombre de Froude.

TABLEAU 4.4 – Masses volumiques du local inférieur et de l’ambiance

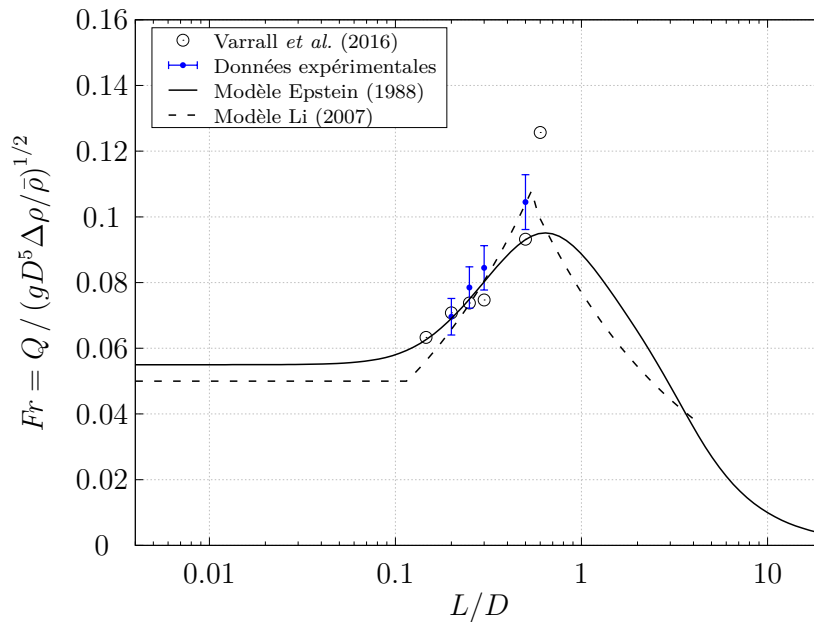
D (mm)	P_e (kW)	$\bar{\rho}^+$ (kg/m ³)	$\bar{\rho}^-$ (kg/m ³)	$\Delta\rho/\bar{\rho}$ (-)
76.2	2	1.009	1.167	0.146
127.0	2	1.003	1.154	0.140
152.4	2	1.026	1.184	0.143
152.4	4	0.926	1.185	0.245
190.5	2	1.020	1.164	0.132

Le nombre de Froude a été ensuite calculé suivant l’équation 4.10 pour les débits montant et descendant de chaque expérience et sont synthétisés dans le tableau 4.5, dont l’incertitude relative est de l’ordre de 8%. La valeur de \overline{Fr} correspond à la moyenne arithmétique des moyennes des nombres de Froude du débit montant \overline{Fr}^+ et le nombre de Froude du débit descendant \overline{Fr}^- pour l’ensemble des expériences.

TABLEAU 4.5 – Nombre de Froude

D (mm)	P_e (kW)	\overline{Fr}^+	\overline{Fr}^-	\overline{Fr}
76.2	2	0.1151	0.0940	0.1045
127.0	2	0.0909	0.0780	0.0844
152.4	2	0.0829	0.0745	0.0785
152.4	4	0.0887	0.0684	0.0786
190.5	2	0.0721	0.0671	0.0696

Ces résultats sont comparés aux modèles corrélatifs de Epstein (1988) et Li (2007) et les données de Varrall *et al.* (2016). La figure 4.13 montre que les résultats de cette étude sont plus proches de la corrélation de Li (2007) et suivent la même tendance. Par rapport aux résultats de Varrall *et al.* (2016) les résultats sont semblables.

FIGURE 4.13 – Comparaison du nombre de Froude avec le modèle de Epstein (1988) et de Li (2007) et les données SPIV de Varrall *et al.* (2016).

Enfin, la figure 4.14 illustre une comparaison des données expérimentales obtenues avec les données disponibles dans la littérature. On constate un bon accord entre les mesures SPIV et celles de la littérature, confortant cette technique de mesure. Les mesures proposées présentent une plus faible dispersion que celle de la littérature obtenues avec des techniques de mesures plus classiques. Les présentes mesures montrent la pertinence de la technique SPIV dans la compréhension de cet écoulement. Elles semblent également consolider le modèle de Epstein (1988) et de Li (2007) sur la gamme $L/D \in [0.1, 1]$, communément rencontrés dans les applications incendie.

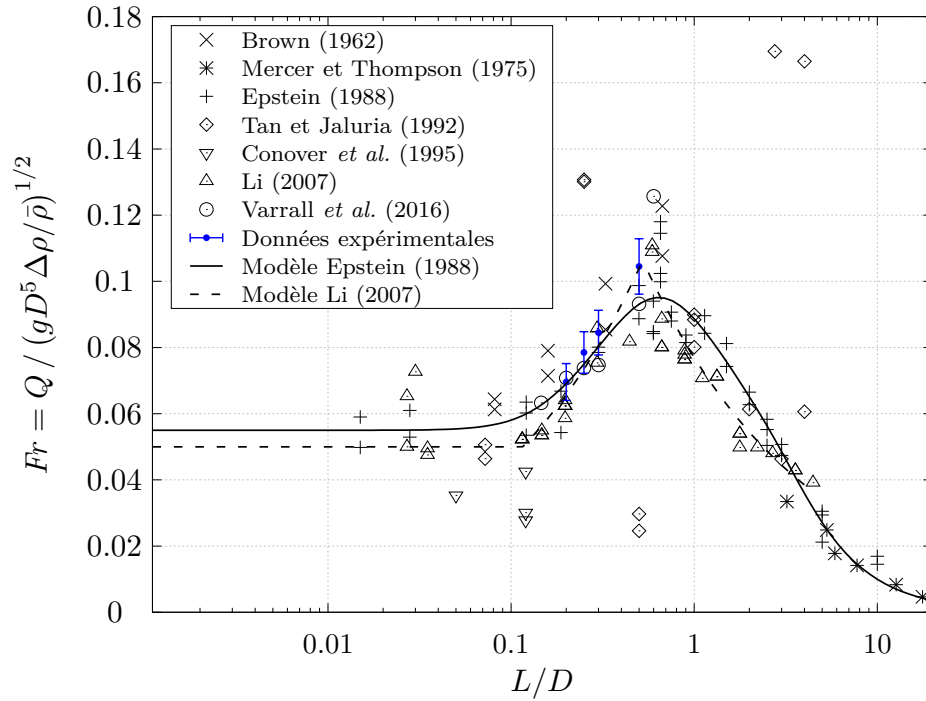


FIGURE 4.14 – Comparaison du nombre de Froude avec les données de la littérature.

4.2 Effet de la section a_B sur l'écoulement

Dans cette section, l'influence de la surface de l'ouverture en partie basse a_B sur l'écoulement est étudiée.

4.2.1 Champs de vitesse

Pour ce faire, dans un premier temps, des champs de vitesse moyennés sont calculés et présentés en figure 4.15 pour six sections de a_B .

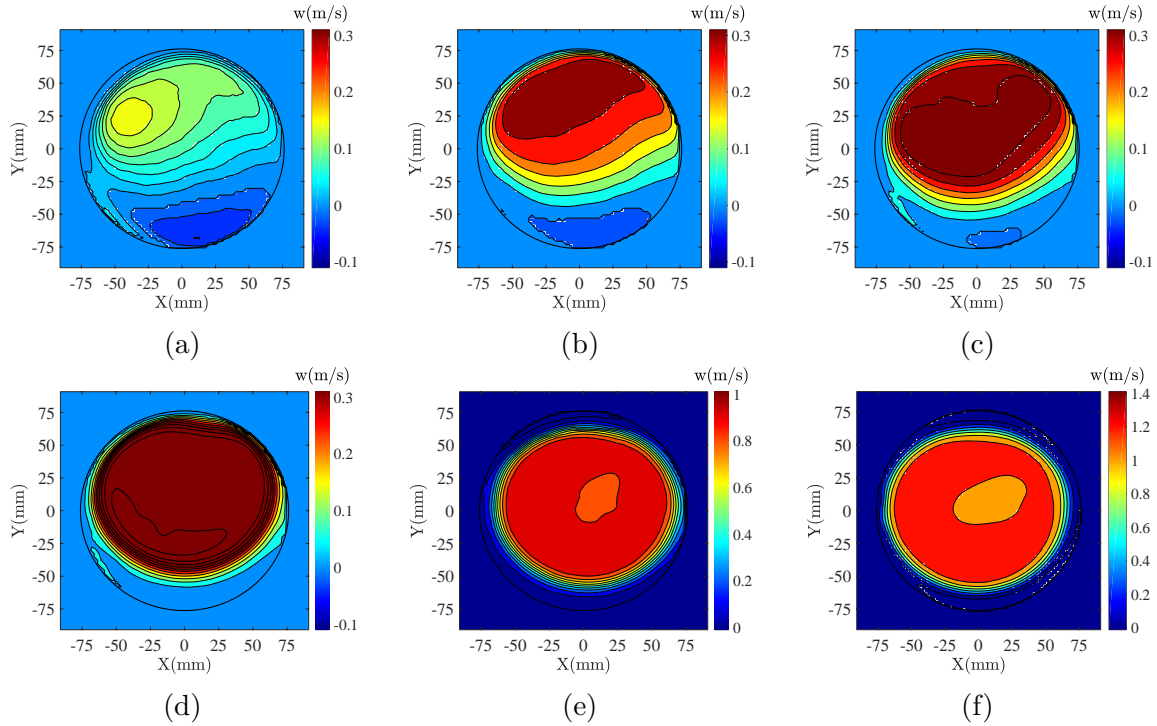


FIGURE 4.15 – Champs de vitesse moyenné $w(x, y)$ en m/s pour un diamètre $D = 152$ mm et différentes surfaces d'entrée d'air a_B en cm^2 . (a) $a_B = 9$ ($a_B/a_T = 0.05$), (b) $a_B = 19$ ($a_B/a_T = 0.10$), (c) $a_B = 28$ ($a_B/a_T = 0.16$), (d) $a_B = 50$ ($a_B/a_T = 0.27$), (e) $a_B = 140$ ($a_B/a_T = 0.77$) et (f) $a_B = 1080$ ($a_B/a_T = 5.9$).

Concernant l'organisation moyenne au cours du temps, l'analyse des champs $w(x, y)$ présentés, montre que les fluides montant et descendant ont tendance à être cantonnés chacun dans un hémicycle de la trémie, ce qui contraste avec les observations de Varrall *et al.* 2017 en convection mixte, qui observaient une tendance du fluide léger à monter dans la partie centrale de l'ouvrant et le fluide froid à s'écouler de façon annulaire près des bords au premier. Par ailleurs, l'augmentation de la section a_B contribue à réduire la section de l'écoulement descendant.

On a remarqué sur ces champs de vitesse la présence d'un anneau proche des bords de la trémie où les vitesses restent négatives même si l'écoulement observé est monodirectionnel, avec une zone de cisaillement entre elles. La mesure des vitesses descendantes dans un écoulement monodirectionnel s'explique comme une recirculation d'un écoulement entrant qui se forme proche des bords dû à la sortie de l'écoulement montant et de la *vena contracta*. Dans cette zone passe le plan de la nappe laser à ras du sol du local supérieur où les mesures sont prises.

4.2.2 Sections de passage

La figure 4.16 montre l'évolution des sections de passage pour le même diamètre par rapport à la section totale S_T de l'ouvrant. Les barres d'incertitude prennent en compte l'erreur de mesure estimée par S_0 .

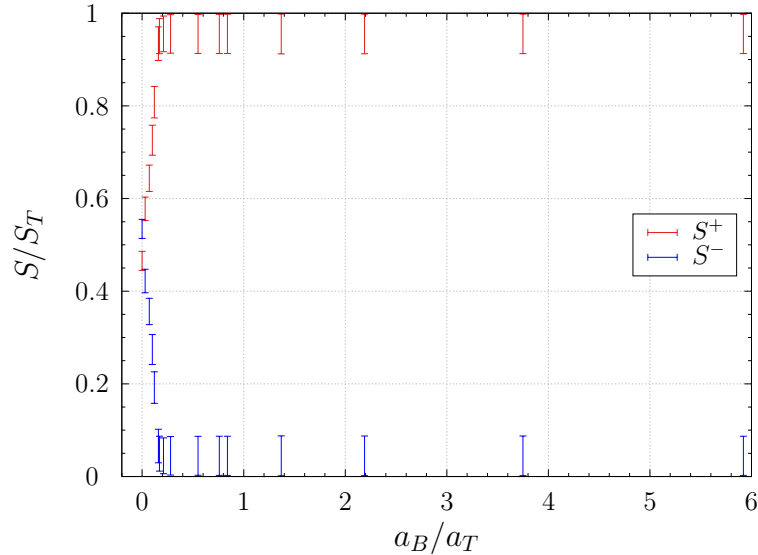


FIGURE 4.16 – Sections de passage montant et descendant en fonction du rapport des sections des ouvrants pour un diamètre $D = 152$ mm et une puissance $P_e = 2$ kW.

Les sections de passage proches de la zone de transition sont présentées sur la figure 4.17. La transition se trouve pour un rapport $R \approx 0.16$. Au-delà de ce rapport l'écoulement devient monodirectionnel. Utilisant le critère visuel présenté dans le chapitre précédent, la transition a été estimée pour un rapport $R = 0.14 \pm 10\%$ quand les bouffées d'air froid entrant étaient identifiées dans le compartiment inférieur.

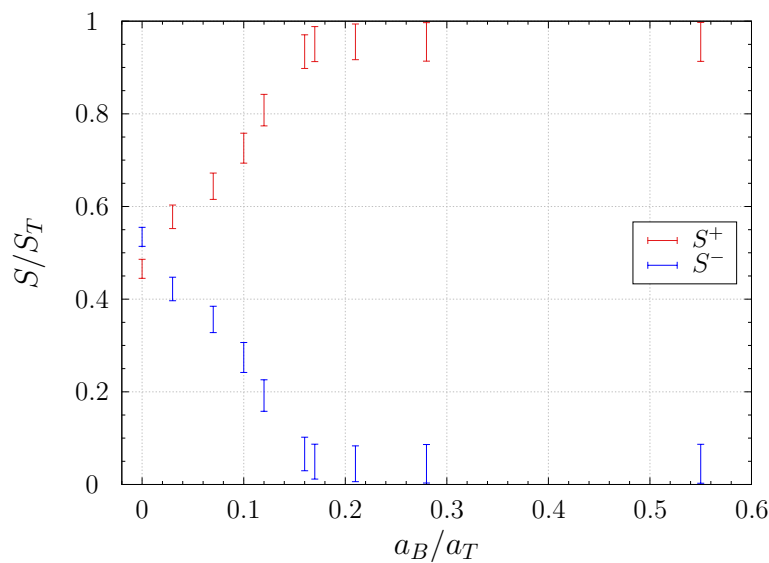


FIGURE 4.17 – Sections de passage montant et descendant en fonction du rapport des sections des ouvrants pour un diamètre $D = 152$ mm et une puissance $P_e = 2$ kW. Zoom sur l'intervalle $0 \leq a_B/a_T \leq 0.6$.

4.2.3 Débits volumiques

Pour chaque section d'arrivée d'air a_B , les débits montant et descendant sont calculés et présentés sur la figure 4.18 pour un diamètre de trémie $D = 152$ mm en fonction du ratio entre les surfaces de fuite et de l'orifice horizontal a_B/a_T . Pour une section nulle, les débits massiques montant et descendant ont un écart le plus critique de 8% d'après les résultats de la section précédente. Avec l'augmentation de la section a_B , le débit montant croît et celui descendant diminue.

La section critique est estimée à partir de la valeur pour laquelle l'écoulement descendant s'annule et l'ensemble de l'écoulement à la trémie devient alors monodirectionnel montant. Cette section est obtenue pour une valeur de l'ordre de 16% de la section de la trémie ($R = a_B/a_T \sim 0.16$) pour ce diamètre. Le débit résiduel Q^- pour $R \geq 0.16$ est lié aux recirculations et est une anomalie de la mesure et par conséquent ce n'est pas un écoulement descendant.

Au delà de la valeur critique, le débit montant augmente à nouveau jusqu'à atteindre une valeur asymptotique et le débit descendant s'annule. La transition de régime s'observe plus clairement dans le zoom présenté sur la figure 4.19.

Sur cette figure, on peut identifier quatre phases dans le sens de l'augmentation de la section a_B entre le régime bidirectionnel d'échange "pur" en $a_B = 0$ et le régime monodirectionnel type "Bernoulli" pour a_B très grand. La première phase (I) correspond à un écoulement bidirectionnel d'échange dont le débit descendant diminue avec le rapport R . On observe ensuite une deuxième phase de transition (II) vers un écoulement monodirectionnel. Une troisième phase (III) où le débit montant augmente avec le rapport R . Enfin, une dernière phase (IV) où le débit montant est constant indépendant de la section a_B .

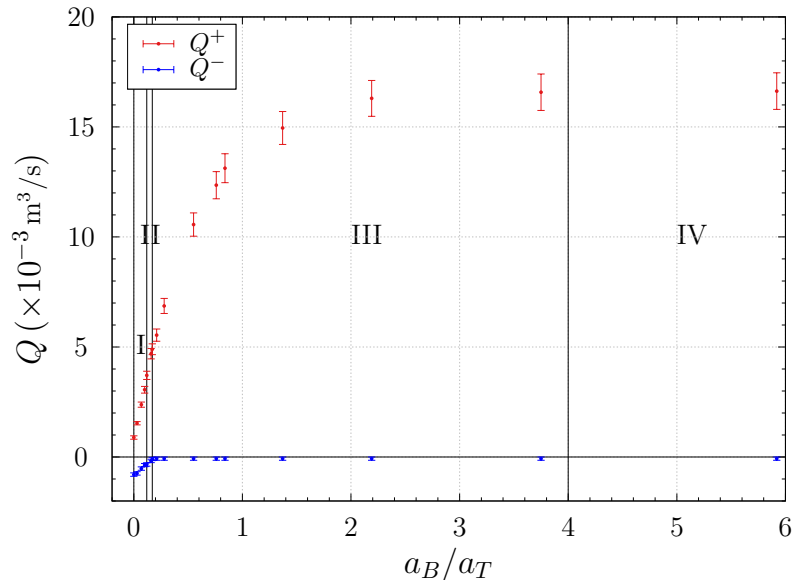


FIGURE 4.18 – Débits montant et descendant en fonction du rapport des sections pour un diamètre $D = 152$ mm.

La zone de transition indiquée comme le régime II, se montre plus clairement sur la figure 4.19 estimée avec les mesures de débits dans l'intervalle $R \in [0.12, 0.17]$.

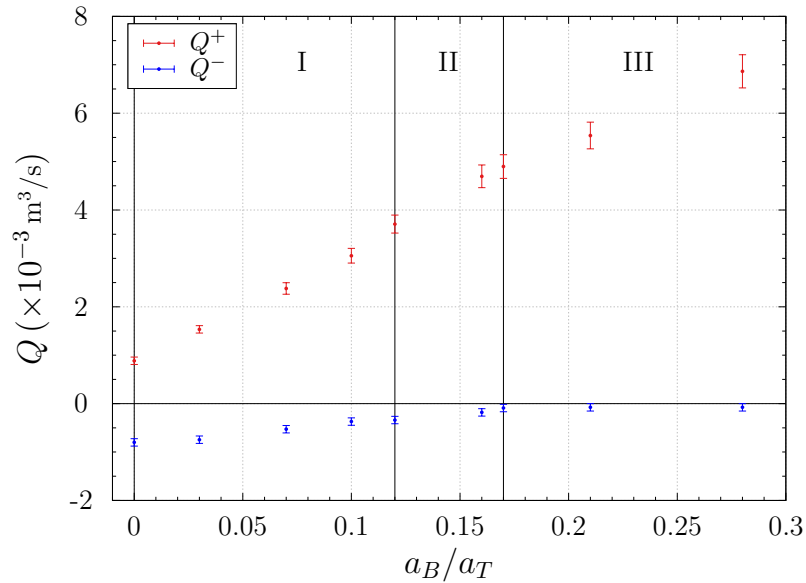


FIGURE 4.19 – Débits montant et descendant en fonction du rapport des sections pour un diamètre $D = 152 \text{ mm}$. Zoom sur l'intervalle $0 \leq a_B/a_T \leq 0.3$.

4.2.3.1 Effet de la température des gaz

L'effet de la température des gaz est évalué en utilisant deux résistances de la même puissance électrique allumées une sur l'autre et pour un seul diamètre de trémie. Les résultats des mesures du débit montant pour le diamètre $D = 152 \text{ mm}$ sont présentés sur la figure 4.20. Dans la zone d'écoulement bidirectionnel comprise pour un rapport $R = a_B/a_T < 0.20$ les mesures de débit pour les deux puissances sont semblables. Dans les deux cas au-delà de la zone bidirectionnelle, le débit atteint des valeurs asymptotiques quand $R > 4$, et comme attendu, le débit avec la puissance plus grande atteint des valeurs plus importantes de l'ordre de 30% supérieur.

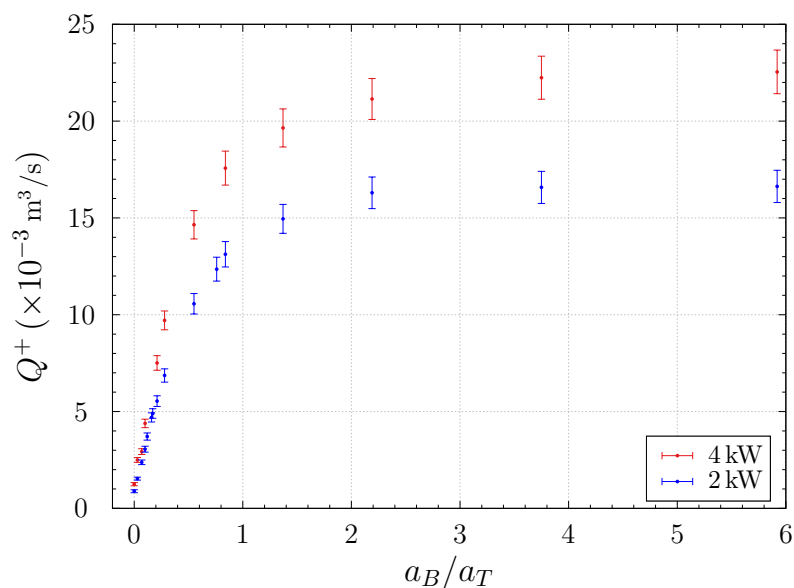


FIGURE 4.20 – Débits montants en fonction du rapport des sections pour un diamètre $D = 152 \text{ mm}$ avec deux puissances électriques différentes.

Les débits montant et descendant dans la zone bidirectionnelle sont illustrés sur la figure 4.21. Pour l'essai avec une puissance de 4 kW, l'écoulement monodirectionnel a été observé à partir du rapport $a_B/a_T \geq 0.20$, bien qu'on capte avec la SPIV des vitesses négatives provenant des recirculations non souhaitées.

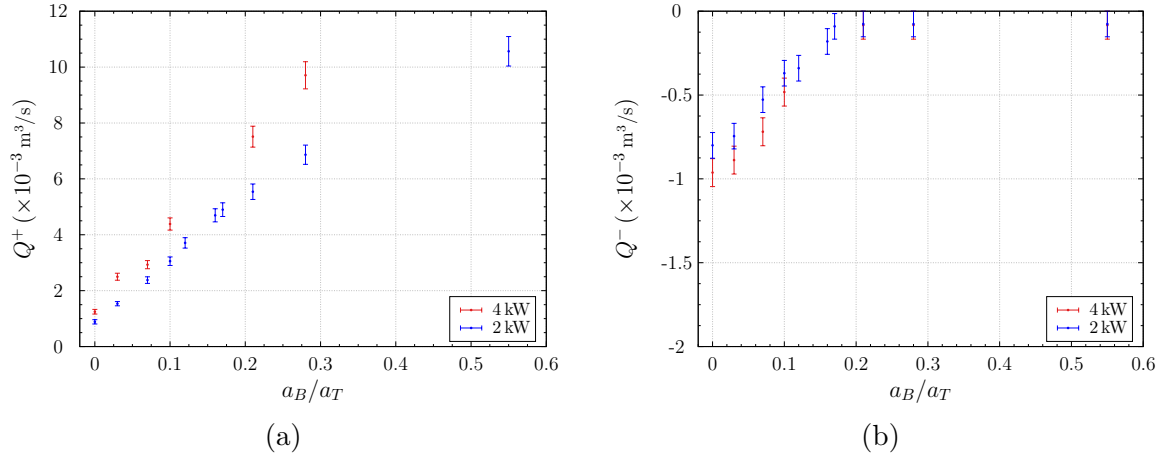


FIGURE 4.21 – Débit montant (a) et descendant (b) en fonction du rapport des sections pour un diamètre $D = 152$ mm avec deux puissances électriques différentes. Zoom sur l'intervalle $0 \leq a_B/a_T \leq 0.6$.

4.2.3.2 Effet de la section de la trémie a_T

Une étude paramétrique sur l'effet du diamètre de l'orifice a été conduite. La figure 4.22 illustre les débits volumiques obtenus de cette campagne d'essais. On remarque toujours le comportement asymptotique de l'écoulement monodirectionnel au-delà du rapport $R \geq 4$ sur les différents diamètres examinés. On observe aussi une augmentation significative du débit entre l'écoulement bidirectionnel et monodirectionnel et une augmentation également du débit avec le diamètre.

