



HAL
open science

Études sur la dynamique d'un panache massique en champ libre et en milieu confiné ventilé. Application à la simulation sur maquette des feux en tunnels.

Ghislain Michaux

► To cite this version:

Ghislain Michaux. Études sur la dynamique d'un panache massique en champ libre et en milieu confiné ventilé. Application à la simulation sur maquette des feux en tunnels.. Physique [physics]. Université de la Méditerranée - Aix-Marseille II, 2007. Français. NNT: . tel-00377216

HAL Id: tel-00377216

<https://theses.hal.science/tel-00377216>

Submitted on 21 Apr 2009

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

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

Université de la Méditerranée, Aix–Marseille II

École doctorale « Physique, Modélisation et Sciences pour l'Ingénieur » ED 353

THÈSE

pour obtenir le titre de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ DE LA MÉDITERRANÉE
AIX–MARSEILLE II

Mention : MÉCANIQUE Option : FLUIDES

présentée par

Ghislain MICHAUX

ÉTUDES SUR LA DYNAMIQUE D'UN PANACHE MASSIQUE EN
CHAMP LIBRE ET EN MILIEU CONFINÉ VENTILÉ.
APPLICATION À LA SIMULATION SUR MAQUETTE DES FEUX EN
TUNNELS.

Thèse dirigée par Philippe BOURNOT et Olivier VAUQUELIN

soutenue publiquement le 05 Décembre 2007 devant le jury composé de

M. PORTERIE Bernard	Professeur à l'École Polytechnique de Marseille	Président
Mme HARMAND Souad	Professeur à l'Université de Valenciennes	Rapporteur
M. PERKINS Richard	Professeur à l'École Centrale de Lyon	Rapporteur
M. BOURNOT Philippe	Professeur à l'Université de la Méditerranée	Examinateur
M. SANTONI Paul–Antoine	Professeur à l'Université de Corse	Examinateur
M. VAUQUELIN Olivier	MCF à l'Université de la Méditerranée	Examinateur
M. CASALÉ Éric	Directeur de la Société Fluidaravis	Invité

INSTITUT DE MÉCANIQUE DE MARSEILLE, IM2/UNIMECA
60, rue Joliot Curie – 13453 MARSEILLE Cedex 13

Avant–propos

Les travaux de recherche présentés dans ce mémoire ont été effectués à l'Institut de Mécanique de Marseille (IM2) et cofinancés par la Région Provence–Alpes–Côte d'Azur et la société AGEFLUID.

Je tiens à remercier Messieurs Daniel Dufresne et Philippe Bournot pour m'avoir accueilli au sein de l'IM2 et de m'avoir permis de mener à bien ce projet de recherche.

Quelques phrases de remerciements me semblent bien pauvres pour exprimer toute ma gratitude à Monsieur Olivier Vauquelin qui m'a proposé ce projet de recherche en 2004, à la suite d'un stage de troisième année d'École d'Ingénieur. Merci pour ta confiance, tes précieux conseils, ton enthousiasme et ton soutien sans faille. Je te remercie aussi pour les relations amicales et enrichissantes que nous avons établies et qui dépassent le cadre scientifique du projet de thèse.

Je tiens à adresser mes remerciements à tous les membres du jury pour l'intérêt qu'ils ont porté à ce travail et pour leurs remarques pertinentes et constructives.

Je suis très sensible à l'honneur que m'ont fait Madame Souad Harmand, Professeur à l'Université de Valenciennes et du Hainaut–Cambrésis, et Monsieur Richard Perkins, Professeur à l'École Centrale de Lyon, en rapportant ce travail.

Je tiens aussi à exprimer ma gratitude à Monsieur Bernard Porterie, professeur à l'École Polytechnique de Marseille, pour avoir accepté de présider ce jury.

J'ai aussi été ravi que Monsieur Paul–Antoine Santoni, Professeur à l'Université de Corse, ait accepté de faire partie du jury en tant qu'examinateur.

Mes remerciements vont aussi à Messieurs Éric Casalé, Directeur de la Société Fluida-ravis et membre invité du jury, et Gabriel Giovannelli, Directeur de la Société Agefluid, au côté de qui j'ai énormément appris dans le cadre du projet RGC&U, autant sur le plan scientifique que sur le plan humain.

Je tiens à remercier sincèrement l'ensemble du personnel technique de l'IM2, en particulier Philippe et Michel, pour leur disponibilité, leur bonne humeur et leurs nombreux "petits coups de mains". Je remercie également Alain Berthond pour son aide précieuse en informatique. Je salue aussi la gentillesse de l'ensemble du personnel administratif et enseignant de l'IM2.

Je n'oublie pas les stagiaires, en particulier ceux que j'ai eu le plaisir de co–encadrer et qui ont participé à des travaux de recherche en relation à mon projet de thèse: Elsa, Tarek, Laurent, Antoine, Pierre et Oussama. Je souhaite également remercier les thésards et ATER, Caroline, Wallid, Yannick, Loïc et Fabien, pour leur sympathie et leur aide précieuse. Ils ont largement contribué à ce que cette thèse se passe dans d'excellentes

conditions.

J'exprime également ma gratitude à Monsieur Éric Valerio qui m'a permis de me faire une première expérience d'enseignement en tant que vacataire à l'IUT HSE de La Ciotat. Je salue au passage l'ensemble du personnel de l'IUT, en particulier Frank, Sandrine et Christophe.

Je terminerais mon propos en remerciant mes parents, mon frère et mes sœurs pour leur soutien indéfectible. Je remercie aussi du fond du cœur Magali qui me supporte depuis plus de dix ans maintenant et qui me pousse à aller de l'avant.