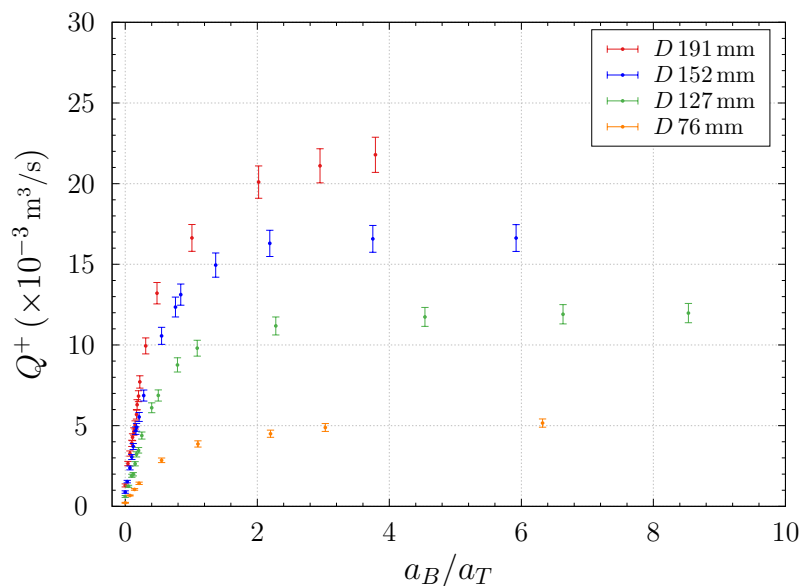


FIGURE 4.22 – Débit montant en fonction du rapport des sections pour différents diamètres et une puissance électrique $P_e = 2$ kW.

Le débit descendant proche de la transition est illustré en figure 4.23. Pour les diamètres de trémie examinés, la zone de transition est estimée dans l'intervalle $R \in [0.12, 0.20]$. Ces résultats corroborent ceux présentés dans le chapitre 3.

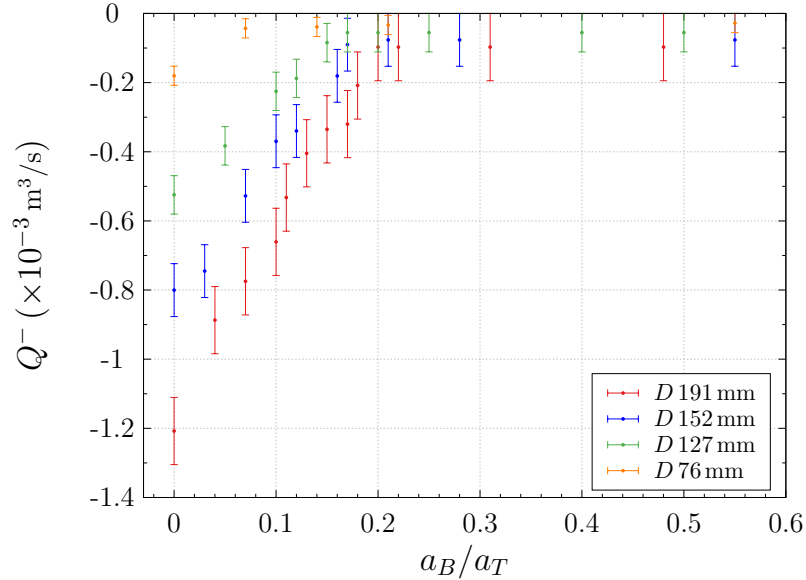


FIGURE 4.23 – Débit descendant en fonction du rapport des sections pour différents diamètres et une puissance électrique $P_e = 2 \text{ kW}$. Zoom sur l'intervalle $0 \leq a_B/a_T \leq 0.6$.

4.2.3.3 Comparaison avec le modèle ventilation par déplacement

Pour déterminer la validité du modèle proposé par Linden *et al.* (1990) après la transition vers le régime bidirectionnel, on a d'abord estimé le débit avec le modèle dans le régime monodirectionnel dans la condition asymptotique. La comparaison qu'on va réaliser est basée sur le débit à l'exutoire sous l'approximation de Boussinesq.

Le modèle de remplissage-vidange nécessite la connaissance du flux de flottabilité et des paramètres géométriques de l'enceinte pour estimer la hauteur de la couche de fumées qui pilote l'écoulement à l'exutoire. Comme référence, le flux de flottabilité équivalent à une puissance convective de 1.5 kW a été considéré dans cette estimation et comparaison aux données expérimentales. Par conservation du flux de flottabilité, cette puissance reste constante sous conditions adiabatiques. La hauteur de l'interface entre les deux couches a été déterminée suivant la relation (1.21) en fonction du rapport a_B/a_T qui détermine le déficit de masse volumique η , dont le débit dépend. Les coefficients de débits aux ouvertures sont estimés à $c_T = c_B = 0.60$ dans le calcul de la surface effective A^* de l'expression (1.12) et le coefficient d'entraînement du panache $\alpha = 0.11$.

Sur la figure 4.24, on compare le modèle classique de ventilation par déplacement, valable dans le régime monodirectionnel (présenté en trait plein), avec les données expérimentales utilisant un diamètre d'ouvrant $D = 152 \text{ mm}$ et une puissance convective égale à la puissance électrique de 2 kW . La divergence du modèle apparaît dans le régime unidirectionnel avant le début de la zone de transition de nos expériences, lorsque le rapport $R = a_B/a_T$ est réduit vers le confinement total lorsque $a_B = 0$. Pour ce cas la divergence se présente quand $R < 0.60$.

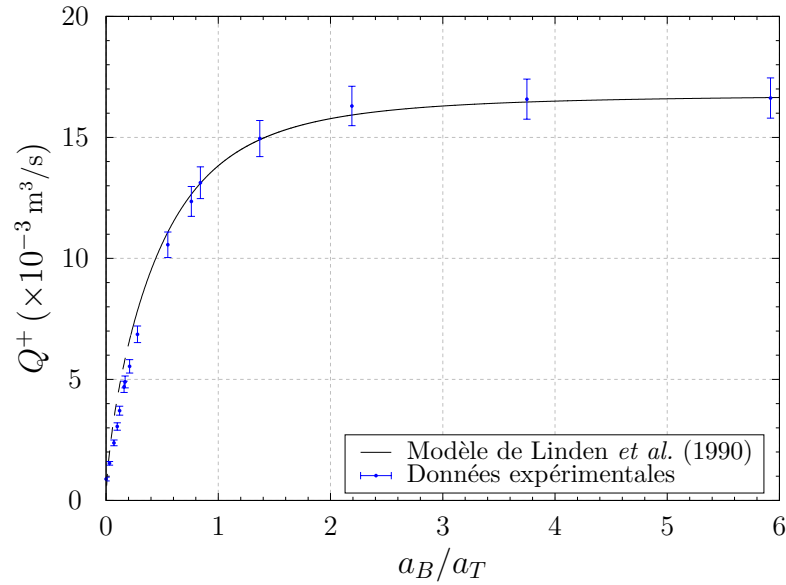


FIGURE 4.24 – Comparaison des données expérimentales pour $D = 152$ mm avec le modèle de Linden *et al.* (1990).

Le débit dans le modèle de remplissage-vidange tend vers une valeur nulle quand $a_B = 0$, cependant un débit volumique non nul existe et a été déterminé expérimentalement comme montré en figure 4.25a. Par ailleurs, les températures de la couche chaude prédites par le modèle, sont très supérieures aux données expérimentales, voire physiquement irréalistes dans le régime bidirectionnel (c.f. figure 4.25b). C'est la raison principale pour laquelle le modèle surestime le débit sur la plage $R \in [0.01, 0.6]$. Sur l'intervalle $R \in [0, 0.6]$, le modèle est défaillant et ne prend pas en compte la particularité de la transition et du régime bidirectionnel.

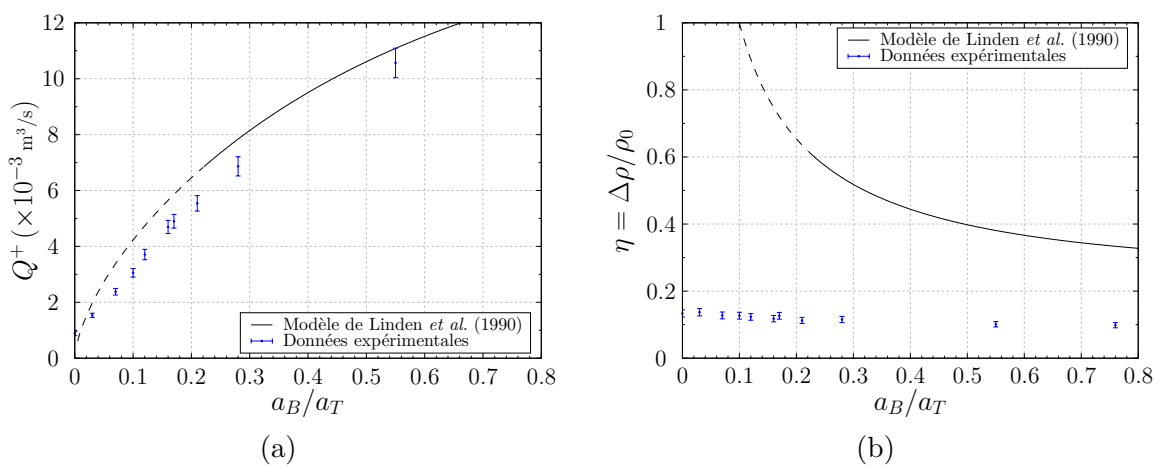


FIGURE 4.25 – Comparaison des données expérimentales pour $D = 152$ mm et $P_e = 2$ kW avec le modèle de Linden *et al.* (1990). Débit volumique montant en (a) et déficit de masse volumique de la couche chaude en (b). Zoom sur l'intervalle $0 \leq a_B/a_T \leq 0.8$.

4.3 Approche corrélative du débit à la trémie

Dans cette étude, on a fait référence à deux modèles disponibles dans la littérature qui prédisent l'écoulement à l'exutoire. Un modèle pour l'écoulement d'échange quand la section $a_B = 0$, et l'autre quand la surface a_B est très grande. Ce dernier modèle de remplissage-vidange est imparfait et la comparaison entre les données expérimentales ont montré sa limite de validité dans la région $R \in [0, 0.6]$. La région de validité du modèle correspond à celle de l'écoulement monodirectionnel complètement développé. L'écoulement descendant n'est pas prédit par ce modèle.

Dans cette section, on propose un nouveau modèle. Pour cette démarche le modèle de remplissage-vidange va être utilisé comme point de départ afin de proposer un nouveau modèle qui le relie avec les modèles existants sur l'écoulement d'échange.

Le débit à l'exutoire dans le modèle de remplissage-vidange est exprimé sous la forme de $Q = A^*(g'h)^{1/2}$ sous l'approximation de Boussinesq. Pour identifier l'influence de la surface effective A^* , on présente en figure 4.26 les débits mesurés en fonction de A^* .

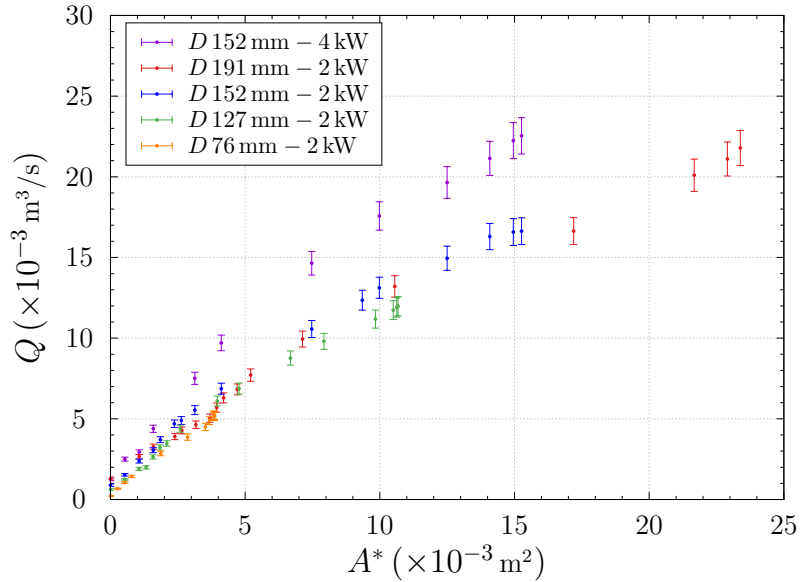


FIGURE 4.26 – Débit montant en fonction de la surface A^* avec $c_B = c_T = 0.60$.

On remarque que le paramètre A^* permet de mieux faire coïncider les résultats expérimentaux par rapport au paramètre a_B/a_T mais sans les aligner. Cela indique aussi une influence des termes $g'h$ sous la racine carré de l'expression du débit, surtout au niveau de la puissance de la source, où les points s'écartent après la zone de transition quand $A^* > 3 \times 10^{-3} \text{ m}^2$, correspondant à $a_B/a_T > 0.20$.

Pour vérifier l'influence du produit $g'h$, la masse volumique moyenne équivalente ρ^* a été employée sur la hauteur du local H en absence d'une stratification du local, comme l'illustre la figure 4.27. Cette masse volumique a été déjà utilisée dans le calcul du nombre de Froude d'échange et dans l'estimation des incertitudes des mesures SPIV.

Le déficit de masse volumique η inclus dans le terme de la gravité réduite g' est exprimée dans cette proposition avec le terme η^* défini par :

$$\eta^* = \frac{\Delta\rho^*}{\rho^*} = \frac{\rho_0 - \rho^*}{\rho^*}, \quad (4.12)$$

où ρ_0 est la masse volumique ambiante du local expérimental. Le produit de la gravité réduite et la hauteur de la couche h : $g'h = g\Delta\rho/\rho_0h = g(\rho - \rho_0)/\rho_0h$ utilisé dans le cas Boussinesq est alors remplacé par le produit η^*gH dans le nouveau modèle.

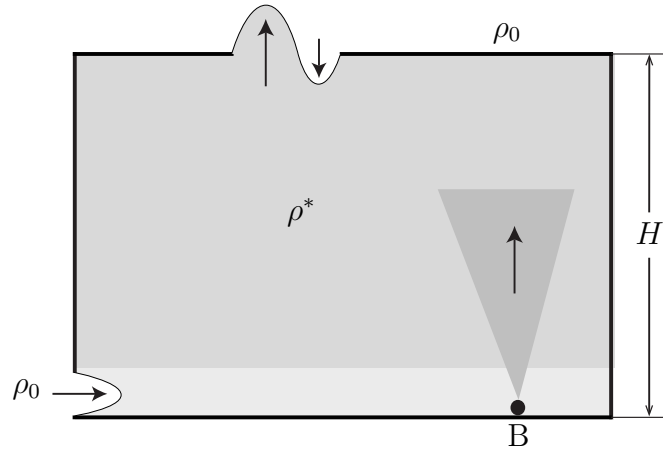


FIGURE 4.27 – Couche homogène de masse volumique moyenne équivalente ρ^* utilisée pour l'estimation du débit.

La figure 4.28 illustre dans le régime monodirectionnel un bon accord entre la surface effective A^* et la surface équivalente obtenue avec le rapport $Q/\sqrt{\eta^*gH}$ utilisant la masse volumique ρ^* et la hauteur H . Cet accord correspond aux valeurs maximales de chaque diamètre d'orifice et pour une gamme des coefficients de débit entre $0.65 \leq c_B = c_T \leq 0.70$.

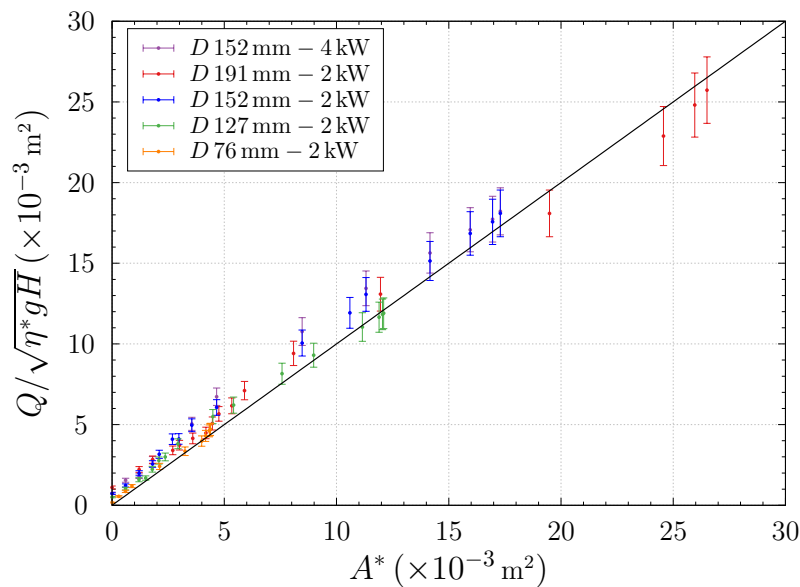


FIGURE 4.28 – Surface équivalente à partir du débit montant en fonction de la surface équivalente A^* avec $c_B = c_T = 0.68$.

Comme le montre la figure 4.29, cette relation n'est pas satisfaisante dans le régime bidirectionnel avec tous les points au-dessus de la ligne théorique $y = x$ et ne permet donc pas de prédire un écoulement non nul quand $A^* = 0$. Par conséquent son utilisation n'est pas pertinente pour la prise en compte du régime bidirectionnel.

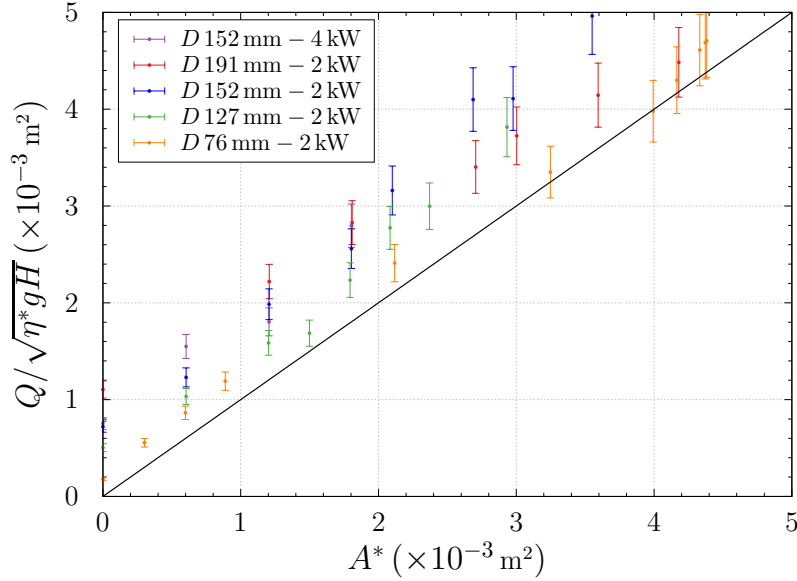


FIGURE 4.29 – Surface équivalente à partir du débit montant en fonction de la surface équivalente A^* avec $c_B = c_T = 0.68$. Zoom sur l'intervalle $0 \leq A^* \leq 5$.

Pour la zone du régime bidirectionnel, on propose alors une contribution supplémentaire à l'expression $A^* \sqrt{\eta^* g H}$ de façon à inclure les données expérimentales dans le modèle. Pour ce faire le débit d'échange a été analysé et notamment le débit descendant en fonction du rapport des sections $R = a_B/a_T$.

Le débit d'échange présente son maximum à $R = 0$ et s'annule à partir de la condition critique ($R^{crit} = a_B^{crit}/a_T$) quand l'écoulement monodirectionnel se met en place. Les mesures de débit en confinement total qui présentent le meilleur accord avec les données de la littérature sont celles du modèle de Li (2007), qui a proposé une correction au modèle de Epstein (1988). Le modèle de Li (2007) est utilisé par la suite de cette étude.

Pour la plage de L/D d'étude, Li (2007) propose une expression pour le nombre de Froude d'échange qui correspond à $Fr = 0.147((L/D)^{1/2})$ (voir tableau 1.2). Ce nombre de Froude utilisant la masse volumique moyenne $\bar{\rho}^*$ de la couche sur toute la hauteur H est défini par :

$$Fr = Q_{ex} / (g \frac{\Delta\rho}{\bar{\rho}} D^5)^{1/2}, \quad (4.13)$$

où $\bar{\rho} = \frac{1}{2}(\rho_0 + \rho^*)$.

Enfin, si on connaît le rapport des masses volumiques à travers la trémie et le paramètre géométrique L/D , on peut obtenir le débit d'échange maximum Q_{ex} .

D'autre part, la valeur de R^{crit} peut être obtenue suivant la proposition de Hunt et Coffey (2010) à partir d'un $Fr^{crit} = 0.33$ défini par la relation (1.58) avec les coefficients de débit c_B et c_T qui correspondent.

Dans un premier temps, on va utiliser les valeurs de $(a_B/a_T)^{crit}$ présentées dans le tableau 3.6 obtenues avec le critère visuel pour étudier le comportement du débit descendant. L'évolution du débit descendant pour tous les essais est présentée en figure 4.30 en forme adimensionnée en fonction du rapport R/R^{crit} . La tendance de ces résultats nous suggère un ajustement mathématique avec une loi exponentielle, qui par ces caractéristiques, permet de faire tendre le débit vers zéro une fois atteint la zone de transition.

Cette variation du débit descendant est exprimée par la relation suivante :

$$Q = Q_{ex} \exp\left(-k \left(\frac{R}{R^{crit}}\right)^2\right), \quad (4.14)$$

où k est un coefficient d'ajustement associé à la pente de la courbe à l'origine. Si on considère uniquement les valeurs dans le régime bidirectionnel, ce coefficient correspond à $k = 4.5$ avec une convergence de 99% afin de satisfaire la condition $R/R^{crit} = 1$. Les valeurs du débit descendant quand $R/R^{crit} > 2$ sont estimées comme des valeurs nulles puisque ces mesures des débits résiduels se situent dans la barre d'incertitude.

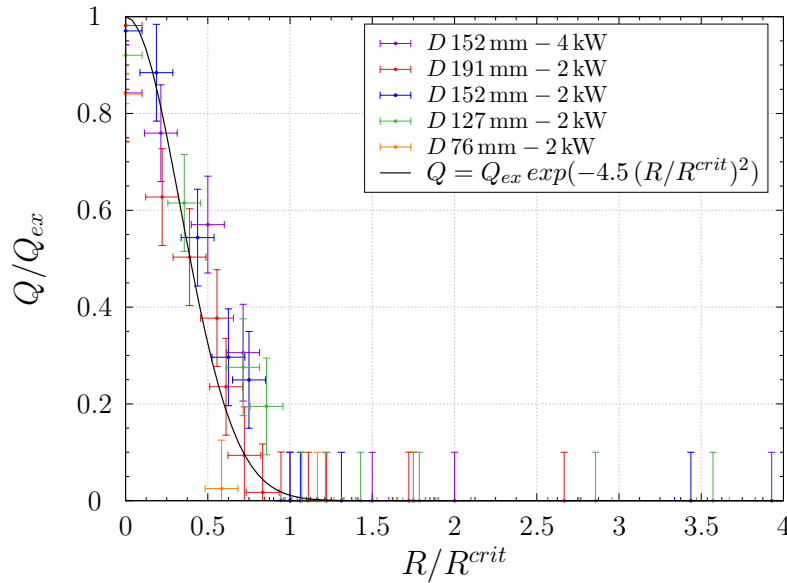


FIGURE 4.30 – Débit descendant adimensionné en fonction du rapport R/R^{crit} .

Le changement de régime se produit dans une zone de transition et donc ce n'est pas un changement brusque. L'existence d'une zone de transition explique le fait que même si la valeur critique est atteinte, on mesure encore des débits descendants et le régime bidirectionnel reste résiduel avant de basculer complètement vers le régime monodirectionnel. Ce comportement a été discuté dans la comparaison avec le modèle de remplissage-vidange, lequel diverge dans la zone du régime monodirectionnel avant la transition vers $R \approx 0.5$ dont $R^{crit} \approx 0.15$ a été déterminé pour ce cas.

Une fois définis les deux contributions de l'écoulement, une pour l'écoulement bidirectionnel jusqu'à la zone de transition et l'autre pour l'écoulement monodirectionnel, la proposition du modèle corrélatif s'écrit :

$$\begin{cases} Q^+ = Q_{ex} \exp\left(-4.5 \left(\frac{R}{R^{crit}}\right)^2\right) + A^*(\eta^* g H)^{1/2} \\ Q^- = -Q_{ex} \exp\left(-4.5 \left(\frac{R}{R^{crit}}\right)^2\right) \end{cases} \quad (4.15)$$

L'évaluation de ce modèle corrélatif en fonction du rapport a_B/a_T est comparée avec les résultats expérimentaux des mesures SPIV du débit montant en figure 4.31. Pour chaque valeur de a_B/a_T , le modèle corrélatif est appliqué de façon discrétisée en utilisant les valeurs de a_B/a_T ainsi que les valeurs de η^* obtenues expérimentalement.

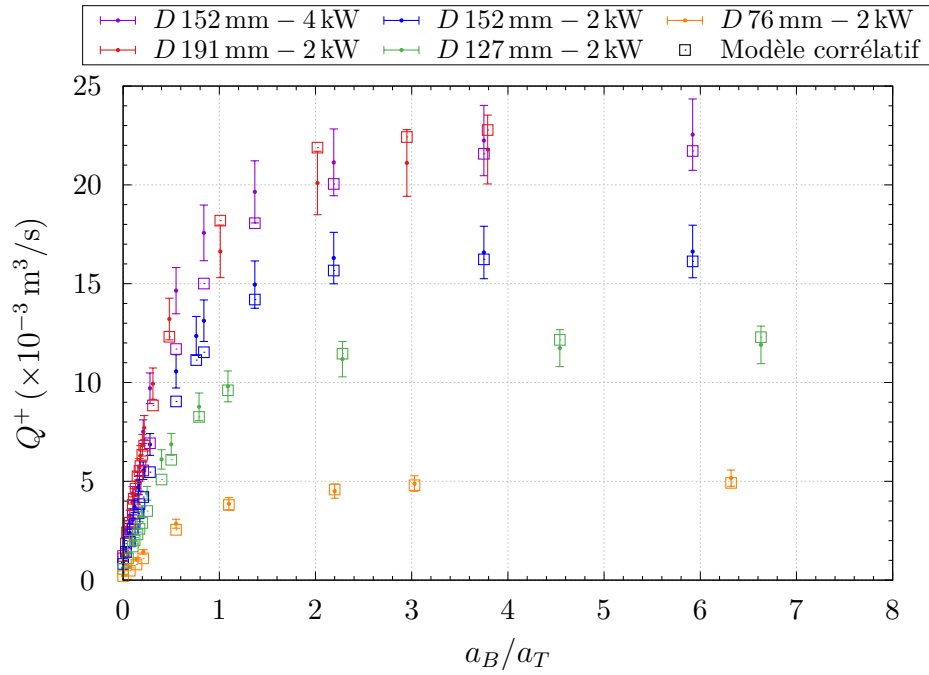


FIGURE 4.31 – Comparaison entre le débit montant expérimental et le modèle de la relation (4.15) en fonction du rapport a_B/a_T .

Le modèle corrélatif présente un meilleur accord avec les expériences dans l'écoulement monodirectionnel. La zone bidirectionnelle y compris la zone de transition est montrée sur les figures 4.32 et 4.33.

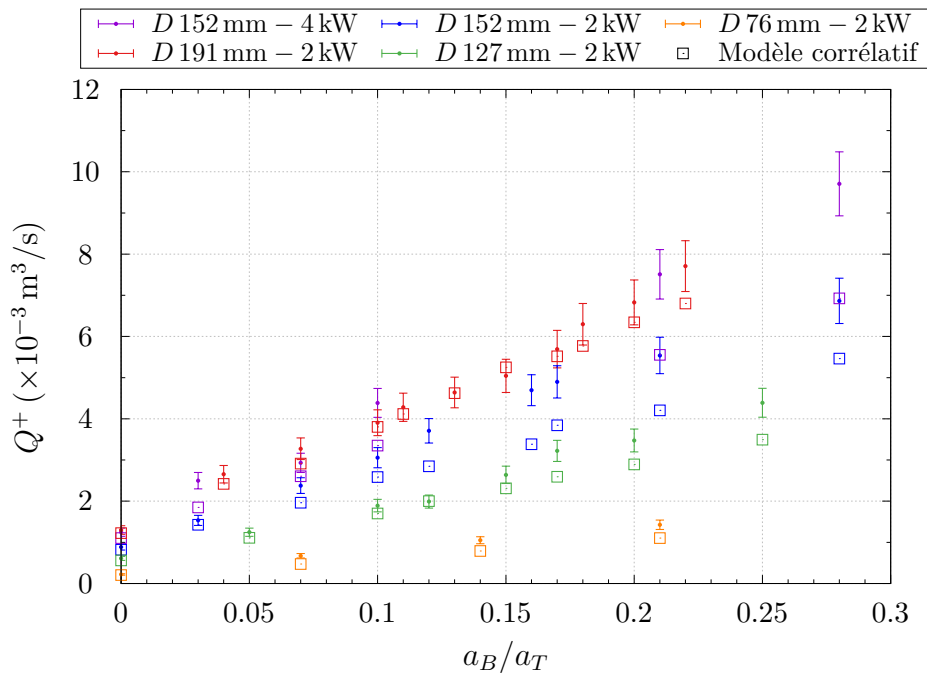


FIGURE 4.32 – Comparaison entre le débit montant expérimental et le modèle en fonction du rapport a_B/a_T . Zoom sur l'intervalle $0 \leq a_B/a_T \leq 0.3$.

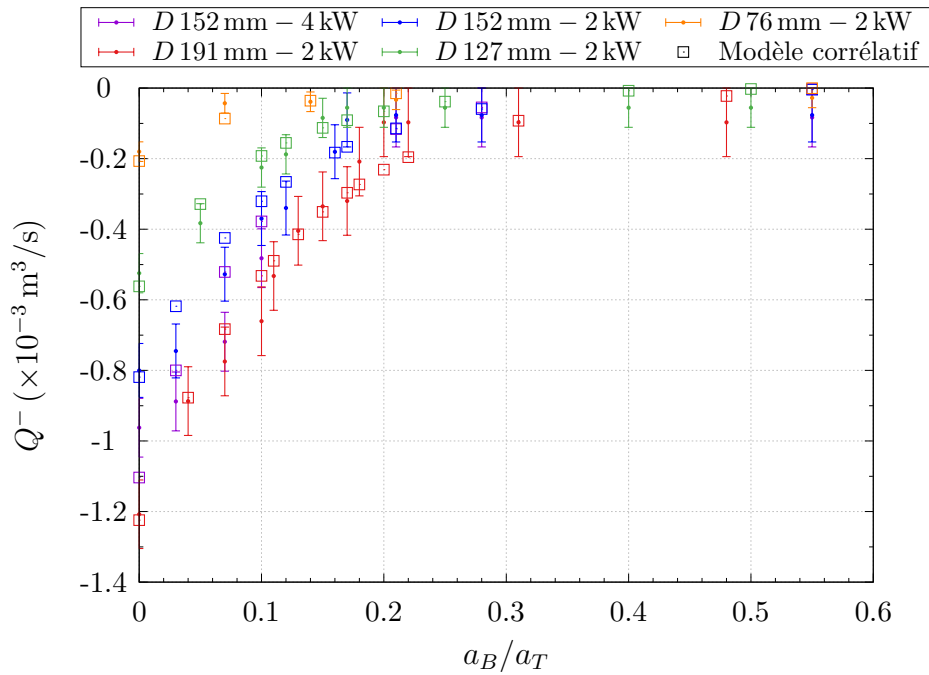


FIGURE 4.33 – Comparaison entre le débit descendant expérimental et le modèle en fonction du rapport a_B/a_T . Zoom sur l'intervalle $0 \leq a_B/a_T \leq 0.6$.

On remarque l'augmentation du débit de l'ordre de 15 à 20 fois entre l'écoulement bidirectionnel en confinement total et l'écoulement monodirectionnel développé, ce qui rend difficile d'ajuster toutes les données expérimentales.

L'estimation de l'erreur commise avec le modèle corrélatif y compris les incertitudes de mesure et l'hypothèse d'utiliser une couche homogène sur toute la hauteur, est inférieure à 20%. Cette estimation du modèle est illustrée en figure 4.34 en fonction des données expérimentales.

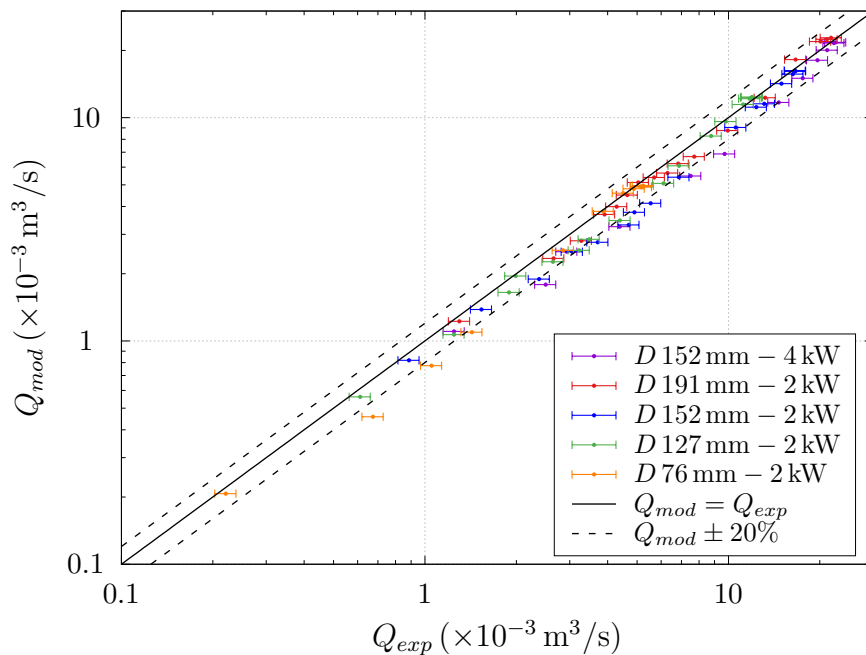


FIGURE 4.34 – Comparaison entre les données expérimentales et le modèle corrélatif.

Dans le modèle proposé, la masse volumique de la couche η^* est un paramètre connu et estimé expérimentalement sous certaines hypothèses. Une extension de ce modèle peut reposer sur l'utilisation de la puissance convective de la source et des paramètres géométriques de l'enceinte comme les données d'entrée du problème, dans l'objectif de généraliser ce modèle. Pour ce faire il est nécessaire de proposer une modélisation de la masse volumique de la couche ρ^* en fonction de la puissance convective de la source.

L'évolution du paramètre $\eta^* = \Delta\rho^*/\rho^*$ avec le rapport a_B/a_T est illustré sur la figure 4.35. On remarque aussi un comportement asymptotique dans le régime monodirectionnel avec un maximum en $a_B/a_T = 0$ qui dépend de la puissance de la source. Avec l'augmentation du diamètre de l'ouvrant on observe également un refroidissement de la couche.

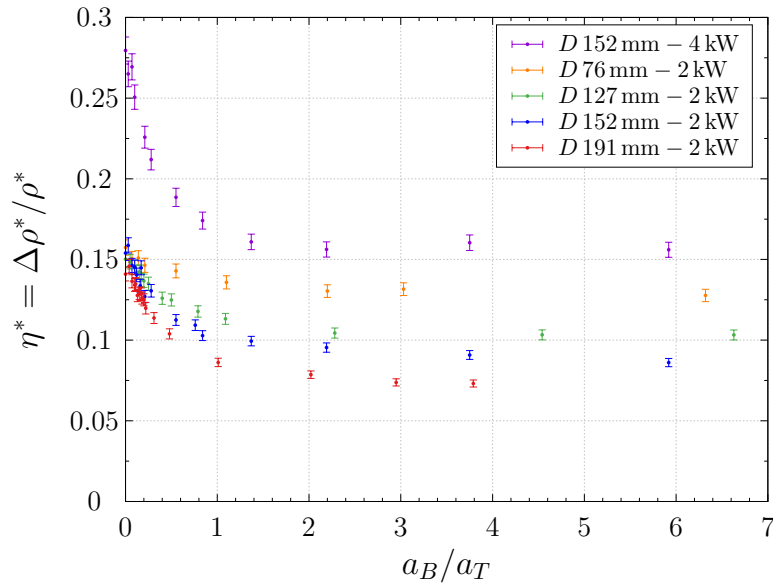


FIGURE 4.35 – Évolution de la masse volumique moyenne expérimentale de la couche en fonction du rapport a_B/a_T .

Une approximation est d'estimer une loi type exponentielle pour le paramètre η^* en fonction de a_B/a_T suivant la tendance des données de la figure précédente. Une autre approche serait d'estimer la différence de température ΔT entre l'enceinte et l'environnement avec un bilan d'énergie dans le volume de contrôle du local en régime établi. Ce bilan d'énergie en régime stationnaire s'écrit :

$$\dot{Q}_{\text{écoulement}} + \dot{Q}_{\text{parois}} - \dot{Q}_{\text{source}} = 0, \quad (4.16)$$

où $\dot{Q}_{\text{écoulement}} = f(\Delta T, \rho^*, \rho_0, Q)$ est le flux de chaleur convectif dû à l'écoulement associé au débit volumique Q entrant et sortant du local estimés égaux, et \dot{Q}_{parois} est le flux de chaleur à travers les parois de surface A_p , de conductivité λ et d'épaisseur e et qui inclue les transferts convectifs des couches d'air de part et d'autre des parois. Les effets du rayonnement ne sont pas pris en compte dans cette démarche. La masse volumique ρ peut s'exprimer comme $\rho = \rho_0 T_0 / (\Delta T + T_0)$ à partir de la loi des gaz parfaits où $\rho T = \rho_0 T_0$.

Avec ces hypothèses simplificatrices, cette nouvelle proposition ne modélise pas correctement l'évolution du ΔT de la couche de gaz chauds obtenue expérimentalement. Les hypothèses proposées doivent être révisées et supportées avec des nouvelles expériences dont la puissance convective de la source soit maîtrisée.

4.4 Comparaison avec un écoulement de convection forcée

Cette section propose une approche pour relier les débits échangés à travers la trémie en convection naturelle et en convection mixte dans la même enceinte. Pour une source de flottabilité et un diamètre de trémie données le paramètre d'étude en convection naturelle utilisé dans cette étude est la section de l'amenée d'air en partie basse. Pour le cas de la convection mixte, le paramètre d'étude utilisé par Varrall *et al.* (2017) est le débit de soufflage.

Afin d'analyser quantitativement l'évolution des débits obtenus dans la présente étude et de les comparer à ceux imposés en ventilation forcée par Varrall *et al.* (2017), on introduit un "débit de ventilation équivalent". Ce débit équivalent correspond en réalité à un débit de fuite généré par la vidange du compartiment inférieur lors de l'ouverture de la surface a_B . Ce débit est obtenu en considérant la conservation de la masse dans le local inférieur, et est donné par :

$$Q_{vent} = \frac{\dot{m}_{net}}{\rho_0} = \frac{Q^+ \rho^+ - Q^- \rho^-}{\rho_0}, \quad (4.17)$$

où ρ_0 est la masse volumique de l'air ambiant dans le laboratoire.

La comparaison des ces résultats sont montrés en figure 4.36 pour un diamètre de trémie $D = 152$ mm. Pour le régime bidirectionnel, l'évolution des débits (montant et descendant) en fonction de la surface a_B pour les expériences de convection naturelle et l'évolution des débits en fonction du débit de ventilation pour les expériences de convection forcée sont très semblables. La différence majeure concerne l'évolution du débit en régime monodirectionnel.

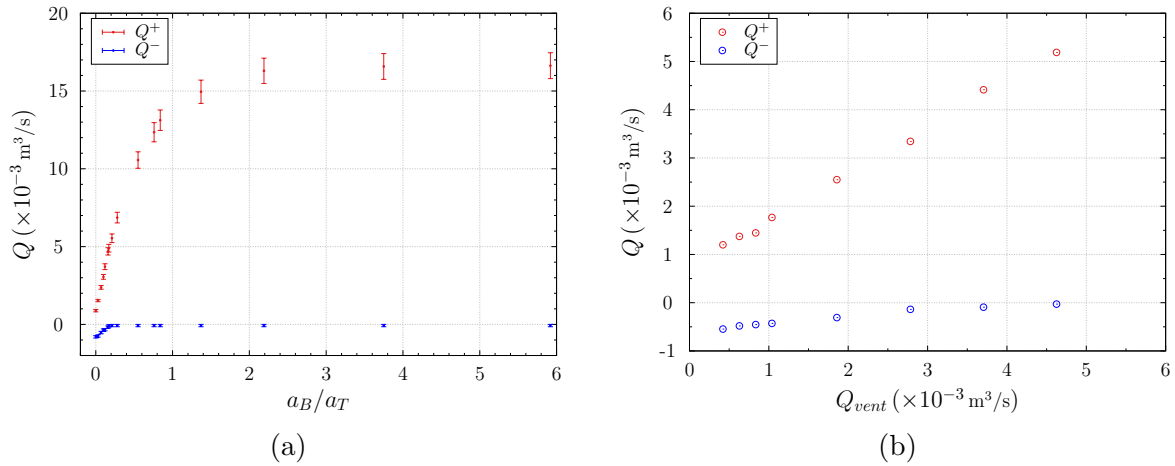


FIGURE 4.36 – Comparaison entre l'évolution des débits volumiques à la trémie en fonction du rapport a_B/a_T en ventilation naturelle en (a) et des débits volumiques à la trémie en fonction du débit de soufflage en ventilation forcée de l'étude Varrall *et al.* (2017) en (b) pour un diamètre $D = 152$ mm et une puissance électrique de 2 kW.

En convection naturelle, l'écoulement monodirectionnel atteint une valeur asymptotique constante lorsque a_B augmente. Cette condition asymptotique s'observe dans un régime monodirectionnel en ventilation par déplacement dans le modèle de remplissage-vidange d'un local (voir Linden *et al.* 1990 et Hunt et Coffey 2010).

En convection forcée, le débit à la trémie augmente linéairement avec le débit de soufflage Varrall *et al.* 2017. La zone de transition entre le régime bidirectionnel et le régime monodirectionnel est observée pour un débit volumique montant à la trémie de l'ordre de 3.5 à $4.5 \times 10^{-3} \text{m}^3/\text{s}$, et ce quelque soit le régime de ventilation (mécanique ou naturelle).

La figure 4.37 présente la comparaison des débits montant et descendant adimensionnés par le débit caractéristique $a_T^{5/4} \sqrt{g\Delta\rho/\bar{\rho}}$, en fonction du débit de ventilation (réel ou équivalent) adimensionné aussi par le même débit caractéristique.

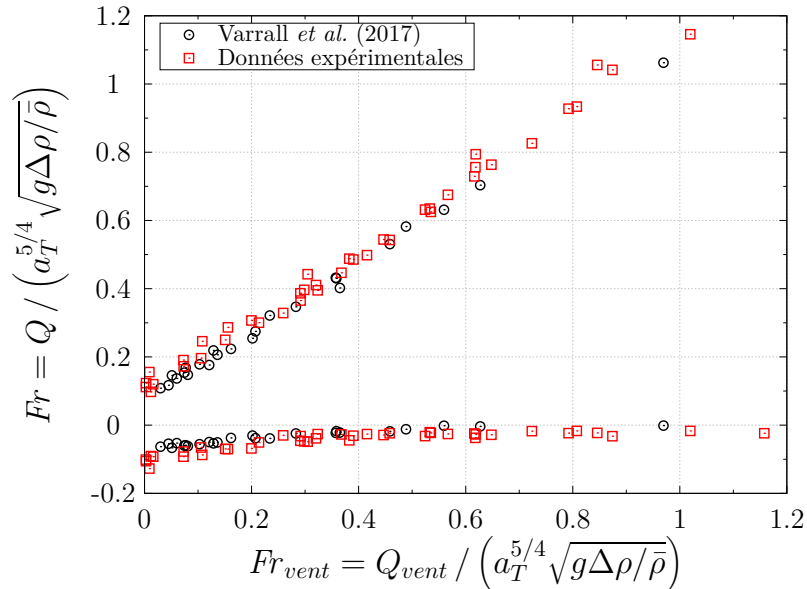


FIGURE 4.37 – Comparaison entre le débit de ventilation mécanique de Varrall *et al.* (2017) et les débits montant et descendant de la présente étude.

Il est intéressant de constater que les résultats obtenus sont en très bon accord, ce qui pour des applications des opérationnels en cas d'incendie par exemple, peut permettre de dimensionner une surface de fuite équivalente à une ventilation mécanique pour évacuer les fumées.

4.5 Conclusion

Dans ce chapitre, l'écoulement à travers une ouverture horizontale reliant deux compartiments est étudié. Cette étude est basée sur l'analyse des champs de vitesse obtenus par la technique optique SPIV. À partir de ces champs de vitesse, les sections de passage des fluides montant et descendant ont été identifiées ainsi que les débits volumiques.

Dans un premier temps on a examiné l'écoulement bidirectionnel produit par le confinement total de l'enceinte avec une ou deux résistances électriques comme source de flottabilité. Les résultats obtenus montrent un bon accord avec les données de la littérature, notamment avec l'étude de Li (2007) à grande échelle et ceux de Varrall *et al.* (2016), qui ont utilisé le même dispositif et la même technique expérimentale dans un autre environnement. Ces résultats ont permis de valider les protocoles expérimentaux.

La seconde partie de ce chapitre présente l'influence de la surface d'amenée d'air sur l'écoulement à l'exutoire. L'étude montre un comportement asymptotique au-delà

d'un rapport de surfaces d'ouvertures dans le régime monodirectionnel, estimé à partir de $R = a_B/a_T \geq 4$ pour les quatre diamètres d'orifice examinés. Dans cette condition l'écoulement monodirectionnel se comporte selon le modèle de remplissage-vidange suivant une relation pour le débit de $Q = A^*(g'h)^{1/2}$. Cependant, par l'absence de stratification du local, on a utilisé la hauteur de l'enceinte H à une température homogène moyenne T^* basée sur la masse de cette couche d'air, au lieu d'une couche chaude préconisée par ce modèle. Les résultats expérimentaux ont montré une divergence et en conséquence la zone de validité du modèle de Linden *et al.* (1990).

Ensuite, un modèle reliant les écoulements monodirectionnel et bidirectionnel d'échange est proposé à partir des données expérimentales obtenues. Ce modèle est exprimé comme la somme de deux contributions, une pour le régime monodirectionnel et une autre pour le bidirectionnel. La contribution de l'écoulement monodirectionnel suit la loi $A^*(g\eta^*H)^{1/2}$ à partir de la zone de transition. L'autre contribution dans le régime bidirectionnel suit une loi exponentielle dont la valeur en $a_B = 0$ correspond au débit estimé par le modèle de Li (2007). La tendance de la contribution bidirectionnelle est celle du débit d'échange descendant jusqu'à la transition. Une loi exponentielle est proposée qui tend vers zéro dans la zone de transition où la contribution monodirectionnelle se met en place.

Ce modèle est révisé afin de proposer une extension utilisant un bilan d'énergie dans le local en régime permanent. L'intention de ce modèle est d'obtenir l'évolution du paramètre η^* en fonction de la source de flottabilité et des paramètres géométriques de l'enceinte. Cependant, les résultats de cette approche ne modélisent pas les données expérimentales.

Finalement, les débits volumiques expérimentaux sont comparés avec les données de l'étude de Varrall *et al.* (2017) en convection mixte en mode soufflage. Pour faire la comparaison, un "débit équivalent" de fuite est défini en convection naturelle. Cette équivalence pourrait permettre de relier une surface d'amenée d'air avec le différentiel de pression Δp d'un débit de soufflage dans le cadre du désenfumage d'un local avec un événement au niveau du plafond.

Chapitre 5

Application au désenfumage naturel

Sommaire

5.1	Introduction	98
5.2	Moyens expérimentaux	99
5.3	Étude de la condition d'apparition du régime bidirectionnel	100
5.3.1	Étude de la stratification du local inférieur	102
5.3.2	Étude de la température moyenne	104
5.3.3	Étude des fluctuations des températures	104
5.4	Conclusion	106

Résumé

Le présent chapitre propose une discussion sur les résultats d'essais réalisés en utilisant un feu de bac comme source de chaleur (en lieu et place de la résistance électrique précédemment exploitée). Les analyses, visuelles de l'écoulement et des différentes mesures de température, sont effectuées durant des phases pseudo-stationnaires, dictées par le comportement du feu. Malgré une dynamique différente des essais avec résistance, les transitions entre un écoulement monodirectionnel et bidirectionnel à travers la trémie sont observées pour des rapports de sections similaires.

5.1 Introduction

Dans ce chapitre nous étudions la condition de transition entre les régimes monodirectionnel et bidirectionnel au niveau de la trémie, dans le cas d'une source de chaleur constituée d'un feu de nappe d'hydrocarbure, afin de s'approcher d'un scénario d'un feu de compartiment.

Le comportement et les différentes phases d'un feu dans un compartiment ont été investiguées depuis des décennies (Karlsson et Quintiere (1999) et Drysdale (2011)). Généralement on observe cinq phases d'un feu de compartiment : - l'ignition ou inflammation, d'origine pilotée ou spontanée, qui amorce la combustion (réaction exothermique), et ainsi l'augmentation de la température du local ; - une phase de croissance plus ou moins rapide en fonction du type de combustion (type de combustible, concentration en comburant) et la géométrie du local (hauteur sous plafond, ouvertures) ; - embrasement généralisé (*flashover* en anglais), transition rapide vers la phase suivante ; - feu pleinement développé et généralisé sur l'ensemble du combustible dans le local, normalement limité par la quantité d'oxygène disponible ; et enfin la phase de décroissance, où le taux de dégagement de chaleur diminue, généralement par faute de combustible, jusqu'à l'extinction.

Dans la phase de croissance d'un feu, l'influence du compartiment ne joue pas un rôle important sur son développement. Le feu est alors principalement contrôlé par la quantité de combustible, où l'accent est mis pour la sécurité des occupants et les systèmes de désenfumage. Cette phase est aussi appelée *pre-flashover* de son terme en anglais. Une fois le feu de compartiment développé (*post-flashover*), on observe un régime dit sous-ventilé, lequel est contrôlé par la ventilation, puisque la quantité d'oxygène est insuffisante pour brûler les vapeurs combustibles. Dans ces conditions, les gaz imbrûlés peuvent sortir par les ouvertures et induire certains phénomènes comme des oscillations de combustion ou retour de flamme (*backdraft* de son terme en anglais).