Table des matières

1	Introduction	1
1.1	Problématique de l'incendie en tunnel	2
1.2	Les moyens d'étude de l'incendie en tunnel	5
1.2.1	Les essais sur site	5
1.2.2	Les maquettes expérimentales	5
1.2.3	La modélisation numérique	7
1.3	Présentation des travaux de thèse	8
1.3.1	Objectifs de la thèse	8
1.3.2	Les moyens d'étude utilisés	8
1.3.3	Structure du mémoire	10
2	Modèle théorique d'un panache massique turbulent en champ libre	13
2.1	Mise en équations du panache massique turbulent	13
2.1.1	Position du problème	13
2.1.2	Modélisation intégrale du panache	14
2.1.3	Hypothèse sur les profils de vitesse et de masse volumique	16
2.1.4	Hypothèse d'entraînement et affinité des panaches	19
2.2	Solutions du panache massique turbulent	21
2.2.1	Solutions affines et origine virtuelle	22
2.2.2	Fonction panache Γ et paramètre de source Γ_0	25
2.2.3	Solutions analytiques (tabulées)	26
2.3	Exemples d'application du modèle théorique	32
2.3.1	Utilisation pratique des solutions	32
2.3.2	Comparaison des comportements des panaches pur, forcé et paresseux (non-Boussinesq)	33
2.3.3	Comparaison des comportements des panaches Boussinesq et non-Boussinesq	37
2.3.4	Positions et valeurs des col et pic de vitesse verticale	40
2.3.5	Méthode simple de correction d'origine virtuelle	42
2.4	Conclusions du chapitre	44
3	Potentialités du code FDS pour la simulation d'un panache massique	47
3.1	Le code de calcul utilisé: Fire Dynamic Simulator (FDS, version 4.07a)	47
3.1.1	Contexte d'utilisation du code FDS	47
3.1.2	Caractéristiques principales du code FDS	48
3.1.3	Définition des conditions de simulation sous FDS	50
3.2	Panache massique en champ libre sans écoulement transverse	51
3.2.1	Description phénoménologique	51

3.2.2	Analyse préliminaire de l'influence des paramètres de simulation . . .	53
3.2.3	Comparaison des résultats de simulations numériques à des mesures expérimentales	62
3.2.4	Synthèse des potentialités du code pour la simulation d'un panache massique en champ libre	67
3.3	Panache massique en milieu confiné avec écoulement transverse	68
3.3.1	La nappe de retour	68
3.3.2	Comparaison des résultats de simulations numériques à des mesures expérimentales	69
3.4	Conclusions du chapitre	72
4	Simulation d'un panache d'incendie par un panache massique à échelle réduite	75
4.1	Similitude entre un panache d'incendie et un panache massique à échelle réduite	75
4.1.1	Analogie aéraulique panache d'incendie / panache massique	76
4.1.2	Nombres adimensionnels des panaches massique et thermique	78
4.1.3	Règles de similitude	78
4.1.4	Règles de similitude retenues	80
4.2	Modélisation du foyer d'incendie par le rejet d'un mélange air-hélium	82
4.2.1	Étude théorique de la réaction de combustion d'un bac d'heptane	82
4.2.2	Données thermodynamiques de la réaction de combustion de l'hep- tane et relations empiriques	86
4.2.3	Modèle de feu de bac d'heptane sur maquette	88
4.3	Panache massique dans un canal non ventilé	92
4.3.1	Conditions expérimentales de rejet du mélange air-hélium	92
4.3.2	Dispositif expérimental utilisé et procédure adoptée	94
4.3.3	Résultats expérimentaux	96
4.3.4	Application des résultats à la modélisation du foyer d'incendie	100
4.4	Conclusions du chapitre	105
5	Comportement d'un panache de fumées d'incendie dans un tunnel ventilé	107
5.1	Introduction	107
5.1.1	Contexte de l'étude	107
5.1.2	Les systèmes de ventilation en tunnel	107
5.1.3	Description phénoménologique d'un panache d'incendie en tunnel ventilé longitudinalement	108
5.2	Approche expérimentale	111
5.2.1	Dispositif expérimental	111
5.2.2	Procédure expérimentale	112
5.2.3	Visualisations expérimentales	116
5.3	Approche numérique	120
5.3.1	Cas simulés numériquement	120
5.3.2	Résultats de simulations numériques	121
5.4	Conclusions du chapitre	125
6	Conclusion & perspectives	127
	Bibliographie	133