Dans un feu de compartiment l'échange des flux au niveau des ouvertures est d'une importance considérable pour la croissance et la propagation de l'incendie dans l'enceinte. Le comportement de l'incendie peut être différent selon le type d'ouverture, soit verticale type porte ou fenêtre, ou horizontale type trémie, ou la combinaison des deux.

Pour le cas d'une ouverture horizontale, Q. He *et al.* (2015) examinent expérimentalement le comportement du feu sous un régime sous-ventilé pour cinq types de combustible dans un compartiment à échelle réduite. Q. He *et al.* (2015) étudient l'influence de la taille de l'exutoire et du feu, et identifient une condition limite pour l'extinction sous ce régime de ventilation comme une fonction de ces deux paramètres d'étude.

Utiskul *et al.* (2005) examinent expérimentalement à échelle réduite un feu sous-ventilé dans une enceinte avec une ouverture basse réglable et une trémie, afin d'étudier l'effet de l'extinction et l'influence de l'oxygène sur la combustion d'un feu de nappe d'heptane. Lors des essais, les auteurs identifient quatre régimes de combustion. Utiskul *et al.* (2005) estiment que le débit à l'exutoire d'une enceinte avec une seule trémie est de l'ordre de 1/10 de l'écoulement à travers une ouverture verticale dans une enceinte avec une seule porte, pour les mêmes différences de masse volumique.

La plupart des études expérimentales de feu de compartiment se focalisent sur les régimes de l'écoulement proches de l'extinction afin d'étudier les phénomènes instables de la combustion. Peu d'études sont consacrées à l'identification de la transition entre un régime monodirectionnel et bidirectionnel à travers une ouverture horizontale.

5.2 Moyens expérimentaux

Les expériences “incendie” dans le dispositif STYX ont été réalisées avec un combustible liquide connu comme l’heptane technique. L’heptane utilisé est un mélange d’hydrocarbures aliphatiques et alicycliques en C_7 , dont le principal constituant est le n-heptane (C_7H_{16}). Les mesures de température, (voir l’annexe C pour les mesures de perte de masse et de concentration d’oxygène), dans le local ont été réalisées en phase transitoire jusqu’à l’extinction du feu. Le combustible est placé dans un bac en pyrex pour trois diamètres : 40, 60 et 80 mm et illustrés sur la figure 5.1.



FIGURE 5.1 – Bacs en pyrex de 80, 60 et 40 mm de diamètre respectivement.

Ce bac repose sur une balance par l’intermédiaire d’une plaque de silicate de calcium de 38 mm d’épaisseur, afin de protéger l’organe sensible de la balance des sollicitations thermiques induites par le foyer. La procédure d’inflammation de la nappe est réalisée par intervention humaine directe, à l’aide d’un chalumeau, en retirant la paroi du côté du foyer (qui est remplacée aussitôt le combustible enflammé). Le temps d’atteinte un état pseudo-stationnaire varie entre 4 et 8 min en fonction du taux de confinement (i.e. du rapport $R = a_B/a_T$), et de la taille du bac. La figure 5.2 présente une photographie du foyer lors d’un essai bien ventilé avec un bac de 80 mm de diamètre. Les flammes de diffusion obtenues dans ces expériences sont d’environ 20 cm de hauteur, et la température mesurée dans l’axe du bac à cette altitude est de l’ordre de 350 °C.



FIGURE 5.2 – Flamme d’heptane dans un bac en pyrex de 80 mm de diamètre.

La masse de combustible est mesurée au cours du temps par une balance électronique de marque SARTORIUS IS6CCE-HOCE, de gamme 0 à 6.2 kg précise au centième de gramme.

La concentration molaire de dioxygène est mesurée avec un analyseur de gaz SERVOMEX Xentra 4100 qui couvre une gamme de 0 à $25 \pm 0.1\%$ placé à proximité du foyer.

L'acquisition des mesures de masse et de concentration de dioxygène au cours du temps est réalisée par le système NI, déjà présente au chapitre 2, et est effectuée à une fréquence de 1 Hz.

Le tableau 5.1 synthétise la campagne d'essais destinée à estimer la zone de transition entre un régime monodirectionnel et bidirectionnel. Dans ce tableau, le diamètre D correspond au diamètre de l'orifice horizontal ou trémie, et d le diamètre du bac en pyrex.

TABLEAU 5.1 – Récapitulatif des essais réalisés avec combustion d'heptane pour identifier la transition de régime.

D (mm)	d (mm)	Nombre d'essais
127.0	40	3
127.0	60	9
127.0	80	4
152.4	40	4
152.4	60	12
152.4	80	12
190.5	40	3
190.5	60	5
190.5	80	5

Chaque configuration a fait l'objet d'essais répétabilité, afin de faire émerger l'incertitude des résultats discutés ci-après. Les différents comportements observés durant ces essais seront présentés principalement à titre indicatif pour la configuration avec le bac de diamètre $d = 80$ mm.

5.3 Étude de la condition d'apparition du régime bidirectionnel

Afin de faciliter la lecture, on se place dans une condition de ventilation pour laquelle l'écoulement à la trémie est monodirectionnel. La figure 5.3 présente l'évolution de la température à la trémie donnée par les huit thermocouples placées dans la section de l'ouverture. Cet essai correspond pour une trémie $D = 152$ mm et un bac $d = 80$ mm, et une section $a_B = 50 \text{ cm}^2$ ($a_B/a_T = 0.28$).

En raison de la faible quantité initiale de combustible et d'inertie thermique des parois, il n'existe pas au cours de l'essai un régime établi. Ce comportement est également observé sur le débit de perte de masse, voir figure C.1 dans l'annexe C.

La recherche de la zone de transition de régime est faite par conséquent dans des phases durant lesquelles la température décroît de façon quasi-linéaire, en réduisant la surface a_B . Cette exploration est réalisée depuis un régime monodirectionnel pour une configuration bien ventilée, vers un régime bidirectionnel pour des conditions de confinement plus importantes.

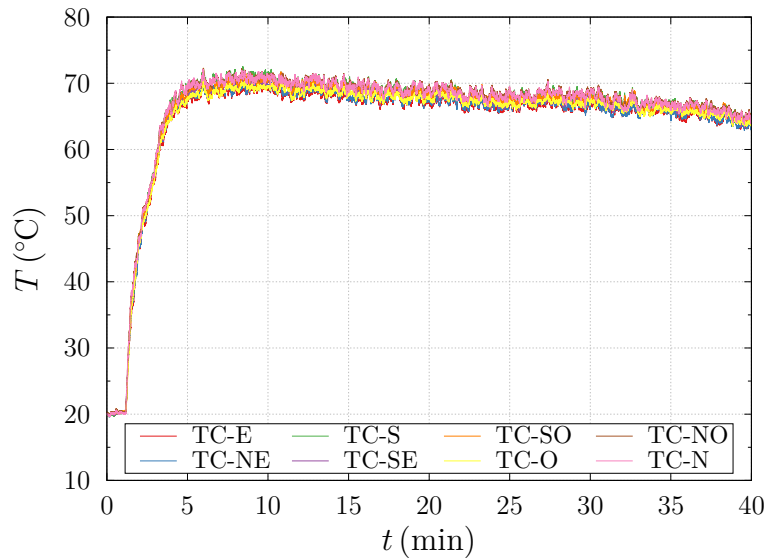


FIGURE 5.3 – Évolution des températures à la trémie en fonction du temps pour un rapport des surfaces $R = 0.28$, un diamètre $D = 152$ mm et un bac de diamètre $d = 80$ mm, illustrant le régime monodirectionnel.

La figure 5.4 présente l'évolution de la température donnée par le thermocouple TC-E. Ce thermocouple a été identifié dans l'étude du chapitre 3, comme étant l'un des plus réactifs au changement de régime. Afin d'observer des variations (diminutions) de températures qui ne seraient pas liées à la décroissance "normale" du feu, l'obstruction de la section a_B est effectuée de façon importante afin d'identifier les fluctuations dans les deux régimes.

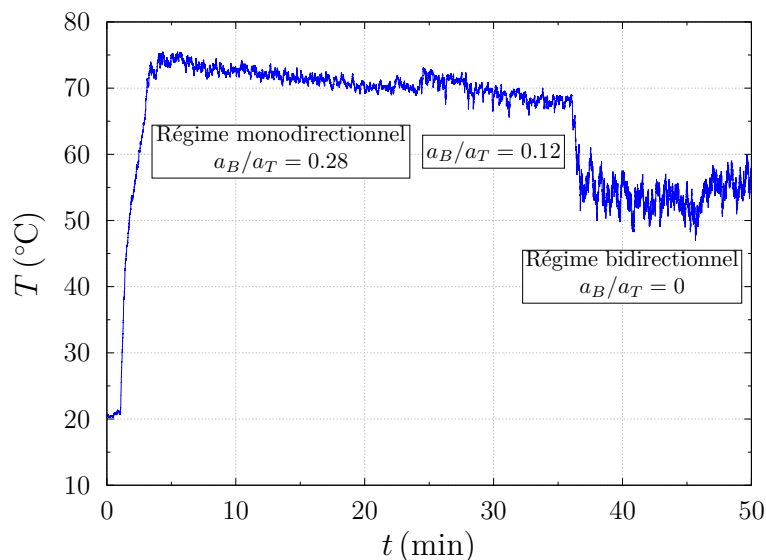


FIGURE 5.4 – Évolution de la température à la trémie (TC-E) en fonction du temps et du rapport des surfaces des ouvertures R pour un diamètre $D = 152$ mm et un bac de diamètre $d = 80$ mm, illustrant le passage d'un régime à l'autre.

Sur la figure 5.5, on présente le comportement de la température à la trémie lors d'un essai réalisé avec un autre diamètre de trémie ($D = 127$ mm). Pour ces essais, on remarque l'augmentation des fluctuations dans le régime bidirectionnel.

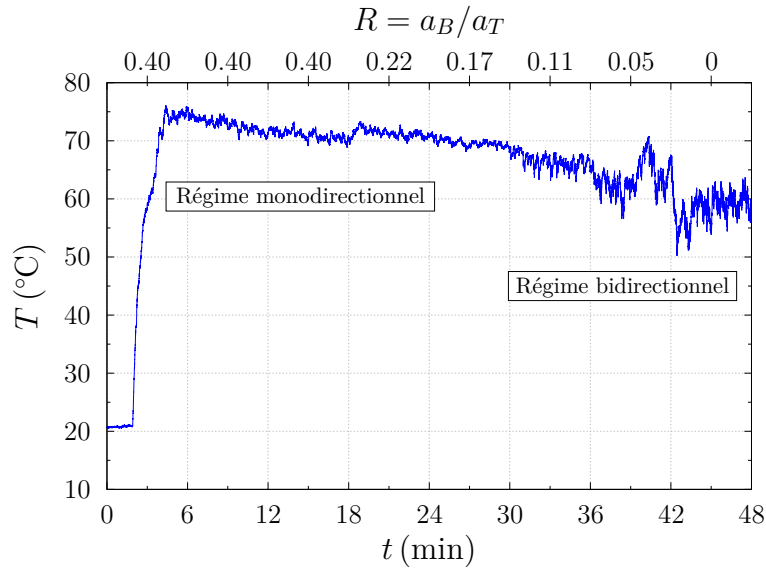


FIGURE 5.5 – Évolution de la température à la trémie (TC-E) en fonction du temps et du rapport des surfaces des ouvertures R pour un diamètre $D = 127$ mm et un bac de diamètre $d = 80$ mm, illustrant le passage d'un régime à l'autre.

Comme attendu et observé pour les essais avec résistances, pour un confinement important et total, la température à la trémie diminue en raison du brassage avec l'air ambiant entrant par l'exutoire, qui croît avec l'apparition de l'écoulement bidirectionnel.

5.3.1 Étude de la stratification du local inférieur

Le profil vertical de température dans le local inférieur est examiné afin d'observer si le milieu est stratifié ou non. Les essais de feux réalisés nous montre un profil vertical avec un gradient linéaire dans le local inférieur. La stratification sous le concept de deux couches avec une interface, n'est pas clairement identifiée avec les configurations de ventilation examinées. Les profils rencontrés lors de ces essais sont présentés sur les figures 5.6 et 5.7.

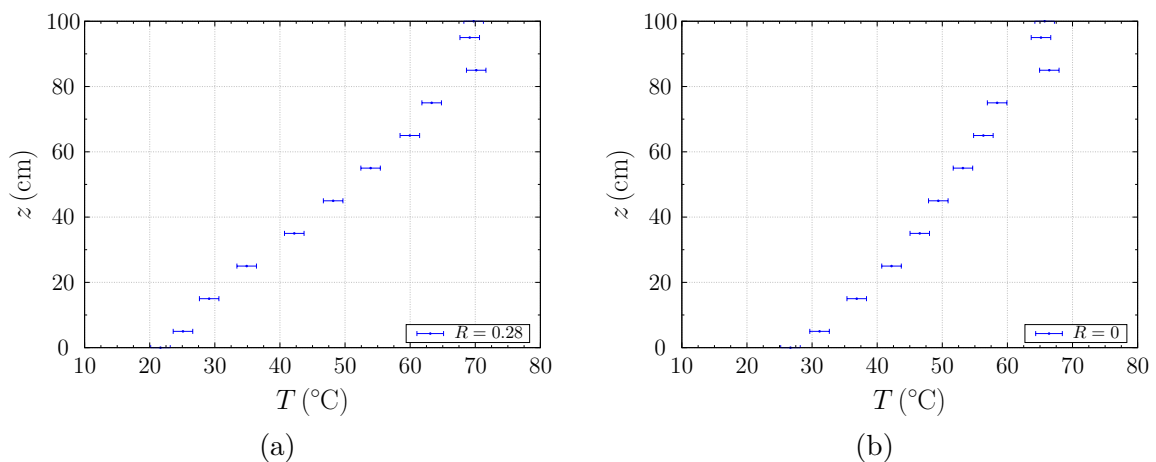


FIGURE 5.6 – Profil vertical de température moyenne pour une trémie $D = 152$ mm et un bac $d = 80$ mm, en régime monodirectionnel en (a) et bidirectionnel en (b).

Dans le régime monodirectionnel, le gradient vertical est d'environ 50 °C/m pour l'essai avec une trémie $D = 152$ mm et un bac $d = 80$ mm, tandis qu'en régime bidirectionnel, le

gradient est d'environ $40\text{ }^{\circ}\text{C}/\text{m}$. On attribue cette différence de profil au refroidissement de la couche supérieure par l'air frais entrant en régime bidirectionnel. Si on augmente la taille de l'exutoire à $D = 191\text{ mm}$ avec le même bac, comme montré sur la figure 5.7, on observe aucune différence notable sur les gradients verticaux de température par rapport au diamètre de trémie $D = 152\text{ mm}$.

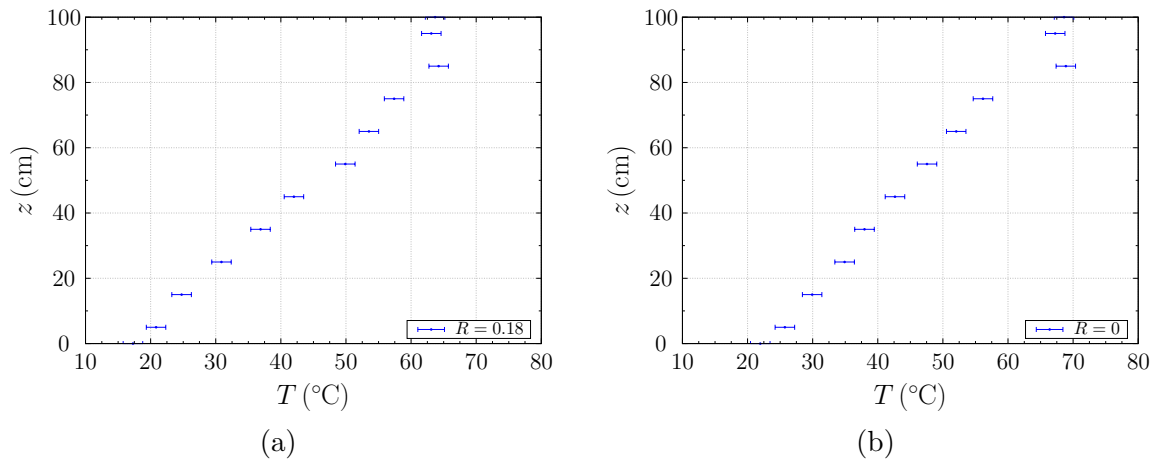


FIGURE 5.7 – Profil vertical de température moyenne pour une trémie $D = 191\text{ mm}$ et un bac $d = 80\text{ mm}$, en régime monodirectionnel en (a) et bidirectionnel en (b).

L'évolution temporelle du profil vertical est présentée sur la figure 5.8. À partir de l'apparition des premières bouffées d'air par l'ouvrant supérieur, le refroidissement d'une "couche" chaude d'environ 50 cm de hauteur commence, et croît avec le confinement.

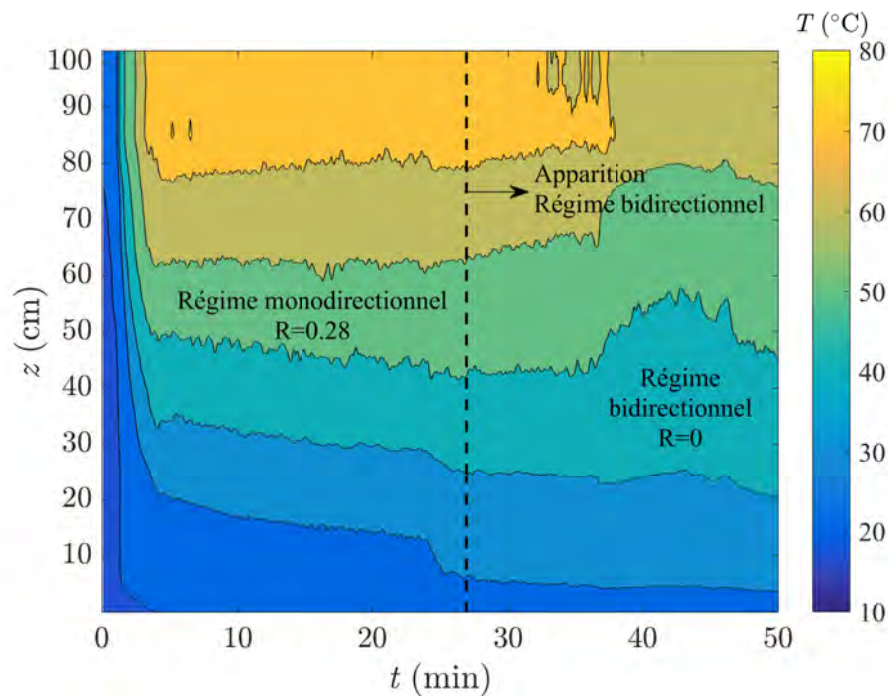


FIGURE 5.8 – Évolution du profil vertical de température du local inférieur en fonction du rapport des surfaces R pour un diamètre $D = 152\text{ mm}$ et un bac de diamètre $d = 80\text{ mm}$.

5.3.2 Étude de la température moyenne

L'étude de l'apparition du régime bidirectionnel a été basée sur l'analyse de la température dans la section de la trémie et la visualisation de l'écoulement. Comme réalisée avec les résistances, une étude sur la moyenne des températures mesurées par les huit thermocouples à la trémie a été conduite.

L'effet du diamètre du bac, et donc de la puissance, pour un diamètre de trémie $D = 152$ mm est illustré sur la figure 5.9a en fonction du rapport R des ouvertures. L'apparition du régime bidirectionnel peut être associée à un changement de pente des points expérimentaux, qu'on observe surtout pour un bac $d = 80$ mm, où les températures sont supérieures pour apprécier un changement de tendances. Ce changement de pente se présente pour $R \in [0.10, 0.15]$ et coïncide avec la visualisation de l'écoulement bidirectionnel.

Si on compare l'effet du diamètre de l'exutoire pour le bac $d = 80$ mm, présenté sur la figure 5.9b, le changement n'est pas observé pour le diamètre de trémie $D = 127$ mm, même si les températures atteintes pendant l'essai sont supérieures.

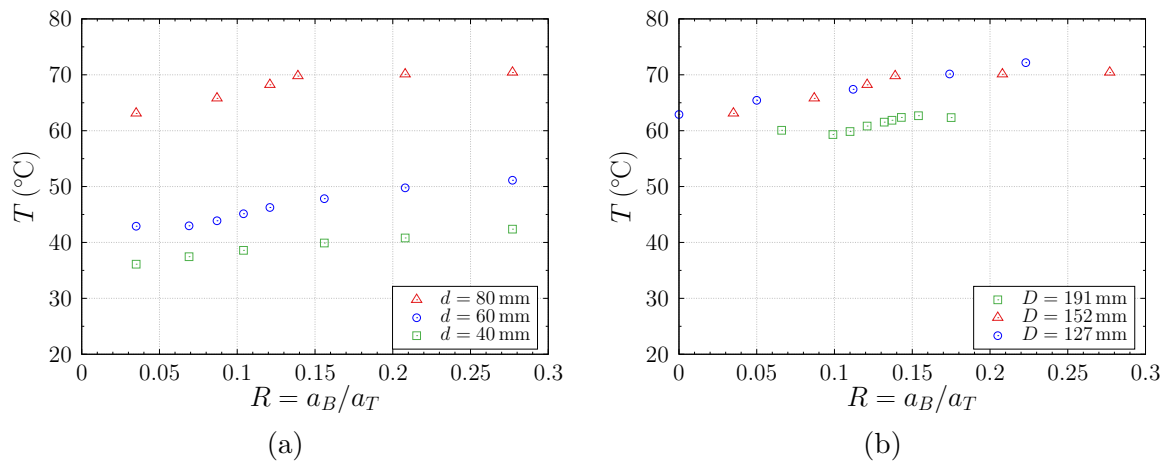


FIGURE 5.9 – Évolution de la température moyenne à la trémie en fonction du rapport des surfaces R . (a) Effet de la puissance pour une trémie $D = 152$ mm. (b) Effet du diamètre de la trémie pour un diamètre de bac $d = 80$ mm.

La méthode reste imprécise pour estimer la transition, surtout pour l'ouvrant de section plus petite ainsi que pour les petits bacs.

5.3.3 Étude des fluctuations des températures

La deuxième méthode utilisée est l'analyse des fluctuations des températures données par chaque thermocouples dans la section de la trémie. L'évolution des écarts-type est présentée sur la figure 5.10 pour une trémie de diamètre $D = 152$ mm et un bac $d = 80$ mm. L'apparition du régime bidirectionnel est observée visuellement pour $R \in [0.10, 0.15]$.

On observe sur cette figure, une disparité croissante des valeurs des écarts-type de l'ensemble des thermocouples avec l'augmentation du taux de confinement. Ce comportement *a priori* prometteur pour évaluer l'apparition du régime bidirectionnel n'est pas retrouvé dans les autres configurations, pour lesquelles ce comportement n'est observé qu'une fois l'écoulement bidirectionnel est bien établi.

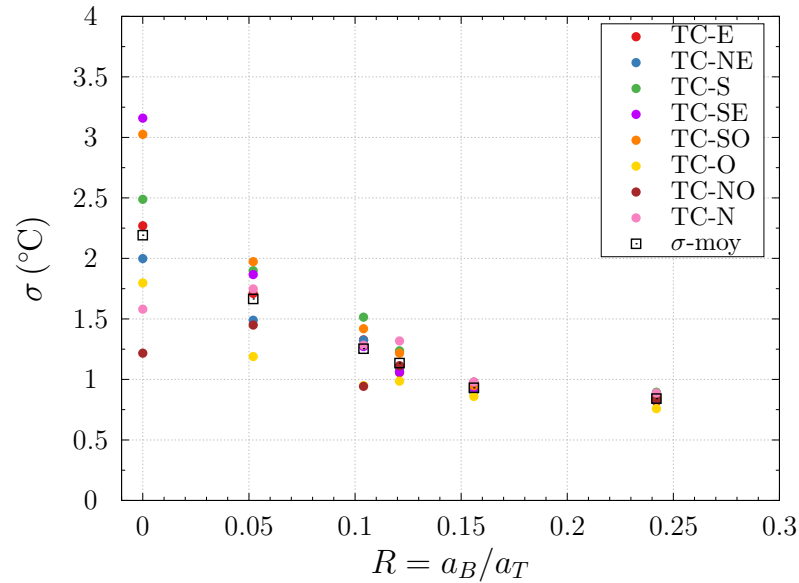


FIGURE 5.10 – Évolution des écarts-types des températures à la trémie en fonction du rapport des surfaces R pour une trémie $D = 152$ mm et un bac $d = 80$ mm.

Une étude paramétrique est alors réalisée pour observer l'influence de la température des gaz en variant le diamètre du bac de combustible et l'influence du diamètre de la trémie sur la transition. Cette analyse est basée sur la moyenne des écarts-types des signaux de température en fonction du rapport R .

L'influence de la température obtenue pour différents bacs de combustible (puissance du foyer) est présentée sur la figure 5.11a. L'effet du diamètre de trémie est réalisée pour le bac de 80 mm de diamètre, et est illustré sur la figure 5.11b.

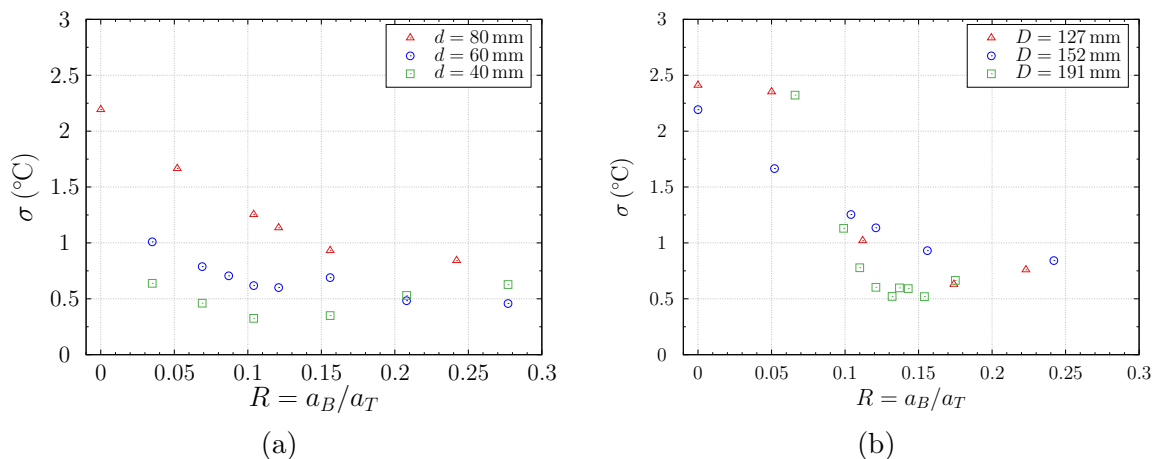


FIGURE 5.11 – Évolution de moyenne des écarts-types des températures à la trémie en fonction du rapport des surfaces R . (a) Effet de la puissance pour une trémie $D = 152$ mm. (b) Effet du diamètre de la trémie pour un diamètre de bac $d = 80$ mm.

À partir de ces résultats on peut estimer la zone de transition comme étant l'abscisse de changement de pente d'une fonction $\sigma = f(R)$, ce qui corrobore les valeurs de R^{crit} issues des observations de l'écoulement.

5.4 Conclusion

Les résultats obtenus par l'analyse des signaux de température ont été confrontés avec les visualisations de l'écoulement, où l'entrée d'air frais à travers la trémie est confirmée par l'observation. Cette confrontation est nécessaire afin d'affiner l'intervalle de la zone de transition. L'estimation de la zone de transition avec l'analyse des signaux de température reste imprécise pour des faibles écarts de température entre la fumée et l'air ambiant.

La gamme du rapport critique R^{crit} entre les sections, pour les essais réalisés est $R \in [0.09, 0.14]$. L'incertitude relative à la surface critique est aussi évaluée à partir des valeurs limites de chaque cas, laquelle est estimée à 5% pour le diamètre $D = 191$ mm, à 10% $D = 152$ mm et à 15% pour le diamètre $D = 127$ mm.

TABLEAU 5.2 – Condition d'apparition du régime bidirectionnel pour les essais de combustion.

D (mm)	d (mm)	a_T (cm ²)	a_B^{crit} (cm ²)	$(a_B/a_T)^{crit}$ (-)
127.0	40	126.7	11.0	0.087
127.0	60	126.7	12.6	0.099
127.0	80	126.7	14.1	0.112
152.4	40	182.4	17.3	0.095
152.4	60	182.4	20.2	0.111
152.4	80	182.4	23.7	0.130
190.5	40	285.0	31.4	0.110
190.5	60	285.0	35.8	0.126
190.5	80	285.0	39.6	0.139

La figure 5.12 présente la relation entre la section critique a_B^{crit} à la transition et la section de l'exutoire a_T . On constate d'abord une augmentation de la section critique avec l'augmentation de la section de la trémie pour un bac donné.

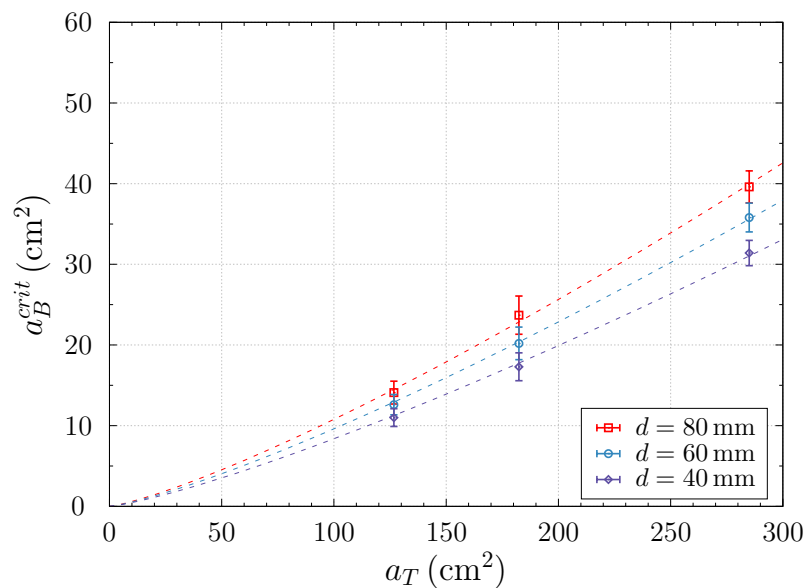


FIGURE 5.12 – Surface d'amenée d'air a_B de transition déterminée visuellement en fonction de la surface de la trémie a_T et du diamètre du bac d .

La relation entre les sections est non linéaire, comme observé avec les résistances, qu'on peut la représenter sous la forme d'une loi de puissance. Cette loi pour chaque diamètre de bac, présentée sur la figure 5.12 en pointillé, est du type $a_B^{crit} = f a_T^{5/4}$, où f est une fonction associée à la température et à la source.

Cependant, on a observé une tendance différente entre le rapport des sections critiques et la température de la couche chaude par rapport aux essais résistance. Pour les essais de feu de nappe, le rapport critique augmente avec le diamètre de bac pour une section de trémie donnée. La figure 5.13 illustre ce comportement en fonction du déficit de masse volumique associé à la couche chaude comme paramètre comparatif entre les essais. Ce paramètre est calculé en utilisant pour la température des gaz chaudes la température moyenne sur toute la hauteur du local.

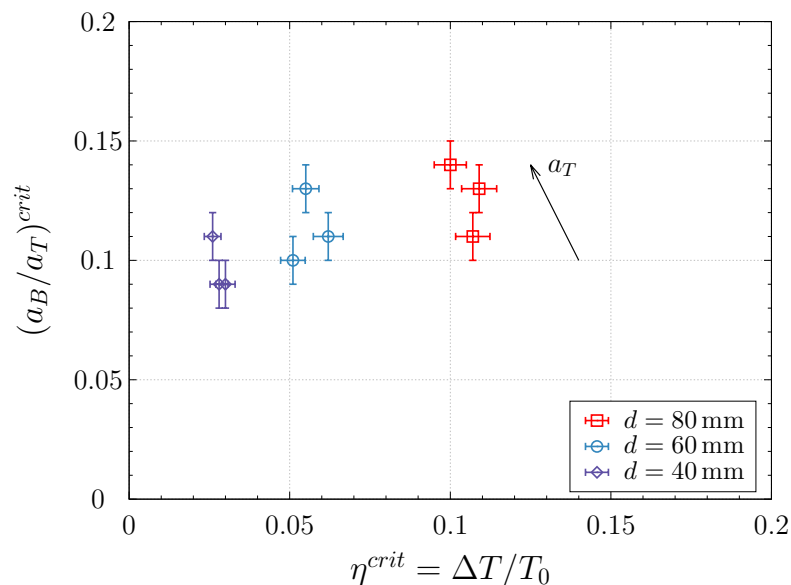


FIGURE 5.13 – Rapport des ouvertures à la transition en fonction du déficit de masse volumique déterminée à partir de la température moyenne du local inférieur pour différents diamètres de bac d .

La figure 5.13 nous montre les rapports des sections critiques sur la gamme $R \in [0.09, 0.15]$ pour les différentes températures obtenues. L'influence de la section de l'ouvrant est plus importante (avec une pente plus raide) que la température des gaz sur la condition d'apparition du régime bidirectionnel.

Plus d'essais sont nécessaires pour confirmer cette différence avec les essais résistances sur une gamme du rapport a_B/a_T plus importante et si possible, avec une source de stable puissance. L'utilisation d'une source stable en puissance nous permettra d'atteindre un régime stationnaire. Ces essais peuvent nous permettre de proposer un modèle sur la condition de transition qui intégrerait la puissance de la source.

Conclusion générale et perspectives

Les écoulements à travers une trémie en convection naturelle ont été examinés dans les travaux de recherche présentés dans ce manuscrit. La configuration étudiée est celle d'une trémie de section a_T située au plafond d'une enceinte possédant une ouverture variable en partie basse de section a_B permettant l'entrée d'air frais. Les écoulements à la trémie sont induits par une source de flottabilité placée dans l'enceinte.

Selon la valeur des sections des ouvrants et de la puissance de la source de flottabilité, il apparaît différents régimes d'écoulements thermo-convectifs dont la prédiction n'est pas triviale. En effet, ces écoulements peuvent être stables ou fluctuants, et mono- ou bidirectionnels. Ces régimes d'écoulement dépendent de la géométrie de l'ouvrant exprimée par sa longueur caractéristique (ou diamètre) D et sa hauteur L , de la différence de masse volumique de part et d'autre de l'ouvrant produite par la source de flottabilité et du niveau de confinement, représenté par le rapport des sections des ouvrants $R = a_B/a_T$.

Dans un premier temps, nous nous sommes intéressés à la problématique de remplissage et vidange d'un local ventilé naturellement en communication avec l'extérieur. Ce mécanisme de remplissage et de vidange simultanée peut être rencontré dans des situations d'incendie dans le but d'extraire la plus grande quantité des fumées produites par le foyer.

Dans le cas limite d'une enceinte bien ventilée en partie basse, où le rapport de sections $a_B/a_T \gg 1$, l'écoulement est monodirectionnel. Le débit volumique dans cette configuration est bien estimé par le modèle théorique de remplissage-vidange proposé par Linden *et al.* (1990). Pour prédire le débit, ce modèle se base sur des hypothèses simplificatrices, sur une formulation du débit impliquant le théorème de Bernoulli, la loi de l'hydrostatique et sur les solutions similaires du panache turbulent.

Cette modélisation est mise en défaut pour le cas limite $a_B/a_T = 0$ pour lequel elle prédit un débit nul alors qu'un écoulement bidirectionnel est observé expérimentalement. Ce régime bidirectionnel où les flux échangés se compensent est étudié dans les travaux expérimentaux de Epstein (1988) à partir d'expériences de laboratoire à échelle réduite. Epstein (1988) estime le débit à partir d'une relation reliant le nombre de Froude de l'écoulement au rapport géométrique L/D .

Pour les deux cas limites (i.e. $a_B/a_T \gg 1$ et $a_B/a_T = 0$), les modèles associés (i.e. Linden *et al.* (1990) et Epstein (1988), respectivement) sont éprouvés. Cependant, leurs domaines de validité respectifs n'ont pas de partie commune, et il n'existe pas d'étude s'attelant à faire le lien entre ces deux régimes.

L'objectif principal de la présente étude était d'améliorer la compréhension de ces types d'écoulements à travers une ouverture horizontale. Ce travail porte particulièrement sur la caractérisation de l'écoulement pour une large gamme de a_B/a_T comprenant les deux cas limites ($\gg 1$ et $=0$), afin d'identifier la zone de transition et de faire la jonction entre les deux régimes. Pour atteindre nos objectifs, nous avons conduit des expériences thermiques sur un dispositif à échelle réduite. La métrologie et instrumentation mises en place nous permettent d'obtenir les débits volumiques en mesurant le champ de vitesse à la sortie de l'ouvrant par la technique optique non intrusive Stéréo PIV.

Les travaux expérimentaux développés sont divisés en deux parties. La première partie s'est focalisée sur la détermination de la condition d'apparition d'un écoulement bidirectionnel à partir d'un écoulement monodirectionnel, en faisant varier le paramètre de

confinement a_B/a_T . Deux approches sont explorées en détail afin d'identifier la zone de transition. Une première méthode repose sur l'analyse des signaux de température dans la section de la trémie suite à la variation du rapport a_B/a_T . Une seconde méthode est basée sur l'observation de l'écoulement entrant dans le local. Pour des faibles puissances, la méthode utilisant les signaux de température manque de précision et est difficilement répétable. Le protocole expérimental mis en place permet en revanche une bonne précision du critère visuel.

Les résultats de cette partie réalisée en régime thermique établi (obtenu par des résistances électriques chauffant en continu) nous montrent la zone de transition dans la plage $(a_B/a_T)^{crit} \in [0.09, 0.18]$ pour les combinaisons de puissances électriques et sections d'ouvrant examinées. Une relation non linéaire entre la section critique à la transition (a_B^{crit}) et la section de l'ouvrant (a_T) est identifiée. Si on augmente la puissance électrique de la source avec une section a_T constante, la valeur de la section critique nécessaire pour produire une dépression dans le local et produire un écoulement bidirectionnel est inférieure. On a observé aussi que la section critique a_B^{crit} augmente si on augmente la section a_T pour une puissance donnée.

Dans la seconde partie du manuscrit, les débits à la sortie de l'ouvrant sont mesurés finement par la SPIV afin de borner les domaines d'applications des modèles. D'une part le modèle d'échange (Epstein (1988)) pour $a_B/a_T = 0$, et d'autre part, le modèle de remplissage-vidange (Linden *et al.* (1990)) pour $a_B/a_T \gg 1$. Les sections de passage sont étudiées sur une large gamme du rapport a_B/a_T . Pour la condition de $a_B/a_T = 0$, le rapport et la tendance d'occupation entre les fluides montant et descendant pour les diamètres de trémie étudiés sont en bon accord avec les observations de Varrall *et al.* (2016). Dans cette situation le fluide montant occupe majoritairement la section de l'ouvrant et avec l'augmentation de a_B/a_T , pour l'occuper totalement pour $a_B/a_T \gg 1$.

Les mesures SPIV nous ont permis de mieux comprendre la physique de ce type d'écoulement entre les régimes de l'écoulement. L'évolution des sections de passage et vitesses débitantes a été étudiée pour une large plage de a_B/a_T . L'organisation moyenne au cours du temps des champs moyens de vitesse montre une tendance des fluides montant et descendant à être cantonnés chacun dans un hémicycle de la trémie, en contraste avec les observations de Varrall *et al.* (2017).

Ces mesures SPIV réalisées sur quatre diamètres de trémie, nous ont permis aussi de qualifier la zone de transition entre les deux régimes et de mesurer les débits à travers l'ouvrant. La confrontation avec les modèles disponibles dans la littérature permet de conforter ceux-ci dans les cas extrêmes du paramètre de confinement.

La confrontation des résultats aux modèles existants nous a montré d'abord que les résultats en termes du nombre de Froude de l'écoulement, sont en bon accord avec les modèles d'échange, notamment avec celui proposé par Li (2007) pour la condition de confinement totale ($a_B/a_T = 0$). La zone de validité du modèle de remplissage-vidange a été identifiée à partir des mesures de débit. Ce modèle surestime les valeurs de débit dans la région bidirectionnelle dues à la prédiction d'une couche de fumées à des températures trop élevées.

Une modélisation du débit à l'exutoire est proposée afin de faire le lien entre les deux configurations limites étudiées. Ce modèle est basé sur la somme de deux contributions. La première est liée à l'écoulement d'échange entre le confinement total et la zone de transition identifiée dans nos expériences. En s'appuyant sur les débits descendants expérimentaux qui caractérisent le flux d'échange bidirectionnel, une loi de type exponentielle est proposée afin d'assurer une continuité entre les deux conditions limites. La seconde contribution de

débit, liée à l'écoulement monodirectionnel, suit la loi $A^*(g\eta^*H)^{1/2}$. La température de la couche chaude T^* qui pilote cet écoulement est estimée comme une température moyenne homogène sur toute la hauteur H du local. L'erreur commise dans cette proposition est estimée en 20% comparée aux résultats expérimentaux de débit. La formulation proposée pour le débit montant (+) et descendant (-) se présente sous la forme :

$$\begin{cases} Q^+ = Q_{ex} \exp\left(-4.5 \left(\frac{R}{R^{crit}}\right)^2\right) + A^*(\eta^*gH)^{1/2} \\ Q^- = -Q_{ex} \exp\left(-4.5 \left(\frac{R}{R^{crit}}\right)^2\right) \end{cases} \quad (5.1)$$

Une campagne d'essais exploratoire a été réalisée utilisant des feux de bac d'heptane en lieu et place des résistances électriques. L'objectif de cette campagne est de comprendre le comportement de la transition de régime à la trémie en faisant varier la nature de la source et en transitoire, comme une application au désenfumage naturel des bâtiments. Les résultats préliminaires nous montrent une zone de transition dans une gamme $(a_B/a_T)^{crit} \in [0.09, 0.15]$. On a remarqué que si on augmente le diamètre de l'ouvrant a_T , la section critique a_B^{crit} augmente de façon non linéaire, avec un comportement similaire à celui observé lors des essais avec résistances en régime établi. Par contre, si on augmente le diamètre du bac (et donc la puissance du foyer), la section critique a_B^{crit} augmente. Cette différence est à confirmer. Pour ce faire, il serait nécessaire de réaliser d'autres essais sur une gamme plus importante du paramètre a_B/a_T et si possible avec une source stable en puissance, type brûleur à gaz.

Cette étude nous a permis d'améliorer la compréhension de ce type d'écoulement dans la zone de transition inexplorée avec des sources de nature différente. La transition est estimée entre 10% et 20% de la surface de l'exutoire, ce résultat étant retrouvé pour les différentes sources utilisées, en stationnaire et transitoire.

L'identification de la transition des régimes a des applications pratiques dans le domaine de l'ingénierie de désenfumage et pour les opérationnels dans la lutte dans les feux de compartiment afin d'assurer une extraction de la fumée de façon unidirectionnelle à travers un ouvrant au plafond.

Les travaux de recherche réalisés et présentés dans ce manuscrit sur l'écoulement thermo-convectif à travers une trémie, ouvrent sur plusieurs perspectives.

Perspectives

En conclusion de ce travail, nous proposons les perspectives suivantes afin d'étendre les connaissances sur le sujet :

- Une première perspective concerne réaliser une exploration expérimentale plus fine dans la zone de transition déjà bornée par cette étude afin d'améliorer le modèle proposé. La complexité de cet écoulement dans le régime bidirectionnel nécessite plus de points expérimentaux pour améliorer la modélisation et prédiction du débit d'échange dans cette région. L'utilisation de la technique SPIV nécessite des temps relativement longs pour le post-traitement des données, ce qui nous a limité sur le nombre d'essais à réaliser.
- Un deuxième point consiste à réaliser des mesures avec une trémie de forme rectangulaire ou carrée pour observer l'organisation de l'écoulement en régime bi-

directionnel. Ces types de trémie sont les plus communément retrouvés dans les bâtiments.

- Un troisième axe concerne l'interaction entre l'écoulement à la trémie et la combustion dans le régime bidirectionnel. Comme première approche nous proposons d'abord, une étude numérique utilisant des codes à champs afin d'estimer et de caractériser le débit entrant au local en partie basse et son influence sur le foyer, avant de se pencher sur des mesures expérimentales. Ce sujet aborde l'influence des écoulements sur la combustion, la flamme en sortie de trémie et la sous-ventilation dans l'enceinte.
- Un quatrième axe de recherche consiste à explorer la transition en faisant varier l'ouvrant au plafond pour une section en partie basse fixe. Cette étude paramétrique peut nous permettre d'évaluer, dans les expériences avec un feu de combustible, l'effet de la taille de l'exutoire sur les paramètres de la combustion. Nous proposons pour les essais feux l'utilisation d'un bac à niveau constant pour accéder à des grandeurs moyennes et aussi évaluer la position et taille du foyer sur la transition.
- Un dernier axe de recherche serait de trouver une équivalence entre le désenfumage naturel et le désenfumage mécanique. Dans cette étude, le paramètre utilisé a été la section de l'ouvrant en partie basse. Par contre, en ventilation mécanique, les études sont basées sur une différence de pression qui traduit un débit de soufflage. Cette relation entre une surface et un couple débit- Δp , permettra de façon pratique l'évaluation et le choix d'un désenfumage plus performant dans un scénario d'incendie.

Bibliographie

- Adrian, R. (2005). Twenty years of particle image velocimetry. *Experiments in fluids*, 39(2), 159-169. doi :10.1007/s00348-005-0991-7
- Audouin, L. & Tourniaire, B. (2000). New estimation of the thermal interface height in forced-ventilation enclosure fires. *Fire Safety Science*, 6, 555-566. doi :10.3801/IAFSS.FSS.6-555
- Babrauskas, V. (1983). Estimating large pool fire burning rates. *Fire technology*, 19(4), 251-261. doi :10.1007/BF02380810
- Baines, W. & Turner, J. (1969). Turbulent buoyant convection from a source in a confined region. *Journal of Fluid mechanics*, 37(1), 51-80. doi :10.1017/S0022112069000413
- Becerra Barrios, P., Pretrel, H., Vaux, S. & Vauquelin, O. (2018). Flow behaviour of the exchange flow through a ceiling vent in natural convection : A numerical approach using CALIF3S-ISIS CFD software. *Journal of Physics : Conference Series* (T. 1107, 4, p. 042019). IOP Publishing. doi :10.1088/1742-6596/1107/4/042019
- Bhattacharya, S., Charonko, J. & Vlachos, P. (2016). Stereo-particle image velocimetry uncertainty quantification. *Measurement Science and Technology*, 28(1), 015301. doi :10.1088/1361-6501/28/1/015301
- Boutier, A. (2012). *Vélocimétrie laser pour la mécanique des fluides*. Hermes Science - Lavoisier.
- Bower, D., Caulfield, C., Fitzgerald, S. & Woods, A. (2008). Transient ventilation dynamics following a change in strength of a point source of heat. *Journal of Fluid Mechanics*, 614, 15-37. doi :10.1017/S0022112008003479
- Brown, W. (1962). Natural convection through rectangular openings in partitions – 2. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 5(9), 869-878. doi :10.1016/0017-9310(62)90185-0
- Chenvidyakarn, T. & Woods, A. (2008). On underfloor air-conditioning of a room containing a distributed heat source and a localised heat source. *Energy and Buildings*, 40(7), 1220-1227. doi :10.1016/j.enbuild.2007.11.001
- Conover, T., Kumar, R. & Kapat, J. (1995). Buoyant pulsating exchange flow through a vent. *Journal of Heat Transfer*, 117(3), 641-648. doi :10.1115/1.2822625
- Coomaraswamy, I. & Caulfield, C. (2011). Time-dependent ventilation flows driven by opposing wind and buoyancy. *Journal of Fluid Mechanics*, 672, 33-59. doi :10.1017/S0022112010005847
- Cooper, L. (1989). *Calculation of the flow through a horizontal ceiling/floor vent* (NISTR N° 89-4052). National Institute of Standards et Technology.
- Cooper, L. (1996). Calculating combined buoyancy-and pressure-driven flow through a shallow, horizontal, circular vent : application to a problem of steady burning in a ceiling-vented enclosure. *Fire Safety Journal*, 27(1), 23-35. doi :10.1016/S0379-7112(96)00041-0
- Cooper, L., Harkleroad, M., Quintiere, J. & Rinkinen, W. (1982). An experimental study of upper hot layer stratification in full-scale multiroom fire scenarios. *Journal of Heat Transfer*, 104(4), 741-749. doi :10.1115/1.3245194
- Cooper, P. & Hunt, G. (2010). The ventilated filling box containing a vertically distributed source of buoyancy. *Journal of Fluid Mechanics*, 646, 39-58. doi :10.1017/S0022112009992734