Nomenclature

Lettres latines

b	[m]	rayon
B	[m ⁴ .s ⁻³]	flux de flottabilité
C_p	[J.kg ⁻¹ .K ⁻¹]	capacité calorifique
C_s	[-]	constante de Smagorinsky
D	[m]	diamètre
ΔH	[J.mol ⁻¹]	chaleur dégagée par la réaction de combustion
e	[m]	épaisseur
F	[m ⁴ .s ⁻³]	flux de déficit de masse volumique en unité de flottabilité
\mathcal{F}, \mathcal{L}	[-]	fonctions intégrales du modèle théorique
g	[m.s ⁻²]	gravité
H	[m]	hauteur
j	[-]	exposant permettant d'introduire l'approximation de Boussinesq
L	[m]	largeur
L_M	[m]	longueur de Morton
m	[kg]	masse
\dot{m}	[kg.m ⁻² .s ⁻¹]	taux de masse brûlée
$\dot{m}_{C_7H_{16}}, \dot{m}_e,$ \dot{m}_c, \dot{m}_f	[kg.s ⁻¹]	débit massique d'heptane, d'air entraîné, de produits de combustion et de fumées
\mathcal{M}	[kg.mol ⁻¹]	masse molaire
p	[Pa]	pression
q	[l.min ⁻¹]	débit volumique
Q	[W]	puissance
Q_c	[W]	puissance convective
r, z	[m]	coordonnées cylindriques
r^*	[m]	rayon du panache
\mathcal{R}	[-]	constante des gaz parfaits
S	[m ²]	surface
t	[s]	temps
T	[K]	température
u, w	[m.s ⁻¹]	composantes de vitesse suivant r (ou x) et z
U^*	[m.s ⁻¹]	vitesse limite
U_d	[m.s ⁻¹]	vitesse moyenne débitante
U_d^*	[m.s ⁻¹]	vitesse moyenne débitante limite
$(U_d)_{crit}$	[m.s ⁻¹]	vitesse moyenne débitante critique
U_m	[m.s ⁻¹]	vitesse maximale
u_e	[m.s ⁻¹]	vitesse d'entraînement

x, y, z	[m]	coordonnées cartésiennes
z_v	[m]	position de l'origine virtuelle
Z	[-]	altitude adimensionnelle

Lettres grecques

α	[-]	coefficient d'entraînement
β	[m]	rayon modifié
δ	[m]	taille de maille
η	[-]	déficit de masse volumique adimensionnel
λ	[-]	rapport entre les largeurs des profils de vitesse et de déficit de masse volumique
Λ	[m]	échelle de longueur du panache
μ	[kg.m ⁻¹ .s ⁻¹]	viscosité dynamique
$\dot{\mu}$	[-]	proportion d'air entraîné
$\Omega_1, \Omega_2, \Omega_3$	[-]	facteurs d'échelles géométrique et massique
ρ	[kg.m ⁻³]	masse volumique
ϕ	[-]	diamètre adimensionnel
χ	[-]	fraction volumique
χ_r	[-]	fraction de puissance radiative

Indices

0	condition de source
<i>air</i>	relatif à l'air
<i>axe</i>	sur l'axe du panache
<i>bac</i>	relatif au bac de combustible
<i>c</i>	relatif aux produits de combustion
<i>col</i>	col du panache (rayon minimum)
C_7H_{16}	relatif à l'heptane
<i>eq</i>	équivalent
<i>f</i>	relatif aux fumées d'incendie
<i>G</i>	relatif aux variables gaussiennes
<i>he</i>	relatif à l'hélium
<i>imp</i>	condition au point d'impact
<i>m</i>	échelle maquette
<i>max</i>	maximal
<i>min</i>	minimal
<i>p, c, q</i>	à la paroi, au centre et au quart de la largeur du canal
<i>pic</i>	pic de vitesse verticale (maximum de vitesse sur l'axe)
<i>r</i>	échelle réelle
<i>s</i>	relatif à l'air consommé stœchiométriquement
<i>T</i>	relatif aux variables <i>top-hat</i>
∞	condition ambiante

Nombres adimensionnels

F^*	$F/(g^{3/2}H^{5/2})$	débit de flottabilité adimensionnel
Fr	w/\sqrt{gD}	nombre de Froude
\mathcal{R}	$\eta g^2 \beta / w^2$	nombre adimensionnel du panache
Re	$\rho w D / \mu$	nombre de Reynolds
Ri	$\Delta \rho g D / (\rho_\infty w^2)$	nombre de Richardson
Γ	$5g\eta\beta/(8\alpha w^2)$	fonction panache
Γ_0	$\Gamma(z = 0)$	paramètre de source

Abréviations

CVP	Counter-rotating Vortex Pair (paire de tourbillons contra-rotatifs)
DNS	Direct Numerical Simulation (simulation numérique directe)
FDS	Fire Dynamic Simulator
LDV	Laser Doppler Velocimetry (vélocimétrie laser Doppler)
LES	Large Eddy Simulation (simulation numérique des grandes échelles)
NIST	National Institute of Standards and Technology
PCI	Pouvoir Calorifique Inférieur

NOTE : Certains symboles n'apparaissant qu'occasionnellement dans le mémoire et définis dans le corps du texte ne sont pas répertoriés ici.

Ch. 1

Introduction

La majeure partie des incendies accidentels a des origines humaines (imprudence, malveillance...) et est particulièrement destructeurs pour les activités humaines (habitations, lieux de travail, cultures...). Le grand incendie de Londres (figure 1.1) qui ravagea la Cité, à l'intérieur du vieux mur romain, du 2 au 5 septembre 1666 ou encore celui d'Hambourg du 5 au 8 mai 1842 qui détruisit environ 4 000 logements, près de 10% de la population se retrouvant sans toit, sont des exemples d'incendies tristement célèbres.



FIG. 1.1 – *Détail d'un tableau de 1666 représentant le grand incendie de Londres (artiste inconnu). Le feu se déclara dans une boulangerie, dans Pudding Lane, et détruisit les maisons d'environ 70 000 des 80 000 habitants de la Cité.*

De nos jours, le risque incendie est accentué par les activités de l'"homme moderne" et les causes d'incendie sont la plupart du temps d'origine énergétique (étincelles, réactions chimiques, court-circuit...). Citons, par exemple, le dramatique incendie qui ravagea le grand magasin des Nouvelles Galeries (situé sur la Canebière à Marseille) le 28 octobre 1938 (75 décès) ou encore celui du tunnel du Mont Blanc (figure 1.2) le 24 mars 1999 (39 décès). L'incendie est un phénomène :

- rapide : le feu se propage très vite, les victimes ont très peu de temps pour réagir. À titre d'exemple, si un verre d'eau est suffisant pour éteindre un feu au bout d'une minute, un seau d'eau est nécessaire la deuxième minute, une citerne d'eau la troisième, etc,
- et dévastateur : il fait des victimes parmi les personnes présentes et celles qui interviennent sur le lieu du sinistre, et provoque des dégâts matériels importants.