- Cooper, P. & Linden, P. (1996). Natural ventilation of an enclosure containing two buoyancy sources. *Journal of Fluid Mechanics*, 311, 153-176. doi :10.1017/S0022112096002546
- Coutin, M., Alibert, D. & Porterie, B. (2016). Intermediate-scale controlled-atmosphere calorimeter CADUCEE. *14th International Conference on Fire Science, INTER-FLAM* (p. 1433-1444).
- Drysdale, D. (2011). *An introduction to fire dynamics* (3^e éd.). John Wiley & Sons.
- Emmons, H. (2002). Vent flows. *The SFPE Handbook of Fire protection Engineering, NFPA*, 32-41.
- Epstein, M. (1988). Buoyancy-driven exchange flow through small openings in horizontal partitions. *Journal of Heat Transfer*, 110(4a), 885-893. doi :10.1115/1.3250589
- Epstein, M. & Kenton, M. (1989). Combined natural convection and forced flow through small openings in a horizontal partition, with special reference to flows in multicompartment enclosures. *Journal of Heat Transfer*, 111(4), 980-987. doi :10.1115/1.3250814
- Faure, X. & Le Roux, N. (2012). Time dependent flows in displacement ventilation considering the volume envelope heat transfers. *Building and Environment*, 50, 221-230. doi :10.1016/j.buildenv.2011.11.007
- Harrison, R. & Spall, R. (2003). The effects of partition thickness on buoyant exchange flow through a horizontal opening. *Numerical Heat Transfer : Part A : Applications*, 44(5), 451-462. doi :10.1080/713838255
- He, Q., Ezekoye, O., Li, C. & Lu, S. (2015). Ventilation limited extinction of fires in ceiling vented compartments. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 91, 570-583. doi :10.1016/j.ijheatmasstransfer.2015.07.080
- He, Y. (1997). On experimental data reduction for zone model validation. *Journal of Fire Sciences*, 15(2), 144-161. doi :10.1177/073490419701500205
- He, Y., Fernando, A. & Luo, M. (1998). Determination of interface height from measured parameter profile in enclosure fire experiment. *Fire Safety Journal*, 31(1), 19-38. doi :10.1016/S0379-7112(97)00064-7
- Heskestad, G. & Spaulding, R. (1991). Inflow of air required at wall and ceiling apertures to prevent escape of fire smoke. *Fire Safety Science*, 3, 919-928.
- Holford, J. & Hunt, G. (2001). The dependence of the discharge coefficient on density contrast—experimental measurements. *Proceedings 14th Australasian Fluid Mechanics Conference (ed. BB Dally)* (p. 123-126).
- Hottel, H. C. (1959). Certain laws governing the diffusive burning of liquids—A review. *Fire Res. Abs., Rev.* 1, 41-44.
- Hunt, G. & Coffey, C. (2010). Emptying boxes—classifying transient natural ventilation flows. *Journal of Fluid Mechanics*, 646, 137-168. doi :10.1017/S0022112009993028
- Hunt, G. & Holford, J. (2000). The discharge coefficient—experimental measurement of a dependence on density contrast. *Proc. 21st AIVC Conference, The Hague, Netherlands*.
- Hunt, G. & Linden, P. (1998). Time-dependent displacement ventilation caused by variations in internal heat gains : application to a lecture theatre. *Proceedings of ROOMVENT 98 the 6th International Conference on Air Distribution in Rooms* (T. 2, p. 203-210).
- Hunt, G. & Linden, P. (1999). The fluid mechanics of natural ventilation—displacement ventilation by buoyancy-driven flows assisted by wind. *Building and Environment*, 34(6), 707-720. doi :10.1016/S0360-1323(98)00053-5

- Hunt, G. & Linden, P. (2001). Steady-state flows in an enclosure ventilated by buoyancy forces assisted by wind. *Journal of Fluid Mechanics*, 426, 355-386. doi :10.1017/S0022112000002470
- Hunt, G. & Linden, P. (2005). Displacement and mixing ventilation driven by opposing wind and buoyancy. *Journal of Fluid Mechanics*, 527, 27-55. doi :10.1017/S0022112004002575
- Hurley, M., Gottuk, D., Hall, J., Harada, K., Kuligowski, E., Puchovsky, M., ... Wieczorek, C. (2015). *SFPE Handbook of fire protection engineering*. Springer.
- Janssens, M. & Tran, H. (1992). Data reduction of room tests for zone model validation. *Journal of Fire Sciences*, 10(6), 528-555. doi :10.1177/073490419201000604
- Karlsson, B. & Quintiere, J. (1999). *Enclosure fire dynamics*. CRC press.
- Kaye, N. & Hunt, G. (2004). Time-dependent flows in an emptying filling box. *Journal of Fluid Mechanics*, 520, 135-156. doi :10.1017/S0022112004001156
- Kaye, N. & Hunt, G. (2007a). Overturning in a filling box. *Journal of Fluid Mechanics*, 576, 297-323. doi :10.1017/S0022112006004435
- Kaye, N. & 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. doi :10.1016/j.firesaf.2006.12.003
- Kaye, N. & Hunt, G. (2010). The effect of floor heat source area on the induced airflow in a room. *Building and Environment*, 45(4), 839-847. doi :10.1016/j.buildenv.2009.09.002
- Lane-Serff, G. & Sandbach, S. (2012). Emptying non-adiabatic filling boxes : the effects of heat transfers on the fluid dynamics of natural ventilation. *Journal of Fluid Mechanics*, 701, 386-406. doi :10.1017/jfm.2012.164
- Li, Z. (2007). *Characteristics of buoyancy driven natural ventilation through horizontal openings* (thèse de doct., Aalborg University).
- Linden, P. (1999). The fluid mechanics of natural ventilation. *Annual review of fluid mechanics*, 31(1), 201-238. doi :10.1146/annurev.fluid.31.1.201
- Linden, P., Lane-Serff, G. & Smeed, D. (1990). Emptying Filling Boxes : The Fluid Mechanics of Natural Ventilation. *Journal of Fluid Mechanics*, 212, 309-335. doi :10.1017/S0022112090001987
- Mercer, A. & Thompson, H. (1975). An experimental investigation of some further aspects of the buoyancy-driven exchange flow between carbon dioxide and air following a depressurization accident in a Magnox reactor. *Journal of the British Nuclear Energy Society*, 14(4), 327-334.
- Mishra, A., Hasan, N., Sanghi, S. & Kumar, R. (2008). Two-dimensional buoyancy driven thermal mixing in a horizontally partitioned adiabatic enclosure. *Physics of Fluids*, 20(6), 063601. doi :10.1063/1.2931567
- Morton, B., Taylor, G. & Turner, J. (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. doi :10.1098/rspa.1956.0011
- Mott, R. & Woods, A. (2012). Quasi-steady states in natural displacement ventilation driven by periodic gusting of wind. *Journal of Fluid Mechanics*, 707, 1-23. doi :10.1017/jfm.2012.230
- Partridge, J. & Linden, P. (2013). Validity of thermally-driven small-scale ventilated filling box models. *Experiments in Fluids*, 54(11), 1613. doi :10.1007/s00348-013-1613-4
- Partridge, J. & Linden, P. (2017). Steady flows in a naturally-ventilated enclosure containing both a distributed and a localised source of buoyancy. *Building and Environment*, 125, 308-318. doi :10.1016/j.buildenv.2017.08.023

- Peatross, M. & Beyler, C. (1997). Ventilation effects on compartment fire characterization. *Fire Safety Science*, 5, 403-414. doi :10.3801/IAFSS.FSS.5-403
- Pretrel, H. & Audouin, L. (2015). New developments in data regression methods for the characterization of thermal stratification due to fire. *Fire Safety Journal*, 76, 54-64. doi :10.1016/j.firesaf.2015.05.004
- Pretrel, H., Sayada, R., Varrall, K., Audouin, L. & Vauquelin, O. (2017). Experimental study based on large-scale smoke propagation fire tests through a horizontal opening connecting two mechanically ventilated compartments. *Fire Safety Journal*, 90, 28-43. doi :10.1016/j.firesaf.2017.02.007
- Quintiere, J., Steckler, K. & Corley, D. (1984). An Assessment of Fire Induced Flows in Compartments. *Fire Science and Technology*, 4(1), 1-14. doi :10.3210/fst.4.1
- Raffel, M., Willert, C., Scarano, F., Kähler, C., Wereley, S. & Kompenhans, J. (2018). *Particle image velocimetry : a practical guide*. doi :10.1007/978-3-319-68852-7
- Ricou, F. & Spalding, D. (1961). Measurements of entrainment by axisymmetrical turbulent jets. *Journal of fluid mechanics*, 11(1), 21-32. doi :10.1017/S0022112061000834
- Rooney, G. & Linden, P. (1996). Similarity considerations for non-Boussinesq plumes in an unstratified environment. *Journal of fluid mechanics*, 318, 237-250. doi :10.1017/S0022112096007100
- Rooney, G. & Linden, P. (1997). Strongly Buoyant Plume Similarity and 'small-Fire' Ventilation. *Fire Safety Journal*, 29(4), 235-258. doi :10.1016/S0379-7112(97)00063-5
- Shrinivas, A. & Hunt, G. (2014). Transient ventilation dynamics induced by heat sources of unequal strength. *Journal of Fluid Mechanics*, 738, 34-64. doi :10.1017/jfm.2013.579
- Sleiti, A. (2008). Effect of vent aspect ratio on unsteady laminar buoyant flow through rectangular vents in large enclosures. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 51(19), 4850-4861. doi :10.1016/j.ijheatmasstransfer.2008.02.027
- Spall, R. & Anderson, E. (1999). A numerical study of buoyant, pulsating exchange flows through a vent in a thin horizontal partition. *Numerical Heat Transfer : Part A : Applications*, 36(3), 263-272. doi :10.1080/104077899274750
- Tan, Q. & Jaluria, Y. (1992). *Flow through horizontal vents as related to compartment fire environments*. National Institute of Standards, Technology, Building et Fire Research Laboratory.
- Taylor, J. R. (2000). *Incertitudes et analyse des erreurs dans les mesures physiques*. Editions Dunod.
- Thomas, P., Hinkley, P., Theobald, C. & Simms, D. (1963). Investigations into the flow of hot gases in roof venting. *Fire research technical paper*, 7.
- TSI Incorporated. (2014). *Insight 4G User's Guide*. Revision B.
- Utiskul, Y., Quintiere, J., Rangwala, A., Ringwelski, B., Wakatsuki, K. & Naruse, T. (2005). Compartment fire phenomena under limited ventilation. *Fire Safety Journal*, 40(4), 367-390. doi :10.1016/j.firesaf.2005.02.002
- Varrall, K. (2016). *Etude expérimentale de l'écoulement de convection mixte à travers un orifice horizontal reliant deux compartiments* (thèse de doct., Aix-Marseille Université).
- Varrall, K., Pretrel, H., Vaux, S. & Vauquelin, O. (2016). Stereoscopic particle image velocimetry investigation of the bidirectional natural convection flow through a horizontal vent. *Fire Technology*, 52(6), 2027-2041. doi :10.1007/s10694-016-0593-3
- Varrall, K., Pretrel, H., Vaux, S. & Vauquelin, O. (2017). Stereoscopic particle image velocimetry investigations of the mixed convection exchange flow through a horizontal vent. *Experiments in Fluids*, 58(10), 151. doi :10.1007/s00348-017-2434-7

- Varrall, K., Pretrel, H., Vaux, S. & Vauquelin, O. (2019). Improvement of correlative approaches for mixed convective flow through a horizontal vent. *Journal of Heat Transfer*, *141*(3), 034501. doi :10.1115/1.4042330
- Vauquelin, O. (2015). Oscillatory behaviour in an emptying–filling box. *Journal of Fluid Mechanics*, *781*, 712-726. doi :10.1017/jfm.2015.518
- Vauquelin, O., Koutaiba, E., Blanchard, E. & Fromy, P. (2017). The discharge plume parameter Γ_d and its implications for an emptying–filling box. *Journal of Fluid Mechanics*, *817*, 171-182. doi :10.1017/jfm.2017.130
- Ward-Smith, A. (1980). Internal Fluid Flow-The fluid dynamics of flow in pipes and ducts. *Nasa Sti/recon Technical Report A*, *81*.
- Wieneke, B. (2015). PIV uncertainty quantification from correlation statistics. *Measurement Science and Technology*, *26*(7), 074002.
- Worster, M. & Huppert, H. (1983). Time-dependent density profiles in a filling box. *Journal of Fluid Mechanics*, *132*, 457-466. doi :10.1017/S002211208300172X
- Xue, Z., Charonko, J. & Vlachos, P. (2015). Particle image pattern mutual information and uncertainty estimation for particle image velocimetry. *Measurement Science and Technology*, *26*(7), 074001. doi :10.1088/0957-0233/26/7/074001

Annexes

Annexe A

Technique expérimentale

Cette annexe présente des informations complémentaires des techniques expérimentales de mesure utilisées dans cette étude afin d'estimer les incertitudes. Une première partie traite la mesure de température avec thermocouples et la seconde partie aborde la mesure de vitesse par la Stéréo PIV.

A.1 Mesure de température

Afin de mesurer la température des gaz dans le dispositif expérimental, plusieurs thermocouples en chromel-alumel type K de 0.5 mm de diamètre ont été positionnés sur des mâts verticaux. Pour estimer l'incertitude associée à ces mesures, on a choisi d'étalonner six thermocouples avec un four étalon calibré. Les résultats de cet étalonnage sont synthétisés sur le tableau A.1 pour trois températures du four sur 300 s.

TABLEAU A.1 – Étalonnage des thermocouples - Températures en °C moyennées sur 300 s

T étalon	TC-1	TC-2	TC-3	TC-4	TC-5	TC-6	T moy	Écart maximum (°C)
50	51.4	51.4	50.5	50.6	50.7	50.7	50.9	1.4
150	150.4	150.4	150.7	150.9	151.5	151.3	150.9	1.3
300	298.6	298.7	300.0	300.5	302.0	301.8	300.3	2.0

À partir de la gamme des températures obtenues dans les essais et en se basant sur cet étalonnage, l'écart maximum estimé pour la mesure des températures est de 2.0 °C. La figure A.1 illustre les températures obtenues dans l'étalonnage.

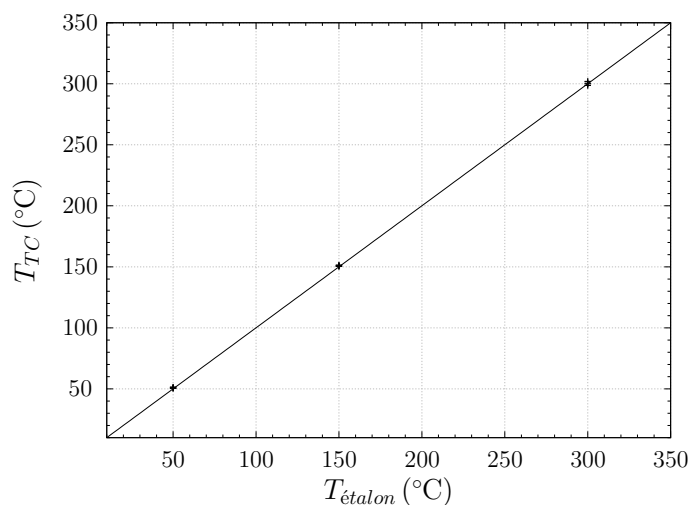


FIGURE A.1 – Étalonnage des thermocouples avec un four étalon. (-) $T_{\text{étalon}} = T_{TC}$.

A.2 Stéréo PIV

Les incertitudes attribuées aux mesures de vitesse par la technique PIV sont complexes en raison des multiples sources d'erreur. Les principales sources d'erreurs sont liées à l'étalonnage comme les défauts d'alignement des caméras et de la nappe laser ; aux caractéristiques de l'écoulement avec gradients forts ; aux caractéristiques des particules comme leur taille et leur densité qui varient au cours du temps, à l'éclairage non uniforme et à la sensibilité des caméras. Plusieurs méthodes sont développées pour estimer les incertitudes liées au signal de la corrélation, allant d'une approximation de l'ordre de 0.05 à 0.1px ou sur une analyse statistique du processus de corrélation proposé par Wieneke (2015). D'autres méthodes sur l'analyse des images sont examinées par Xue *et al.* (2015).

Particulièrement pour la Stéréo PIV, on doit ajouter en plus des incertitudes de la PIV classique, les incertitudes associées à la fonction utilisée pour la calibration de deux caméras comme mentionnent Bhattacharya *et al.* (2016). Ces auteurs ont proposé une approche méthodologie pour estimer les incertitudes des différents composants du système Stéréo PIV.

A.2.1 Calibration des caméras

Les caméras employées dans cette étude sont équipées de capteurs photoélectriques CCD basés sur une technologie de composants à semi-conducteurs. Ces capteurs à transfert de charge convertissent les photons reçus en signal électrique. La quantité des micro-capteurs ou pixels indique la résolution de la caméra. Une augmentation de la résolution de la caméra induit une réduction de la résolution temporelle des mesures pour le temps nécessaire au traitement des images.

La calibration des caméras est une partie essentielle pour optimiser la qualité des images et en conséquence les résultats des mesures après le post-traitement. Les caméras sont calibrées à l'aide d'une mire de calibration de 20×20 cm à deux niveaux afin de déterminer les coefficients d'agrandissement. La mire est placée sur le lieu de mesure qui correspond au centre de l'orifice et est alignée avec le plan de la nappe laser qui définit le plan de mesure. Une fois prises les images de la mire calibration, une fonction polynomiale d'ordre 3 est utilisée pour extrapoler la matrice spatiale et couvrir les zones de l'image hors du plan de la mire. Ensuite une procédure itérative appelée "image dewarping" pour corriger le désalignement de la nappe laser avec la mire est réalisé pour chaque calibration, comme le montre la figure A.2. Cette figure présente la chaîne de mesure en SPIV à partir de la calibration des caméras jusqu'à l'obtention des vecteurs "prédicteurs" de vitesse. Toutes ces étapes ont été réalisées avec le logiciel Insight 4G de TSI.

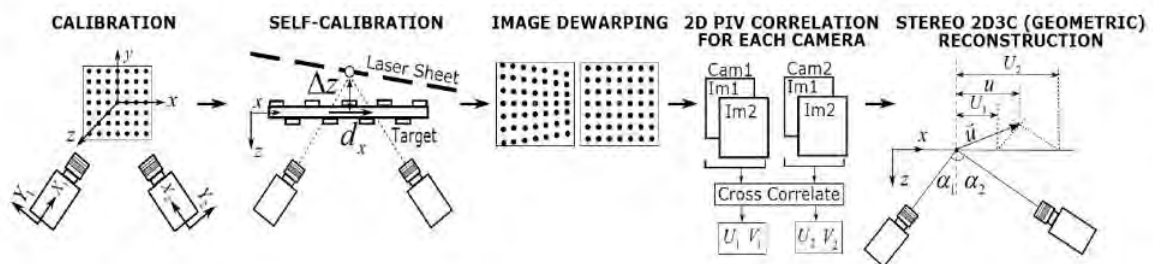


FIGURE A.2 – Processus de mesure en SPIV (source : Bhattacharya *et al.* (2016)).

Deux types d'objectifs ont été employés, 50 et 60 mm selon la taille des champs à mesurer et à la distance entre les caméras et le plan de mesure. Les calibrations ont été effectuées principalement à chaque changement de diamètre de trémie et/ou changement de l'objectif des caméras. Dans certains cas, pour le même diamètre d'orifice, une nouvelle calibration a été refaite au cours de la campagne de mesure. La figure A.3 illustre la procédure de calibration avec une mire 3D illuminée par la nappe laser à ras du sol du compartiment supérieur.



FIGURE A.3 – Procédure de calibration des caméras. Mise à niveau du plan de la mire en (a) et alignement de la mire avec la nappe laser sur le plan de mesure en (b).

A.2.2 Ensemencement de l'écoulement

Un point clé de la technique SPIV permettant la mesure de la vitesse repose sur l'ensemencement de l'écoulement par des traceurs passifs. C'est la vitesse de ces traceurs en suspension qui est mesurée à partir de la lumière qu'ils diffusent. L'ensemencement est un problème spécifique pour chaque installation et reste le problème le plus empirique à résoudre (Boutier 2012).

Les traceurs doivent respecter certains critères de forme et vérifier la condition de Stokes. Les particules doivent être aussi suffisamment petites avec une masse proche du fluide pour suivre l'écoulement sans le perturber. Le diamètre des particules doit être supérieur à la longueur d'onde de la lumière incidente pour éviter des perturbations optiques, notamment la diffraction. D'autre part, l'indice de réflexion des particules doit permettre de diffuser l'intensité lumineuse provenant du laser.

Le type et les caractéristiques de l'ensemencement dépendent des conditions expérimentales et des objectifs de mesure. Pour obtenir des informations qualitatives, l'utilisation des traceurs continus comme les colorants ou fumées est suffisante. Ainsi les traceurs individualisés comme les particules solides ou bulles donnent accès aux grandeurs quantitatives et c'est ce type de traceur qui a été choisi pour cette étude.

La figure A.4a illustre les particules obtenues lors de l'atomisation d'huile olive par le générateur pneumatique employé dans cette étude pour ensemercer le domaine de mesure. Ce générateur TSI 9307-06 utilise une buse type Laskin conçu pour produire de grande quantités de particules.

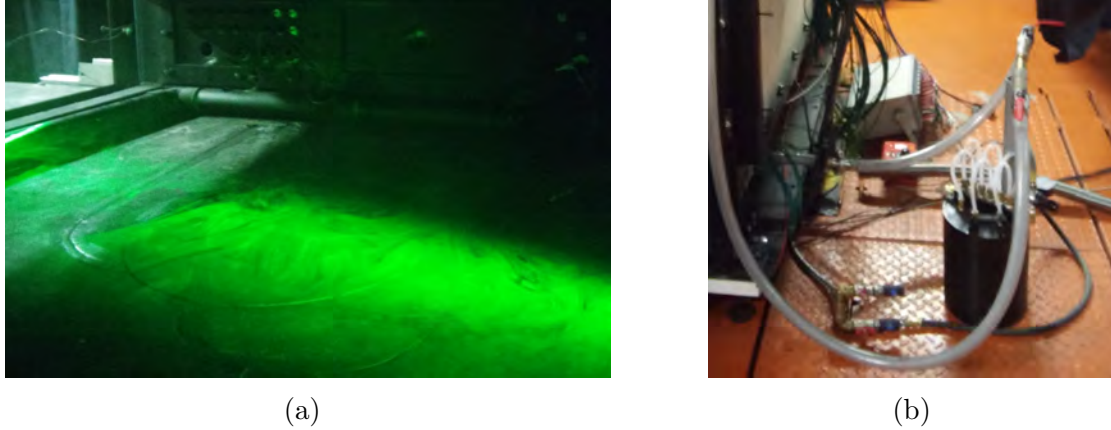


FIGURE A.4 – Ensemencement du local supérieur au niveau de la trémie en (a) par des particules pulvérisées par le générateur pneumatique en (b).

Pour les écoulements à faible nombre de Reynolds, les particules doivent avoir un temps de sédimentation le plus grand possible. Ce critère est quantifié par le nombre de Stokes. Le nombre de Stokes St représente le rapport entre l'énergie cinétique de la particule et l'énergie dissipée par frottement avec le fluide. Si ce nombre est petit ($St \ll 1$) signifie que la particule reproduit fidèlement les mouvements du fluide et qu'elle est considérée comme un bon traceur.

Le nombre de Stokes est déterminé par l'expression suivante et le critère a été validé pour le type d'ensemencement employé :

$$St = \tau U_0 / l_c \quad (\text{A.1})$$

où U_0 est la vitesse du fluide, l_c une longueur caractéristique de la géométrie de l'écoulement et $\tau = d_p^2 \rho_p / 18\mu$, un temps de relaxation interprété comme le temps que met la particule à atteindre la vitesse du fluide. Dans l'expression de τ , ρ_p est la masse volumique de la particule de diamètre d_p et μ la viscosité dynamique du fluide en mouvement.

Cependant, afin d'éviter d'autres phénomènes indésirables associés à l'optique et au capteur de la caméra, il faut vérifier le critère d'échantillonnage de Nyquist et ainsi détecter une particule sur au moins deux pixels du capteur. L'utilisation de générateurs de particules calibrés nous permet de contrôler le taux de production de particules ainsi d'avoir une taille de particules sur une gamme que vérifié les critères mentionnés.

La densité des particules doit être contrôlée afin de minimiser d'autres sources d'erreur. Un paramètre à prendre en compte est le nombre de particules qui intervient dans le calcul de la corrélation pour déterminer le déplacement dans le traitement d'images. Plus de particules rentrent dans le calcul, plus la probabilité d'obtenir le déplacement est élevée. En général, dix particules dans la zone d'interrogation sont suffisantes pour obtenir le pic de déplacement. L'amplitude de ce pic de corrélation diminue avec l'augmentation du déplacement lié au nombre de particules communes dans les deux images et le nombre des particules présentes dans la première image. Cela se traduit par un déplacement maximal des particules de l'ordre de 1/4 de la taille de la fenêtre d'interrogation et par un déplacement minimal de deux diamètres de particule ($2d_p$). Un troisième critère à respecter en plus de la quantité minimale des particules et leur déplacement dans la fenêtre d'interrogation, est de limiter un déplacement maximal inférieur au quart de l'épaisseur

de la nappe laser. Ce dernier critère prend en compte les particules qui ont disparu du plan lorsque l'écoulement est tridimensionnel.

La distribution de particules produites par le générateur est présentée sur la figure A.5.

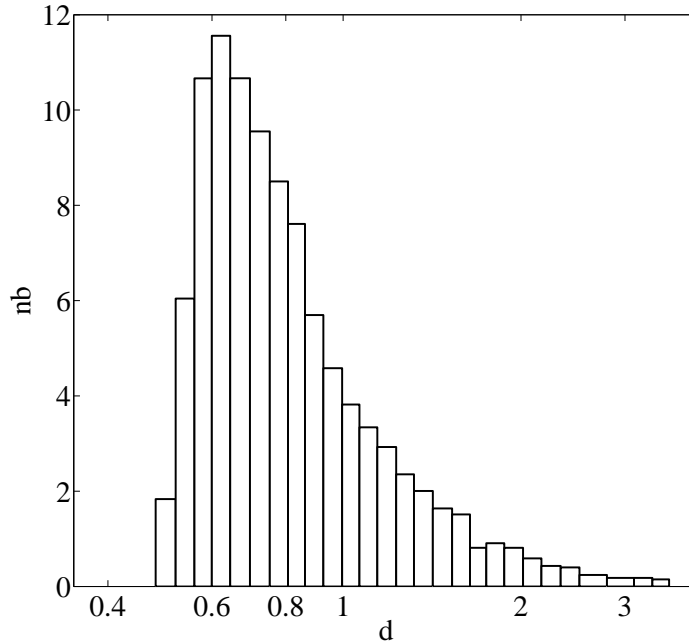


FIGURE A.5 – Distribution du nombre de particules d'huile d'olive utilisée (en %) en fonction de son diamètre d en μm (source : données constructeur TSI Incorporated (2014)).