Lors d'un incendie en milieu confiné (habitation, tunnel...), le danger pour les personnes est multiple. Les facteurs de risque principaux sont ¹ :

◊ L'opacité des fumées : les victimes ne peuvent plus s'orienter pour fuir. La propagation des fumées provoquent une attitude de panique à l'origine de mauvais réflexes.

◊ La toxicité des fumées : outre l'état d'incapacité provoqué par les fumées toxiques (les victimes intoxiquées sont incapables de fuir), une exposition aux fumées, même très brève (moins de 5 minutes), peut donner lieu à un handicap à vie (asthme chronique, insuffisance rénale, hépatique, cardiaque ou respiratoire).

◊ La chaleur : il fait 600 °C en moins de 5 min dans un espace clos. La température peut atteindre 1200 °C dans une cage d'escalier. Dès que la température atteint 65 °C, le corps ne fonctionne déjà plus.

1.1 Problématique de l'incendie en tunnel

Suite à la catastrophe survenue le 24 mars 1999 au tunnel du Mont Blanc (figure 1.2) et aux dramatiques incendies des tunnels du Tauern en Autriche et du Gothard en Suisse (figure 1.3) qui l'ont suivi, la sécurité incendie dans les tunnels routiers est devenue une préoccupation importante pour l'opinion publique. Ces événements tragiques ont suscité une prise de conscience des pouvoirs publics pour renforcer les réglementations (Circulaire Interministérielle du 25 août 2000 [1]) et recommandations (notamment celles de l'AIPCR² [2]), et lancer des recherches et coopérations aux niveaux national (Projet RGC&U [3]) et international (Projets EUREKA 499 [4] et Memorial Tunnel [5]).



FIG. 1.2 – Tunnel du Mont Blanc entre la France et l'Italie. Le 24 mars 1999, un feu s'est déclaré dans un camion transportant de la margarine, produisant des températures atteignant 1000 °C. 39 personnes ont péri dans l'incendie.

Le tableau 1.1 présente la liste (non-exhaustive) des incendies majeurs survenus en tunnels routiers ces vingt dernières années. L'incendie en tunnel est un événement qui demeure exceptionnel et l'on ne recense qu'une dizaine de cas d'incendies dramatiques du point de vue des pertes humaines. Néanmoins, cette conclusion doit être nuancée par deux constats majeurs. D'une part, un incendie en tunnel a des conséquences plus dramatiques

1. Source : Centre Européen de Prévention des Risques, CEPR.

2. Association mondiale de la route.

que ceux, plus fréquents, qui surviennent sur voies ouvertes à l'air libre. D'autre part, le risque d'incendie est accentué par l'augmentation du trafic routier et, en particulier, par la fréquentation accrue de poids lourds dans ces infrastructures.



FIG. 1.3 – Tunnel du Gothard, en Suisse. Le 24 octobre 2001, une collision entre deux camions, suivie d'un incendie (l'un des camions transportait des pneus et des bâches qui se sont enflammés) a provoqué la mort de 11 personnes.

Avant 1999, la plupart des victimes à déplorer comptaient parmi les personnes directement impliquées dans l'événement à l'origine de l'incendie (accident ou panne). Depuis 1999 et l'incendie du tunnel du Mont Blanc (le plus lourd en terme de dégâts humains et matériels), l'incendie a fait des victimes à proximité du lieu du sinistre mais aussi à plusieurs centaines de mètres de part et d'autre de celui-ci. Ce constat fait prendre conscience que, dans un tunnel routier, le danger majeur pour les usagers réside dans la propagation des fumées d'incendie et que ce danger peut être amplifié par une ventilation mal maîtrisée dans l'ouvrage. Dans les minutes qui suivent le déclenchement de l'incendie, l'épaisse fumée chaude et toxique qui s'en dégage se propage le long du tunnel, de part et d'autre du foyer. Au voisinage de celui-ci, la chaleur, qui peut dépasser 1500 °C, est une source de dégradation de la structure même de l'ouvrage. Plus on s'éloigne du foyer et plus la température des fumées diminue (par échanges thermiques avec les parois du tunnel et l'air ambiant), ne représentant plus vraiment un danger pour les personnes. Toutefois, même loin du foyer, la toxicité et l'opacité des fumées restent des facteurs préjudiciables aux usagers et secouristes (risque d'asphyxie et visibilité réduite). Ces fumées peuvent donc affecter des personnes situées loin du sinistre qui n'ont aucune conscience de l'événement en cours, les fumées étant mortelles même à faible concentration en cas d'exposition prolongée.