A.2.3 Traitement d'images

Le traitement de images pour obtenir les champs de vitesse se divisent en trois étapes principales : prétraitement, traitement et post-traitement.

Le prétraitement consiste à appliquer sur les images brutes des opérations arithmétiques pour améliorer sa qualité. Les opérations plus courantes sont la soustraction de l'image de fond ou soustraction de la moyenne des intensités. Le prétraitement permet de réduire le bruit de fond ou les intensités parasites dues aux réflexions du laser sur un élément solide comme une paroi.

L'objectif du traitement est de rechercher le déplacement des particules dans chaque fenêtre d'interrogation via un algorithme. Le nombre d'étapes de cet algorithme dépend de la qualité des images. La méthode utilisée dans cette étude est l'inter-corrélation des intensités lumineuses entre les images d'un même doublet. Le pic d'inter-corrélation déterminé correspond au déplacement moyen des particules entre les deux expositions. La position du pic par rapport au centre de la fenêtre d'interrogation indique le sens de l'écoulement et son amplitude permet d'accéder à l'amplitude de la vitesse. L'opération de l'inter-corrélation s'effectue via le produit des transformées de Fourier des signaux dans l'espace des phases. Ensuite en appliquant la transformée inverse de ce produit on revient au déplacement dans l'espace du capteur.

Pour les cas de forts gradients de vitesse des particules l'inter-corrélation présente des limites. Les particules en périphérie de la fenêtre d'interrogation ou les plus rapides peuvent disparaître dans la deuxième image et ne sont pas comptabilisées dans le calcul de

l'inter-corrélation et en conséquence le champ de vitesse sera sous-estimé. Pour diminuer l'influence de ce phénomène, un pourcentage de recouvrement (typiquement 50%) est inclus dans l'algorithme que permet d'augmenter la résolution spatiale. Si le déplacement n'est pas connu, le décalage se fait via un algorithme à passes multiples de prédiction. À partir d'une première fenêtre de grande taille un vecteur "prédicteur" (\vec{V}_p) situé au centre de la fenêtre indiquant un déplacement probable est déterminé. Ensuite dans la passe suivante, la première image est déplacée $-0.5\vec{V}_p$ et la deuxième de $+0.5\vec{V}_p$ pour calculer l'inter-corrélation et déterminer un autre vecteur "prédicteur" qui corrige le précédent.

Lors de plusieurs passes la probabilité de retrouver les particules augmente permettant ainsi de réduire la taille des fenêtres pour augmenter la résolution spatiale. La réduction de la taille de la fenêtre d'interrogation doit respecter les critères mentionnés sur la quantité et densité des particules dans chaque fenêtre, et notamment respecter que la dimension de la fenêtre d'interrogation dans le plan de mesure ne soit supérieure à l'épaisseur de la nappe laser.

Finalement, le post-traitement inclut la reconstruction géométrique pour la SPIV afin d'obtenir les trois composantes de la vitesse et autres opérations afin d'améliorer les résultats des champs de vitesse. Ces dernières opérations sont par exemple la suppression et remplacement de vecteurs faux selon différents critères basés en le voisinage de ces vecteurs par des vecteurs valides.

A.2.4 Qualification de la mesure à température ambiante

Suite à la complexité de l'écoulement d'échange en confinement total évoqué par Varrall *et al.* (2016), le choix pour estimer les incertitudes liées au calcul du débit comme grandeur moyenne d'étude, a été de traiter le problème en son intégralité en comparant les mesures de débit SPIV avec un débit mesuré par une autre technique. Cette étape qui correspond aussi à une qualification du système SPIV a consisté en injecter de l'air à la température ambiante ensemencé dans le compartiment inférieur.

Le débit injecté est déterminé à partir du signal d'une différence de pression prélevée par des transmetteurs de pression EMERSON Rosemount 3051 CD suite au passage de l'écoulement à travers un élément primaire à orifice calibré EMERSON Rosemount 1195. Le débit est déduit grâce à la formule (A.2) en fonction de la veine utilisée, soit pour une gamme de débit de 0 à 4 m³/h ou de 0 à 40 m³/h :

$$Q = kS\sqrt{\frac{2|\Delta p|}{\rho}}, \quad (\text{A.2})$$

où k est le coefficient de pression l'orifice, S la surface de l'orifice, Δp la différence entre la pression en amont et en aval de l'orifice et ρ la masse volumique de l'air injecté.

Les transmetteurs de pression qui convertissent le signal en sortie analogique de 4 – 20 mA sont présentés sur la figure A.6. Avant de réaliser les mesures de débit avec la SPIV, les transmetteurs ont été étalonné avec un calibre de pression MENSOR CPC6000 dont les incertitudes déterminés sont de l'ordre de 4.0% pour la gamme de 0 à 4 m³/h et de 2.5% pour la gamme allant à 40 m³/h.

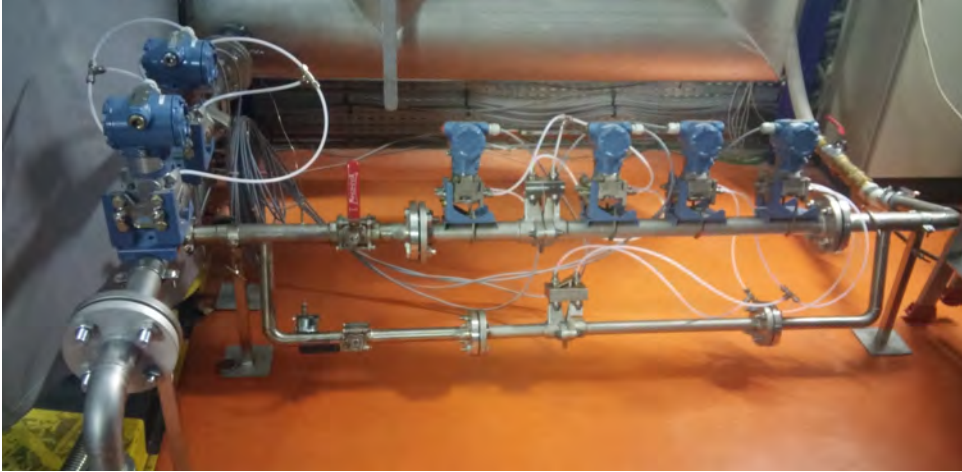


FIGURE A.6 – Transmetteurs de pression.

La qualification à froid du système SPIV est réalisée en appliquant plusieurs valeurs de débit d'admission contrôlées à température ambiante pour un diamètre d'orifice $D = 152$ mm. L'acquisition des mesures du débit d'admission (Q_{NI}) a été effectuée par la chaîne de mesure de *National Instruments* et le logiciel *NI Signal Express*.

Plusieurs combinaisons pour les prises d'images comme l'intervalle entre les doublets d'images Δt et l'algorithme pour leur traitement ont été testées pour définir le protocole de mesure optimal. Une fois déterminé ce protocole, des vérifications ont été effectuées pour tous les débits.

Les résultats de cette qualification sont présentés sur le tableau A.2. Ainsi la confiance qu'on peut accorder aux mesures de débit SPIV réalisées dans cette étude en pénalisant les débits plus importants est de $\pm 5.0\%$.

TABLEAU A.2 – Synthèse de résultats de la qualification à froid

Q_{NI} (m ³ /h)	Q_{SPIV} (m ³ /h)	Incertitude (%)
3.04	2.89	4.9
5.97	5.72	4.2
9.09	8.68	4.5
11.98	11.57	3.4
14.97	14.62	2.3

Annexe B

Estimation de la température de la couche chaude

L'écoulement en ventilation naturelle est piloté par la flottabilité de la couche chaude ou du fluide léger présente dans l'enceinte. Pour le calcul des débits à la sortie de l'exutoire en régime établi, il est nécessaire d'estimer la masse volumique et l'épaisseur de cette couche, moteur de cet écoulement à partir des données expérimentales.

Dans la littérature, plusieurs modèles sont disponibles pour estimer la stratification du local à partir de mesures de profil vertical de température. Certains modèles considèrent deux couches homogènes dans le compartiment, une couche d'air froid en partie basse et une couche chaude de fumées au-dessus, avec une interface entre elles. Ce concept à deux zones est la base des codes de calcul dites "à zones" utilisés dans le domaine de l'ingénierie en sécurité incendie.

Un des premiers modèles pour déterminer la hauteur de l'interface entre les deux couches est proposé par L. Cooper *et al.* (1982) à partir des essais de feux compartimentés à grande échelle. Dans ce modèle, appelé *N-percentage*, le paramètre N est choisi de façon subjective. L. Cooper *et al.* (1982) suggèrent les valeurs de $N = [10, 15, 20]$. Si le gradient de température proche à l'interface est important, la valeur de N n'est pas très influente. Cependant, si la température du local augmente progressivement avec l'altitude, la valeur choisie de N est très sensible pour l'estimation de la hauteur. Dans certains cas selon le profil vertical de température, l'interface est indéfinie avec cette méthode.

La hauteur de l'interface correspond à la température du profil vertical qui satisfait l'expression de la règle de *N-percentage* suivante :

$$T = T_0 + \Delta T \times N/100 \quad (\text{B.1})$$

où $\Delta T = T_{max} - T_0$, T_0 est la température ambiante et T_{max} est la température maximal du profil vertical.

La figure B.1 illustre l'application de la règle de *N-percentage* pour le cas d'un écoulement monodirectionnel à l'exutoire avec la plus grande ouverture disponible en partie basse du local inférieur. La hauteur de l'interface a été déterminée graphiquement à partir de l'intersection de la température obtenue selon la valeur choisie de N avec les données expérimentales du profil vertical de température. Sur ce cas en particulier, on obtient trois hauteurs d'interface : 7, 14 et 24 cm qui correspondent aux valeurs de N de 10, 20 et 40% respectivement.

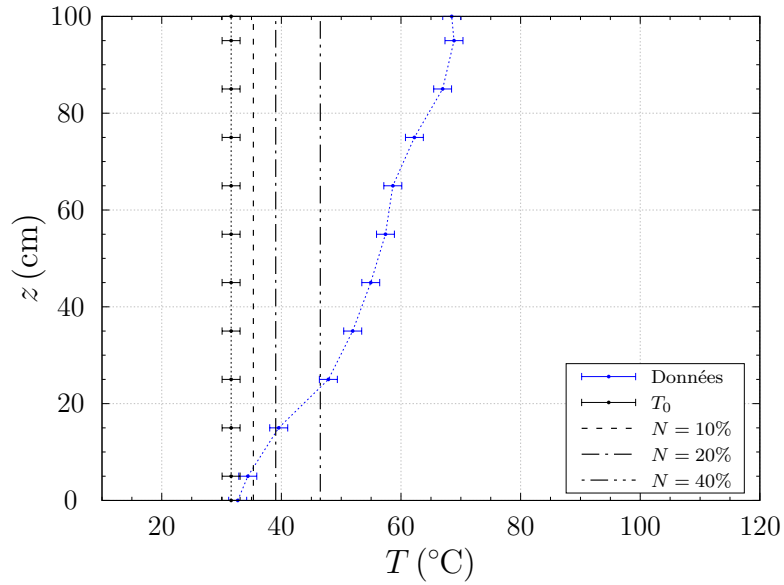


FIGURE B.1 – Comparaison entre les données expérimentales du profil vertical et le modèle de N -percent pour $D = 191$ mm en régime monodirectionnel ($a_B/a_T = 3.8$).

Pour le cas bidirectionnel présenté sur la figure B.2, on trouve une hauteur d'interface de 4 cm associée à la valeur $N = 40\%$. Pour les valeurs suggérées par L. Cooper *et al.* (1982) l'interface est indéfinie. Ces exemples nous montrent que l'utilisation de cette règle est très subjective et qu'il n'est pas judicieux de l'appliquer vis-à-vis des configurations de ventilation de cette étude et les températures atteintes dans le dispositif.

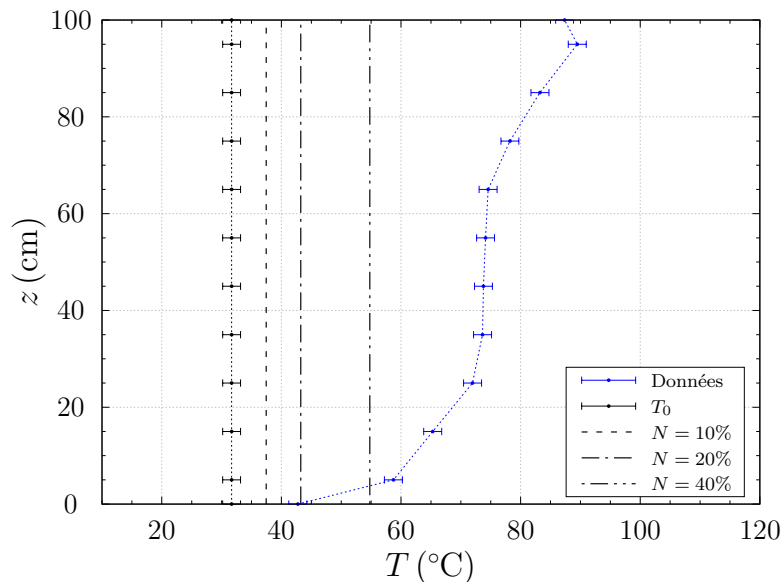


FIGURE B.2 – Comparaison entre les données expérimentales du profil vertical et le modèle de N -percentage pour $D = 191$ mm en régime bidirectionnel ($a_B/a_T = 0$).

Une autre méthode est proposée par Quintiere *et al.* (1984) basée également sur le concept de deux zones. Quintiere *et al.* (1984) suppose que la température de chaque couche est homogène et applique la conservation de la masse dans la couche chaude. Janssens et Tran (1992) étendent cette technique pour l'écoulement à la porte et ajoutent une condition limite de conservation de la masse au niveau de l'ouverture.

Les inconnues du problème sont la hauteur de l'interface i et la températures des deux couches. On introduit T_L la température de la couche froide de hauteur i et T_U la température de la couche chaude de hauteur $H - i$. Quintiere *et al.* (1984) utilise deux équations pour déterminer ces inconnues. La première équation exprime le bilan de masse appliqué au volume de contrôle du local de hauteur H et de surface S . Si on suppose que la variation des paramètres dans la direction horizontale est négligeable, la surface S devient un paramètre constant et le bilan de conservation de la masse s'écrit en fonction de l'altitude z :

$$\int_0^H \rho_{exp}(z) dz = \rho_L i + \rho_U (H - i) \quad (\text{B.2})$$

En supposant une pression constante et que les fumées suivent la loi de gaz parfaits dont $\rho T = \rho_\infty T_\infty$, l'équation (B.2) s'exprime en fonctions des températures :

$$\int_0^H \frac{1}{T_{exp}(z)} dz = \frac{1}{T_L} i + \frac{1}{T_U} (H - i) \quad (\text{B.3})$$

La deuxième équation considère que l'intégrale de la température sur toute la hauteur entre le profil vertical expérimental et les deux zones se conserve. Cette équation s'exprime de la façon suivante :

$$\int_0^H T_{exp}(z) dz = T_L i + T_U (H - i) \quad (\text{B.4})$$

Ce système de deux équations avec trois inconnues ne possède pas une solution unique. Quintiere *et al.* (1984) propose la contrainte d'imposer pour la température de la couche froide la valeur minimale du profil expérimental.

Y. He (1997) et Y. He *et al.* (1998) proposent deux méthodes statistiques, une d'entre elles basée sur un rapport intégral et l'autre, basée sur une méthode de moindres carrés. L'objectif de la dernière méthode est de minimiser la différence entre les données expérimentales et le profil théorique à deux zones. Cette différence est caractérisée par deux paramètres C_ρ et C_T associés à chaque équation, une issue du bilan de conservation de la masse, et l'autre de la moyenne des températures. Ces paramètres expriment l'écart moyen relatif entre les données expérimentales et le modèle. En notant les données expérimentales par exp et le profil théorique à deux zones par $2Z$, ces paramètres s'écrivent sous la forme :

$$C_\rho = \left(\int_0^H \left| \frac{1}{T_{exp}(z)} - \frac{1}{T_{2Z}(z)} \right| dz \right) / \left(\int_0^H \frac{1}{T_{exp}(z)} dz \right) \quad (\text{B.5})$$

$$C_T = \left(\int_0^H |T_{exp}(z) - T_{2Z}(z)| dz \right) / \left(\int_0^H T_{exp}(z) dz \right) \quad (\text{B.6})$$

Dans la figure B.3 on illustre l'évolution des paramètres C_ρ et C_T et leur somme en fonction de la température appliquée sur deux essais avec une diamètre de trémie $D = 191$ mm. Le minimum de cette somme correspond à la valeur optimisée pour de la température de la couche froide.

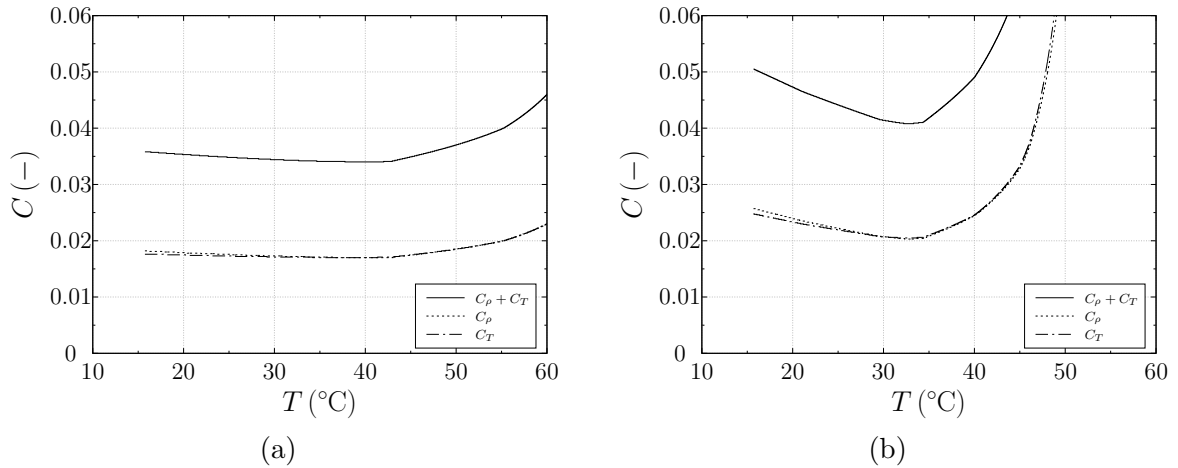


FIGURE B.3 – Évolution des paramètres optimisés en fonction de la température de la couche froide pour $D = 191$ mm en régime bidirectionnel ($a_B/a_T = 0$) en (a) et en monodirectionnel ($a_B/a_T = 3.8$) en (b).

La figure B.4 montre la comparaison entre les modèles de Quintiere *et al.* (1984) et de Y. He (1997) et Y. He *et al.* (1998) afin d'estimer la hauteur de l'interface pour la condition de confinement total. Le modèle $2Z-T_L$ fixe correspond au modèle proposé par Quintiere *et al.* (1984) qui donne des résultats similaires au modèle de Janssens et Tran (1992). Ce dernier est utilisé dans le code *CFD* nommé *FDS* (par ses sigles en anglais de *Fire Dynamics Simulator*) développé aux États-Unis par le NIST (acronyme de *National Institute of Standards and Technology*). Le deuxième modèle à zone comparé avec les données expérimentales est celui du modèle optimisé avec les paramètres C_{ρ} et C_T .

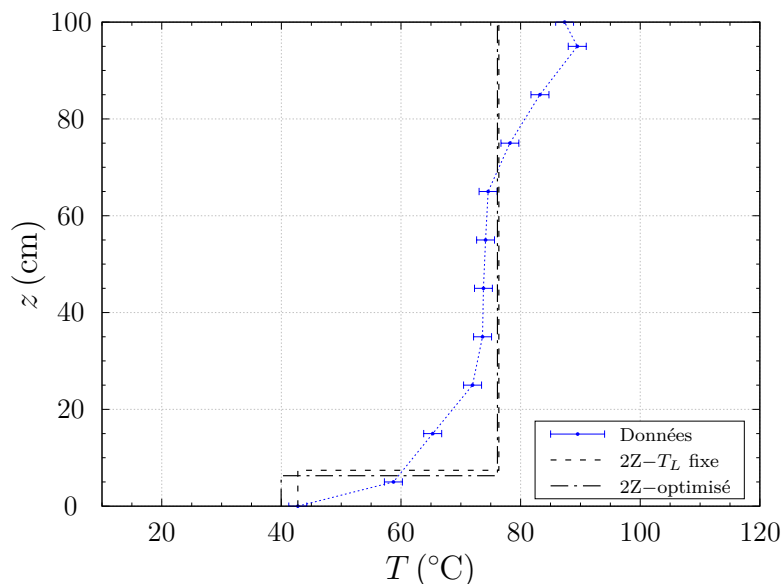


FIGURE B.4 – Comparaison entre les données expérimentales du profil vertical et les modèles à deux zones pour $D = 191$ mm en régime bidirectionnel ($a_B/a_T = 0$).

La figure B.5 illustre le même exercice de comparaison avec un écoulement monodirectionnel à la trémie. On remarque que les deux modèles à deux zones coïncident dans l'estimation de la température de la couche froide qui correspond en ce cas à la température minimal mesurée par les thermocouples.

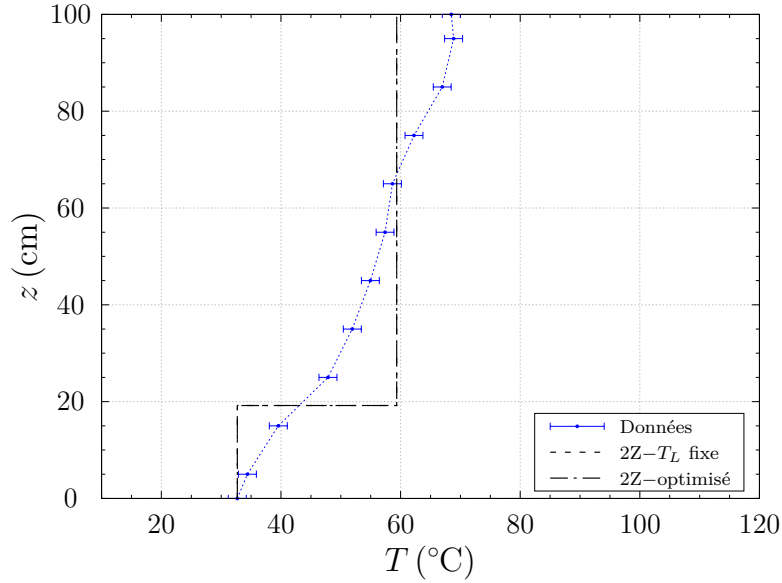


FIGURE B.5 – Comparaison entre les données expérimentales du profil vertical et les modèles à deux zones pour $D = 191$ mm en régime monodirectionnel ($a_B/a_T = 3.8$).

Pretrel et Audouin (2015) examinent ces méthodes et proposent une nouvelle technique basée sur deux approches. La première approche est celle de Quintiere *et al.* (1984) qui considère une température constante dans la couche supérieure, et la deuxième, proposée par Audouin et Tourniaire (2000), qu'estime un gradient constant de température dans la couche chaude. Ce gradient dans la couche supérieure a été observé lors des essais de feux compartimentés et ventilés mécaniquement. Pretrel et Audouin (2015) comparent aussi ces méthodes avec des essais feux à grande échelle et ventilés mécaniquement. Les auteurs concluent que parmi les méthodes analysées, il n'existe pas une méthode de régression unique qui proportionne les meilleurs résultats pour estimer la hauteur d'interface. L'application de chaque méthode de régression dépend du profil expérimental et l'utilisation des paramètres d'optimisation permettent d'identifier la méthode la plus adéquate au profil expérimental.

Les profils expérimentaux obtenus sont quasi-linéaires avec un gradient de température entre 30 et 50°C/m entre le sol et le plafond du local inférieur selon le diamètre de l'exutoire. À partir de ces profils de température on a estimé que l'interface est inexistante et que le local se comporte comme un espace qui satisfait l'hypothèse de réacteur parfait avec une température homogène.

Pour estimer cette température homogène on a considéré que la masse totale dans le volume de contrôle satisfait l'expression :

$$m = \int_V \rho \, dV = \rho^* V \quad (\text{B.7})$$

où ρ^* est la masse volumique moyenne équivalente du local.

En supposant un comportement des fumées suivant la loi des gaz parfaits et que la pression P dans le local est constante, cette masse volumique équivalente devient :

$$\rho^* = \frac{P}{RV} \int_V \frac{1}{T} \, dV \quad (\text{B.8})$$

où R est la constante universelle des gaz parfaits.

Par la loi des gaz parfaits on relie la masse volumique équivalente ρ^* à la température équivalente du local T^* laquelle s'écrit :

$$T^* = \frac{V}{\int_V \frac{1}{T} dV} \quad (\text{B.9})$$

Finalement, si on suppose que les variations de température dans la direction horizontale sont négligeables, la relation (B.9) nous conduit à :

$$T^* = \frac{H}{\int_0^H \frac{1}{T(z)} dz} \quad (\text{B.10})$$

Cette hypothèse de température équivalente et homogène sur toute la hauteur H du local a été comparée avec la méthode à deux zones avec les paramètres optimisés. Cette comparaison a été réalisée pour les quatre diamètres d'ouvrant utilisés (191,152,127,76 mm) et les deux configurations de ventilation extrêmes. Ces configurations correspondent à un écoulement bidirectionnel obtenu avec un confinement total ($R = a_B/a_T = 0$), et à un écoulement monodirectionnel utilisant l'ouverture maximale disponible en partie basse ($a_B = 1080 \text{ cm}^2$).

Le tableau B.1 synthétise les résultats de cette étude paramétrique pour estimer la température de la couche du fluide léger avec deux méthodes. Sur ce même tableau on présente les températures de l'ambiance pour estimer leur influence.

TABLEAU B.1 – Synthèse de températures de la couche chaude en fonction de l'écoulement.

$D(\text{mm})$ - Écoulement	$T^*(^\circ\text{C})$	$T_{2Z-opt}(^\circ\text{C})$	$i_{2Z-opt}(\text{cm})$	$T_0(^\circ\text{C})$	$T_{0,LH}(^\circ\text{C})$
D191 - bidirectionnel	53.9	59.3	19.2	24.0	26.3
D191 - monodirectionnel	69.5	73.6	14.3	31.6	33.2
D152 - bidirectionnel	68.3	72.6	14.3	24.1	25.5
D152 - monodirectionnel	50.9	56.0	15.4	22.1	24.6
D127 - bidirectionnel	78.5	81.6	7.0	31.8	35.1
D127 - monodirectionnel	65.4	70.1	14.3	33.7	37.1
D76 - bidirectionnel	79.2	82.4	7.1	32.8	36.3
D76 - monodirectionnel	71.5	76.4	14.3	33.8	36.8

On remarque que la différence entre la température équivalente et la température de la couche chaude est compris entre 3 et 6 °C, étant la température équivalente inférieure dans tous les cas. On remarque également que ces deux températures diminuent avec l'augmentation du diamètre de l'ouvrant. Cependant, on s'intéresse à la flottabilité de la couche chaude qui pilote l'écoulement à la sortie de l'exutoire et on va examiner si cette différence de température est significative pour estimer le débit.

Le débit en ventilation par déplacement est exprimé par $Q \propto \left(\frac{\Delta\rho}{\rho} gh\right)^{1/2}$ dans le cadre général non-Boussinesq, où h et ρ sont la hauteur et la masse volumique de la couche du fluide léger. Le rapport $\Delta\rho/\rho$ est équivalent à $\Delta T/T_0$ sous la loi des gaz parfaits, où $\Delta\rho = \rho_0 - \rho$ et $\Delta T = T - T_0$. L'indice 0 est relatif à l'ambiance.

D'autre part, au niveau de l'ambiance il existe une incertitude sur la masse volumique des fluides que s'échangent en régime bidirectionnel. En raison du protocole expérimental de mise en chauffe du dispositif, le matériel isolant séparant les deux compartiments chauffe également, et par un phénomène de convection, la température de l'ambiance

du local supérieur nommé $T_{0,LH}$ proche à cette division, est supérieure à celle du local expérimental T_0 . Cette différence entre ces températures est inférieure à 4°C .

Dans cette étude paramétrique on a comparé l'influence des températures de la couche et l'interface dans le facteur $\left(\frac{\Delta\rho}{\rho}gh\right)^{1/2}$ responsable de piloter l'écoulement. L'influence de la température de l'ambiance a été également comparée.

Enfin, la différence entre l'utilisation de la méthode à deux zones par rapport à une température homogène équivalente est inférieure au 3%. La différence entre l'utilisation de la température du local supérieur et celle du local expérimental est entre 2 et 6%.

Finalement, le choix dans cette étude a été d'utiliser une température équivalente homogène sur toute la hauteur en s'appuyant sur l'absence de stratification du local, ainsi que la température ambiante du local expérimental.

Sur les figures suivantes on illustre la comparaison entre l'utilisation d'une température équivalente et la méthode à deux zones optimisée pour les quatre diamètres employées.

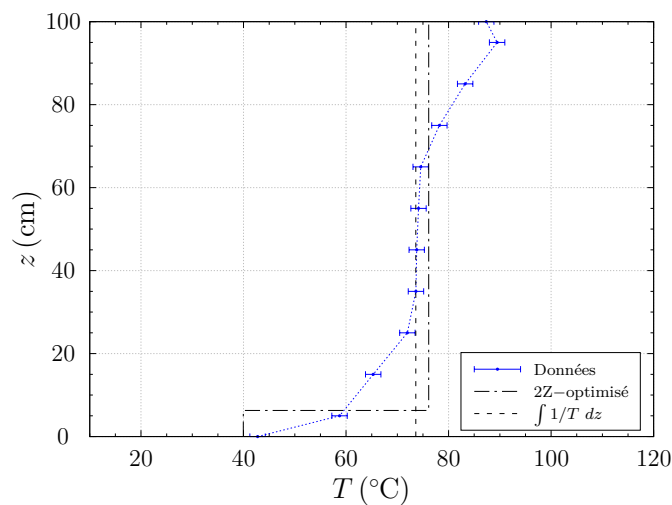


FIGURE B.6 – Comparaison entre le modèle à deux zones optimisé et la température équivalente pour $D = 191$ mm en régime bidirectionnel ($a_B/a_T = 0$).

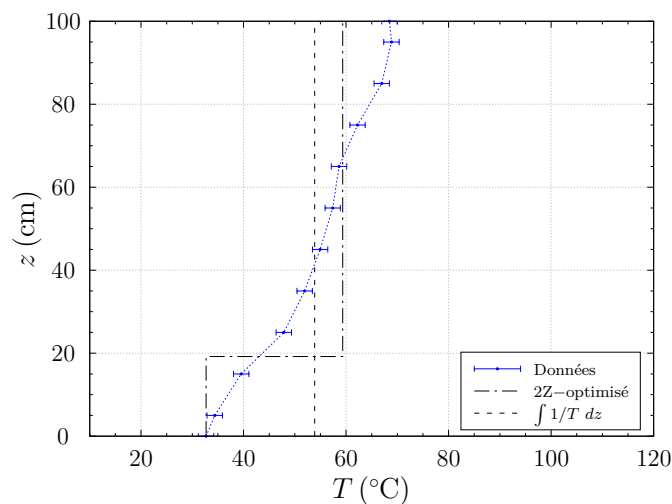


FIGURE B.7 – Comparaison entre le modèle à deux zones optimisé et la température équivalente pour $D = 191$ mm en régime monodirectionnel ($a_B/a_T = 3.8$).

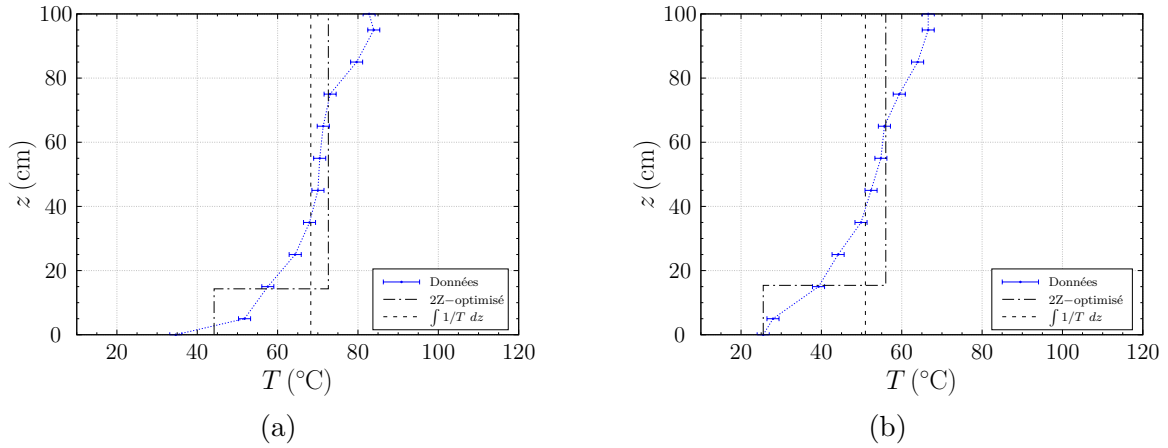


FIGURE B.8 – Comparaison entre le modèle à deux zones optimisé et la température équivalente pour $D = 152$ mm en régime bidirectionnel ($a_B/a_T = 0$) en (a) et monodirectionnel ($a_B/a_T = 6.0$) en (b).

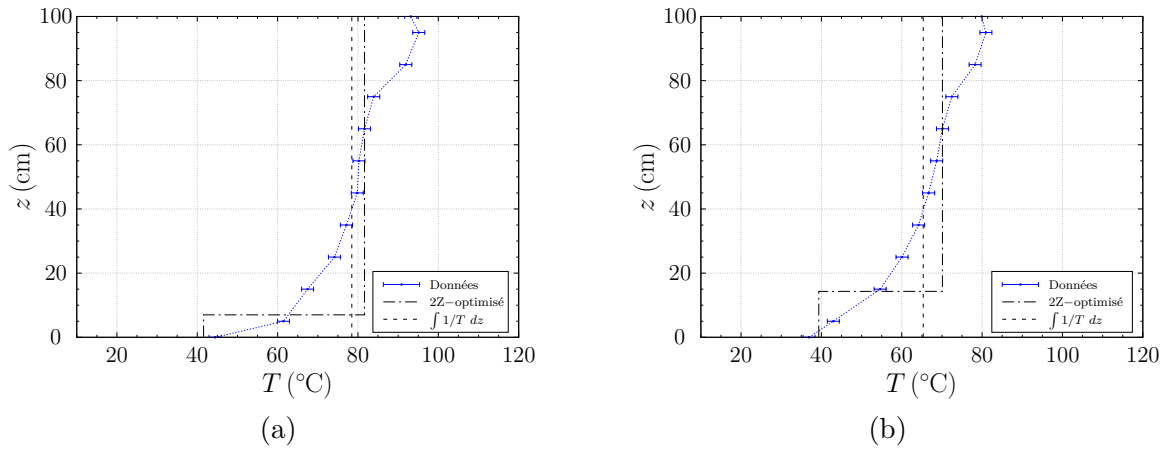


FIGURE B.9 – Comparaison entre le modèle à deux zones optimisé et la température équivalente pour $D = 127$ mm en régime bidirectionnel ($a_B/a_T = 0$) en (a) et en monodirectionnel ($a_B/a_T = 8.5$) en (b).

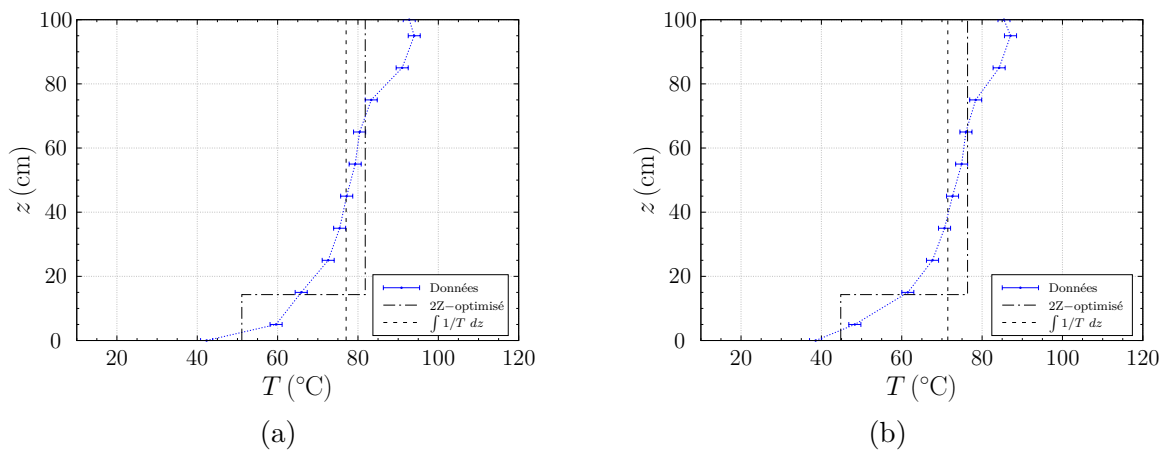


FIGURE B.10 – Comparaison entre le modèle à deux zones optimisé et la température équivalente pour $D = 76$ mm en régime bidirectionnel ($a_B/a_T = 0$) en (a) et en monodirectionnel ($a_B/a_T = 23.8$) en (b).

Annexe C

Perte de masse et concentration en O_2

Dans cette annexe, nous présentons la caractérisation des foyers en termes de débit de perte de masse pour les situations traitées dans le chapitre 5.

Dans une première étape, les bacs de combustible sont caractérisés à l'air libre et les résultats obtenus sont comparés à la corrélation de débit massique d'évaporation par unité de surface de Babrauskas (1983) en atmosphère libre. Cette relation a été confirmée pour des bacs de diamètre $d \geq 0.20$ m, où la combustion est dominée par le rayonnement (voir étude de Hottel (1959)) :

$$\dot{m}''_{21} = \dot{m}''_{\infty}(1 - e^{-k\beta d}), \quad (\text{C.1})$$

où d est le diamètre du bac en m, \dot{m}''_{∞} correspond à une valeur asymptotique du taux réactionnel, obtenue expérimentalement pour des bacs de grands diamètres, $k\beta$ est un coefficient associé à l'extinction. Pour l'heptane (C_7H_{16}) : $\dot{m}''_{\infty} = 0.101 \pm 0.009 \text{ kgs}^{-1}\text{m}^{-2}$ et $k\beta = 1.1 \pm 0.3 \text{ m}^{-1}$ (voir tableau 26.21 dans Hurley *et al.* (2015)).

Les tailles de bacs utilisés, où la combustion est dominée par la convection, sortent du domaine de validité de la corrélation (C.1). Cependant, cette corrélation a été utilisée pour avoir un ordre de grandeur de débits de perte de masse attendus et pour estimer la durée des essais.

Par la suite, le débit de perte de masse à l'air libre (\dot{m}''_{21}) du foyer est caractérisé dans le dispositif CADUCEE de l'IRSN, en utilisant une balance précise au centième de gramme. Détails et caractéristiques de ce dispositif sont présentés dans Coutin *et al.* (2016).

Dans un second temps, les débits de perte de masse issus des essais dans le dispositif STYX, sont comparés aux résultats obtenus avec la corrélation de Peatross et Beyler (1997) à partir des mesures de concentration de dioxygène des essais en confiné. Cette corrélation exprime le débit massique d'évaporation en atmosphère sous-oxygénée en fonction du débit en atmosphère libre et du niveau de dioxygène dans le milieu ambiant.

$$\dot{m}'' = \dot{m}''_{21}(0.1X_{O_2} - 1.1), \quad (\text{C.2})$$

où X_{O_2} est la concentration molaire de dioxygène exprimée en %.

C.1 Débit de perte de masse à l'air libre

La comparaison entre les débits de perte de masse obtenus à partir de l'expression (C.1) et les mesures dans CADUCEE est présentée sur le tableau C.1. L'incertitude des mesures réalisées dans CADUCEE est estimée à 20%, laquelle est exprimée sous la forme d'un écart-type ($\pm\sigma$) calculée pour un intervalle de 1000s. L'incertitude de la corrélation (C.1) est

calculée via l'expression de la propagation des incertitudes des grandeurs indépendantes (voir Taylor (2000)).

TABLEAU C.1 – Comparaison du débit de perte de masse à l'air libre.

d (mm)	$\dot{m}''_{21,CADUCEE}$ (g s ⁻¹ m ⁻²)	$\dot{m}''_{21,Babruskas}$ (g s ⁻¹ m ⁻²) (C.1)
40	6.1 ± 1.2	4.3 ± 1.3
60	7.1 ± 1.4	6.5 ± 2.0
80	7.6 ± 1.5	8.5 ± 2.6

C.2 Débit de perte de masse lors des essais confinés

Le débit de perte de masse (mlr) à un instant t donné a été calculé par la dérivée temporelle de la mesure de la masse, en utilisant un schéma centré de différences finies autour de deux temps.

L'évolution temporelle du débit de perte de masse est présentée sur la figure C.1 pour l'essai de référence défini en chapitre 5. On illustre d'abord un essai en régime monodirectionnel (figure C.1a) pour une section a_B constante, réalisé comme une qualification du dispositif sous ce type de régime.

Ensuite, un essai en variant le rapport des ouvertures R de façon importante afin d'identifier les deux régimes d'écoulement est présenté sur la figure C.1b.

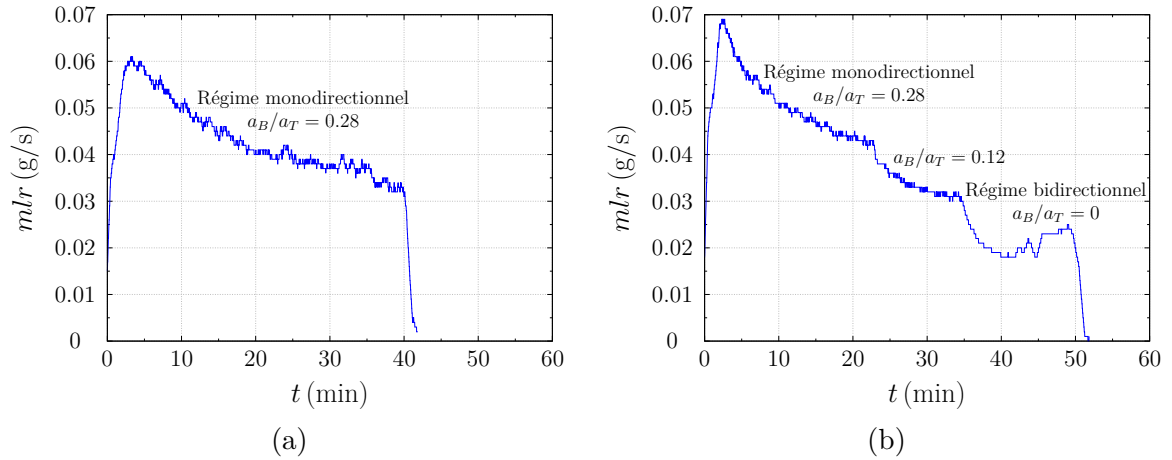


FIGURE C.1 – Évolution de la perte de masse en fonction du temps et du rapport R pour un diamètre de trémie $D = 152$ mm et un bac de diamètre $d = 80$ mm à partir de l'ignition, illustrant le régime monodirectionnel en (a) et le passage de régime en (b).

Le comportement du débit de perte de masse n'est pas constant au cours du temps, comme observé à l'air libre, ce qui montre un effet du confinement sur ce paramètre.

Pour l'essai où la section a_B est réduite de façon importante, on présente sur la figure C.2 l'évolution de la concentration de dioxygène relevée près du foyer.

La concentration de dioxygène minimum à l'extinction a été d'environ 16% pour le taux de confinement plus important (i.e. $R = 0$). Dans tous les essais tout le combustible a été consommé.

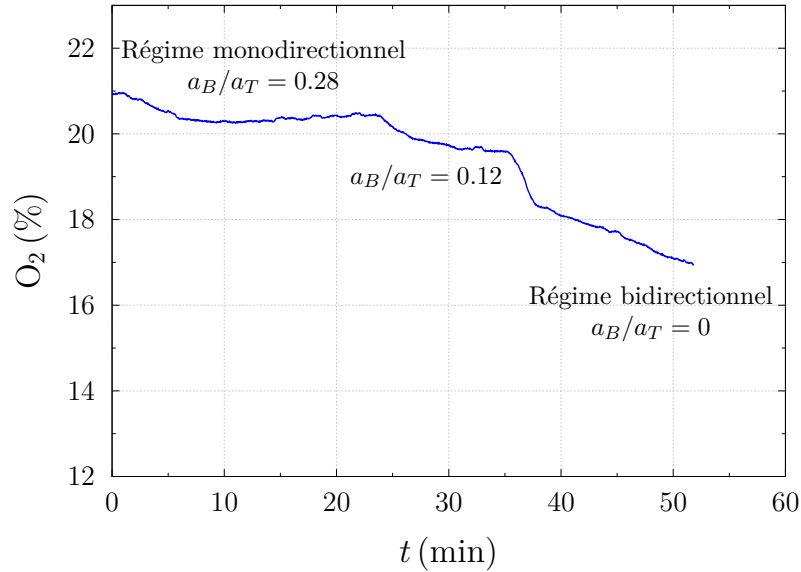


FIGURE C.2 – Évolution de la concentration d’oxygène en fonction du temps et du rapport R pour un diamètre de trémie $D = 152$ mm et un bac de diamètre $d = 80$ mm à partir de l’ignition, illustrant le passage d’un régime à l’autre.

Les résultats des débits de perte de masse à la transition en utilisant les mesures de dioxygène et de la balance, eux aussi à la transition, sont présentés sur le tableau C.2. On constate que les résultats obtenus avec la balance sont similaires à ceux obtenus avec la corrélation (C.2) de Peatross et Beyler (1997) avec les mesures de débit de perte de masse à l’air libre dans le dispositif CADUCEE. L’incertitude des mesures réalisées avec la balance est évaluée à partir des valeurs limites de chaque cas, laquelle est estimée à 10%. L’incertitude de la corrélation (C.2) est estimée inférieure à 20% via l’expression de la propagation des incertitudes des grandeurs indépendantes.

TABLEAU C.2 – Comparaison du débit de perte masse à la transition en essais confinés.

D (mm)	d (mm)	$mlr_{Balance}$ (g s^{-1})	O_2 (%)	$mlr_{Peatross}$ (g s^{-1}) (C.2)
127.0	40	0.0058	20.29	0.0072
127.0	60	0.0142	19.65	0.0173
127.0	80	0.0300	18.98	0.0303
152.4	40	0.0060	20.40	0.0072
152.4	60	0.0160	19.72	0.0174
152.4	80	0.0341	19.64	0.0329
190.5	40	0.0069	20.55	0.0074
190.5	60	0.0159	20.33	0.0187
190.5	80	0.0353	20.31	0.0354

C.3 Estimation de la puissance du foyer

À titre indicatif, la puissance du foyer a été estimée en prenant en compte que les valeurs moyennes des débits massiques déterminées avec la balance.

Pour un feu de bac de combustible liquide, la puissance totale du feu, qui représente l'énergie dégagée par unité de temps pendant la combustion, peut être évaluée à partir de la surface du bac S , la chaleur massique de combustion ΔH_c , de l'efficacité de combustion γ et du taux d'évaporation par unité de surface \dot{m}'' , à partir de l'expression suivante

$$\dot{Q}_t = \gamma \dot{m}'' S \Delta H_c \quad (\text{C.3})$$

où γ est l'efficacité de combustion, dépend de la nature de la source, du niveau de confinement et de l'oxygène disponible. La valeur de γ est comprise entre 0 et 1. Pour l'heptane, la chaleur massique de combustion est estimée en $\Delta H_c = 44.6 \text{ kJ/g}$.

Une fraction de cette puissance est rayonnée et l'autre convectée dans les fumées. La puissance convective s'écrit alors en prenant en compte la fraction rayonnée χ_r , estimée entre 30 et 40% pour des bacs inférieurs à 3 m :

$$\dot{Q}_c = (1 - \chi_r) \dot{Q}_t \quad (\text{C.4})$$

Si on suppose une efficacité de combustion $\gamma = 1$ et une perte par rayonnement de 30% pour les essais à l'air libre, la puissance convective à l'air libre qui en résulte est indiquée dans le tableau C.3 :

TABLEAU C.3 – Puissance convective à l'air libre (\dot{Q}_c).

d (mm)	$\dot{Q}_{c,CADUCEE}$ (kW)	$\dot{Q}_{c,Babruskas}$ (kW)
40	0.24	0.17
60	0.63	0.57
80	1.19	1.33

Avec les mêmes suppositions d'efficacité de combustion et pertes par rayonnement, la puissance convective à la transition pour les essais en confiné sont :

TABLEAU C.4 – Puissance convective à la transition pour les essais en confiné.

D (mm)	d (mm)	$\dot{Q}_{c,Balance}$ (kW)	$\dot{Q}_{c,Peatross}$ (kW)
127.0	40	0.18	0.22
127.0	60	0.44	0.54
127.0	80	0.94	0.95
152.4	40	0.19	0.23
152.4	60	0.50	0.54
152.4	80	1.06	1.03
190.5	40	0.22	0.23
190.5	60	0.50	0.58
190.5	80	1.10	1.10

On observe que la puissance estimée à la transition augmente avec la section de l'ouvrant pour un diamètre de bac donné. En augmentant la section de l'ouvrant, l'échange est plus important et il a y plus d'air qui entre au local en régime bidirectionnel. L'influence de cet échange sur le foyer serait à confirmer via d'autres expériences.