Face à ce constat, une conclusion s'impose : la sécurité des personnes est étroitement liée à la capacité de maîtriser rapidement et efficacement la propagation des fumées d'incendie dans un tunnel. Cette maîtrise est essentiellement conditionnée par une gestion adaptée des moyens de ventilation présents dans la majorité des tunnels (ventilation sanitaire permettant de limiter les taux des divers polluants rejetés par les véhicules). L'activation des moyens de ventilation doit permettre de contrôler les fumées toxiques tout en assurant le maintien de conditions de visibilité suffisantes afin de faciliter, dans un premier temps, l'auto-évacuation des usagers et, dans un second temps, l'intervention des secours au plus

Année	Pays	Tunnel	Longueur	Victimes	Destructions matérielles
1978	Hollande	Velsen	770 m	5 décès 5 blessés	6 véhicules structure endommagée sur 30 m
1979	Japon	Nihonzaka	2 km	7 décès 2 blessés	189 véhicules effondrement de la structure
1982	U.S.A.	Caldecott	1 km	7 décès 2 blessés	8 véhicules structure endommagée sur 580 m
1987	Suisse	Gumefens	340 m	2 décès	3 véhicules dégâts légers
1993	Italie	Serra Ripoli	440 m	4 décès	15 véhicules graves dégâts sur le revêtement
1999	France–Italie	Mont Blanc	11.60 km	39 décès	34 véhicules structure endommagée sur plus d'1 km
1999	Autriche	Tauern	6.4 km	12 décès 66 blessés	24 véhicules 16 poids–lourds
2001	Suisse	Gothard	16.9 km	11 décès	23 véhicules effondrement de la structure sur 250 m
2005	France–Italie	Fréjus	12.87 km	2 décès	5 véhicules destruction locale de la structure

TAB. 1.1 – Liste de quelques incendies majeurs survenus en tunnels routiers au cours des vingt dernières années.

près du lieu du sinistre. La rénovation du tunnel du Mont Blanc, après la catastrophe de 1999, a démontré que l'exploitation du phénomène de stratification naturelle des fumées chaudes [2] combiné à un pilotage adapté des systèmes de ventilation permet d'accroître la sécurité des usagers et des services de secours [6, 7].

La gestion du risque incendie, devenu le premier facteur dimensionnant de la ventilation, nécessite une meilleure compréhension des nombreux phénomènes physiques qui prennent part au développement du panache de fumées produit par un feu en tunnel. L'augmentation de ces connaissances passe notamment par l'amélioration des techniques et des moyens d'étude.

1.2 Les moyens d'étude de l'incendie en tunnel

Les lacunes actuelles en terme de réglementations et recommandations claires à propos des procédures de pilotage des systèmes de ventilation sont dues à la complexité de l'incendie en tunnel : le développement de chaque feu est étroitement lié à l'ouvrage (structure, forme...), à la nature du foyer (taille, type de combustible...), à la localisation du sinistre dans le tunnel, etc. L'interaction de nombreux phénomènes physiques (processus de combustion, dynamique des fluides, transferts de chaleur...) participent à la complexité de l'incendie en tunnel.

Étant donné le caractère exceptionnel d'un tel événement, les données terrains sont très limitées. Il est donc nécessaire de recourir aux techniques expérimentales ou numériques pour juger de l'efficacité des méthodes de ventilation.

1.2.1 Les essais sur site

Les essais sur site à échelle réelle permettent d'observer qualitativement le comportement des fumées d'incendie en situation réelle et fournissent des bases de données essentielles à la validation de modèles expérimentaux et numériques. Deux campagnes scientifiques majeures ont été menées à ce jour : EUREKA 499 en 1991–1992 en Norvège [4] (tunnel de Repparfjord) et le Memorial Tunnel en 1994–1995 aux États-Unis [5] (tunnel désaffecté de Virginie). De telles campagnes d'essais sont lourdes à mettre en œuvre (instrumentation, sécurité des intervenants, conditions météorologiques...) et sont onéreuses (environ 40 millions de dollars ont été déboursés dans le cadre du projet Memorial Tunnel).

Outre les campagnes conduites dans le cadre de projets de recherche, des essais de désenfumage à échelle réelle sont régulièrement réalisés en tunnels, avant leur mise en service ou suite à des travaux de rénovation (figure 1.4). Cependant ces essais sont limités dans le temps (pour ne pas retarder l'ouverture ou la réouverture de l'ouvrage) et en terme de puissance d'incendie (nécessairement fortement limitée afin de ne pas endommager l'ouvrage).

1.2.2 Les maquettes expérimentales

Les maquettes expérimentales à échelle réduite sont une alternative intéressante aux essais sur site pour trois raisons principales : confort d'utilisation, faible coût et meilleure maîtrise des conditions d'essais. Cependant, comme nous le verrons par la suite, un incendie en tunnel ne peut pas être complètement reproduit sur maquette à échelle réduite.

On distingue deux types de maquettes en fonction de la prise en compte, ou non, des aspects thermiques (rayonnement, transferts de chaleur convectifs et échanges thermiques



FIG. 1.4 – Campagne d'essais incendie au tunnel de Chamoise en 1995.

aux parois) : les maquettes anisothermes ou "chaudes" et les maquettes isothermes ou "froides".

Sur maquette chaude, le foyer de l'incendie est représenté par une source de chaleur. L'utilisation d'un bac de combustible liquide (alcools, hydrocarbures...) ou d'un combustible solide permet une bonne représentation de l'incendie (reproduction de la flamme et du processus de combustion). Cependant, cette technique de simulation est délicate à mettre en place tant au niveau de la maîtrise des conditions expérimentales (taux de combustion) que de la sécurité des expérimentateurs. L'utilisation d'un brûleur à gaz comme source de chaleur permet un contrôle plus aisé des paramètres du foyer [8].

Les maquettes chaudes à combustibles liquide et solide ou utilisant un brûleur à gaz présentent trois contraintes majeures, essentiellement liées à la reproduction de la flamme : le choix des matériaux constituant l'ouvrage expérimental qui doivent résister à de grandes élévations de température (thermorésistants), la sécurité des expérimentateurs et la limitation du choix des moyens d'investigations (instrumentation soumise à de fortes températures, visualisations limitées par les matériaux thermoresistants et le dépôt de suies...).

Les maquettes froides permettent de s'affranchir de telles contraintes étant donné que le foyer de l'incendie n'est plus représenté par une source de chaleur mais par le rejet, à température ambiante, d'un fluide de masse volumique différente de celle du fluide ambiant. Les échanges de chaleur par rayonnement et conduction aux parois ne sont donc plus reproduits sur ce type de maquette. Néanmoins, les techniques expérimentales basées sur l'utilisation de maquettes froides sont plus simples à mettre en œuvre et moins onéreuses (ne nécessitant pas de matériaux thermorésistants).

Un certain nombre d'expérimentateurs simulent, par analogie hydraulique, le panache de fumées produit par l'incendie par le rejet d'un liquide dans un canal contenant un liquide de masse volumique différente, par exemple l'injection d'eau salée dans de l'eau douce [9, 10] (la reproduction du panache est alors inversée). Les maquettes hydrauliques sont limitées en puissance, les écarts de masse volumique entre l'eau douce et l'eau salée étant très inférieurs à ceux d'un incendie.

La reproduction de ces écarts de masse volumique peut être obtenue en simulant, par analogie aéraulique, le panache de fumées par un panache massique formé par le rejet d'un mélange gazeux de faible masse volumique dans une atmosphère ambiante. Vauquelin [11]

et Mégret [12] utilisent un mélange d'air et d'hélium qui permet de reproduire, en théorie, des écarts de température atteignant 1500 °C (hélium pur).

1.2.3 La modélisation numérique

La modélisation numérique CFD (*Computational Fluid Dynamics*) des mouvements fluides et des échanges thermiques rencontrés lors d'un incendie en tunnel est une technique qui a connu et qui connaît encore d'importants développements (liés à l'évolution permanente de la puissance de l'outil informatique). Les modèles numériques reposent sur des équations de bilan qui font appel aux principes fondamentaux de la physique : conservation de la masse, de la quantité de mouvement, de l'énergie et équation d'état des gaz. Les équations sont résolues à l'aide de techniques numériques basées sur la discrétisation de l'espace (maillage) et du temps. On distingue trois types d'approches :

◊ Les modèles unidimensionnels (1D) qui permettent de représenter les écoulements de manière globale (à l'échelle du tunnel entier). Cette modélisation, particulièrement adaptée à la géométrie des tunnels, repose sur l'approximation que les caractéristiques de l'écoulement sont homogènes dans chaque section du tunnel.

◊ Les modèles de zones qui permettent d'obtenir d'avantage de détails sur les écoulements. Couramment employée dans le domaine des incendies en bâtiments, cette méthode consiste à diviser le domaine considéré en un certain nombre de zones à l'intérieur desquelles les caractéristiques sont supposées homogènes.

◊ Les modèles de champs qui permettent, contrairement aux modèles précédents, de décrire localement les écoulements, moyennant des ressources informatiques plus importantes et des temps de calcul nettement supérieurs.

Dans le cadre de l'étude des incendies en tunnel, les méthodes numériques sont plus avantageuses que les techniques expérimentales à de nombreux points de vue : visualisations aisées des phénomènes étudiés, richesse des résultats quantitatifs, modularité des géométries, coût réduit, etc. Néanmoins, à ce jour, la fiabilité de l'outil numérique demeure discutable : de nombreux phénomènes physiques engendrés lors d'un incendie sont encore mal maîtrisés tels que le processus de combustion. De façon plus générale, le traitement de la turbulence est délicat. Le calcul précis de toutes les échelles d'un écoulement turbulent, appelée Simulation Numérique Directe DNS (*Direct Numerical Simulation*), nécessite d'utiliser des maillages excessivement fins, d'où des contraintes importantes en terme de temps et de puissance de calcul (RAM et fréquence du CPU). À l'heure actuelle, la DNS se limite à l'étude d'écoulements dans des domaines de faibles dimensions et n'est donc pas adaptée à l'étude de la propagation des fumées d'incendies en tunnel. La complexité et les limites actuelles de la Simulation Numérique Directe, même sur les ordinateurs les plus puissants, ont conduit à différents types de modélisation de la turbulence :

◊ Les modèles statistiques, dont le plus connu est le $k-\epsilon$ standard, consistent à résoudre l'écoulement moyen avec une approche statistique des fluctuations turbulentes. L'introduction d'une viscosité turbulente permet de modéliser l'action des fluctuations sur l'écoulement moyen. Ces modèles sont souvent utilisés dans le cadre de la problématique incendie en tunnel [10, 13].

◊ La méthode de Simulation des Grandes Échelles LES (*Large Eddy Simulation*) consiste à calculer le comportement des grandes échelles de la turbulence et à modéliser l'action des plus petites. Cette technique permet de bien reproduire les grosses structures de l'écoulement qui contiennent l'essentiel de l'énergie [14]. L'action dissipative des petites échelles est modélisée par l'introduction d'une viscosité turbulente (modèle de sous-maillages de type Smagorinsky).

1.3 Présentation des travaux de thèse

1.3.1 Objectifs de la thèse

Lorsqu'un incendie se déclare dans un tunnel, nous avons vu que le danger réside principalement dans la propagation des fumées chaudes, denses et toxiques et que ce danger peut être amplifié par une ventilation mal maîtrisée.

Les travaux de recherche présentés dans ce mémoire portent uniquement sur les phénomènes aérauliques liés à la propagation des fumées et à l'interaction entre le panache d'incendie qui se développe au-dessus du foyer et la ventilation en tunnel. Ces phénomènes aérauliques sont reproduits expérimentalement et numériquement par le rejet d'un fluide de faible masse volumique à température ambiante.

Ce mémoire propose un ensemble d'études relatives au comportement d'un panache massique pour différentes configurations. Nous considérerons, tout d'abord, le cas d'un panache se développant en champ libre, dans un fluide ambiant au repos, puis le cas plus complexe d'un panache se développant en milieu confiné et ventilé (de type tunnel).

Outre une meilleure compréhension des mouvements fluides au voisinage d'un feu en tunnel, les travaux présentés dans ce mémoire ont pour objectifs d'améliorer la technique de simulation sur maquette d'un panache d'incendie et d'évaluer les potentialités d'un code de calcul pour la simulation d'un panache massique.

Le modèle physique utilisé est une maquette froide sur laquelle le panache massique est formé par le rejet d'un mélange gazeux léger d'air et d'hélium dans de l'air à température ambiante. En complément aux essais expérimentaux, des simulations numériques sont réalisées à l'aide du code de calcul Fire Dynamic Simulator (FDS). Le principe d'utilisation de ce code est celui d'une "maquette numérique", l'objectif étant d'obtenir davantage d'informations sur les écoulements observés expérimentalement.

1.3.2 Les moyens d'étude utilisés

La maquette froide aéraulique (air-hélium)

Une première maquette froide utilisant la technique air-hélium a été conçue et réalisée à l'issue de la campagne d'incendies au tunnel de Puymorens (1994) à la demande de SCÉTAUROUTE³. Les essais réalisés à l'aide de cet outil par Vauquelin [11] à l'Institut de Mécanique des Fluides de Marseille ont notamment permis de mettre en évidence l'effet de structures tourbillonnaires qui se développent au voisinage du foyer d'un incendie [15].

Dans le cadre d'une collaboration entre SCÉTAUROUTE et le CÉTu⁴, une seconde maquette a été mise en place en 1999 au sein du laboratoire de Mécanique et Énergétique

3. Société Centrale d'Étude et de Réalisations Routières, Direction des Tunnels et Travaux Souterrains.

4. Centre d'Étude des Tunnels, Ministère de l'Équipement.



FIG. 1.5 – Vue d'ensemble du canal expérimental en Plexiglas utilisé. Il représente, via une réduction d'échelle au 1 : 20^{ème}, un tronçon de tunnel routier de 200 m de long et de section droite 10 m × 5 m.

de Valenciennes (Université de Valenciennes) sous la direction de Vauquelin. Les travaux réalisés à l'aide de cet outil ont permis d'étudier les effets de la ventilation sur la propagation des fumées d'incendie dans un tunnel (thèses de Mégret [12] et Telle [16]). Un modèle basé sur la stœchiométrie de la réaction de combustion d'un bac d'heptane a été développé [17] afin de déterminer les conditions de rejet du mélange air-hélium pour une puissance d'incendie simulée donnée.

Cette maquette, transférée à l'Institut de Mécanique de Marseille (IM2 / UNIMECA) en 2002, est un canal en Plexiglas (polyméthacrylate de méthyle, PMMA) de section droite rectangulaire. La figure 1.5 présente une vue d'ensemble de la maquette. La longueur du canal expérimental est de 10 m, sa largeur de 50 cm et sa hauteur de 25 cm. Pour une réduction d'échelle au 1 : 20^{ème}, celui-ci représente un tronçon de tunnel routier de 200 m de long et de section 10 m × 5 m, ce qui correspond environ à la section droite d'un tunnel à deux voies de circulation standard. Le canal repose sur une structure métallique dont la liaison au sol est assurée par un axe reposant sur deux paliers démontables et deux pieds réglables en hauteur à chacune des extrémités de la maquette. Ce montage permet de contrôler la pente du canal.

Comme mentionné au §1.2.2, un tel dispositif expérimental ne permet pas de simuler tous les phénomènes physiques qui interviennent lors d'un incendie en tunnel. En particulier, l'analogie aérodynamique thermique-massique utilisée ne permet pas de reproduire les échanges de chaleur (rayonnement et transferts aux parois) dont l'effet sur la propagation des fumées n'est pas négligeable en situation réelle. De plus, la représentation d'un foyer d'incendie (processus de combustion) par un rejet de gaz (apport de masse) est discutable d'un point de vue phénoménologique. Néanmoins, cette technique offre de nombreux avantages, parmi lesquels on peut citer :

- le contrôle continu et aisé des conditions de rejet du mélange air-hélium (débit, masse volumique) qui permet d'assurer la stabilité des caractéristiques de l'incendie simulé,
- le faible coût d'utilisation,
- la possibilité de simuler des écarts de température importants,
- le confort d'utilisation (rejet de gaz non toxiques à température ambiante) qui permet de longues durées d'essais,
- les conditions de visualisation optimales (parois transparentes en Plexiglas),

- et la modularité de la géométrie (les plaques de Plexiglas peuvent être aisément démontées et déplacées).

Le code de calcul Fire Dynamic Simulator FDS

Le code de calcul Fire Dynamic Simulator (FDS) a été développé par le National Institute of Standards and Technology (NIST) pour des applications incendie en milieux domestique et industriel [18]. Il résout une forme simplifiée des équations de Navier–Stokes (faible nombre de Mach) selon la méthode des différences finies. La turbulence est traitée par la technique de Simulation des Grandes Échelles (LES). Comme mentionné au §1.2.3, cette méthode présente deux avantages majeurs. Par rapport à la DNS⁵, elle permet de réduire les temps de calcul et est moins "gourmande" en terme de puissance informatique. De plus, par rapport aux modèles statistiques, elle reproduit correctement les grosses structures turbulentes dont l'observation peut être importante pour comprendre la dynamique de l'écoulement.

Bien qu'initialement développé pour des applications incendie, le code, dans sa quatrième version (v.4.07a), est essentiellement utilisé pour simuler les écoulements observés expérimentalement, selon le principe d'une maquette numérique. L'objectif des simulations numériques est double. Il s'agit, d'une part, de pouvoir multiplier le nombre d'essais et, d'autre part, d'obtenir davantage d'informations sur les écoulements rencontrés.

1.3.3 Structure du mémoire

Le présent mémoire est divisé en quatre chapitres principaux.

Le chapitre 2 présente le développement d'un modèle théorique (de type intégral). L'objectif est de prédire l'évolution avec l'altitude des caractéristiques principales d'un panache massique (rayon, vitesse verticale et masse volumique) dans la configuration la plus simple. Le panache est supposé se développer en champ libre, dans un fluide ambiant plus lourd au repos et non stratifié.

Moyennant un certain nombre d'hypothèses (entraînement, forme des profils...), les caractéristiques du panache sont exprimées en fonction d'un seul paramètre, appelé "fonction panache". À la source, celle-ci correspond au "paramètre de source" qui est connu pour caractériser la nature du panache. Suite à la présentation du développement théorique, des exemples concrets d'application du modèle sont proposés.

Le chapitre 3 est consacré à la présentation du code de calcul Fire Dynamic Simulator (FDS) et à quelques résultats de simulations numériques préliminaires. L'objectif de ces premiers calculs est d'établir si le code est (ou non) adapté à l'étude du comportement des panaches massiques et, par conséquent, si son utilisation comme "maquette numérique" est envisageable.

Dans un premier temps, les potentialités du code pour la simulation d'un panache massique sont évaluées dans le cas le plus simple : rejet d'hélium en champ libre dans de l'air au repos. Dans cette configuration, une analyse préliminaire de l'influence de différents paramètres de simulation (taille du domaine de calcul, raffinement du maillage et traitement de la turbulence) sur les résultats numériques obtenus est proposée. Puis, les potentialités du code sont évaluées par comparaison des résultats de calcul à des mesures expérimentales.

5. la simulation numérique directe est possible sous FDS.

Dans un second temps, les capacités du code à prévoir le comportement d'un panache massique d'hélium se développant en milieu confiné, en présence d'un courant d'air transverse, sont étudiées. Les résultats de simulations numériques sont de nouveau confrontés à des données expérimentales.

Le chapitre 4 expose le principe de la simulation sur maquette d'un panache thermique d'incendie par un panache massique.

La première partie du chapitre décrit la technique de simulation utilisée qui fait intervenir à la fois une réduction d'échelle (au 1 : 20^{ème}) et une analogie aérodynamique thermique-massique. Nous établissons tout d'abord, à partir de l'étude théorique des panaches, les règles de similitude qui permettent de correctement représenter sur maquette les phénomènes réels. Le principe de la modélisation du foyer d'incendie par le rejet d'un mélange d'air et d'hélium est ensuite abordé. Un modèle basé sur l'étude des feux de bacs d'heptane est développé pour déduire de la puissance d'incendie que l'on souhaite simuler les débits d'air et d'hélium ainsi que la taille de la source de rejet.

La deuxième partie du chapitre présente les résultats d'une campagne d'essais expérimentaux. L'objectif est d'étudier l'effet des variations de la taille de source et de la proportion d'air dans le mélange air-hélium sur l'évolution de la masse volumique mesurée au plafond du canal expérimental, au droit de la source. À partir des résultats expérimentaux, les conditions de source permettant de reproduire au plafond de la maquette les niveaux de température d'un incendie de puissance donnée sont déterminées.

Enfin, le chapitre 5 présente les résultats expérimentaux et numériques d'une étude mise en œuvre dans le cadre d'un projet de recherche national dont l'objectif était de décrire le comportement d'un panache de fumées se développant en aval d'un foyer d'incendie dans un tunnel ventilé longitudinalement.

Nous proposons dans ce dernier chapitre une description qualitative de la formation et du développement des structures tourbillonnaires qui apparaissent au sein même d'un panache d'incendie, résultat des effets combinés de la ventilation, du confinement et de la flottabilité des fumées.

Ch. 2

Modèle théorique d'un panache massique turbulent en champ libre

Dans ce premier chapitre, nous considérons le cas du rejet vertical d'un fluide de faible masse volumique en champ libre, dans un fluide ambiant plus lourd au repos et non stratifié. Une approche théorique est proposée pour décrire l'évolution avec l'altitude des caractéristiques du panache massique qui se développe au-dessus d'une source de rejet circulaire.

Le développement théorique proposé s'inscrit dans la continuité des travaux initiés par Morton, Taylor & Turner [19], récemment repris par Delichatsios [20], Rooney & Linden [21] ou encore Hunt & Kaye [22]. L'originalité du modèle présenté ici réside dans le fait que, moyennant un certain nombre d'hypothèses, il permet d'exprimer les caractéristiques principales du panache (rayon, vitesse verticale et masse volumique) en fonction d'un seul paramètre que nous appellerons "fonction panache". Par conséquent, la connaissance de l'évolution de ce paramètre avec l'altitude au-dessus de la source de rejet renseigne sur celles des caractéristiques du panache.

Cependant, pour des conditions de source données, nous verrons que l'expression qui relie la fonction panache à l'altitude au-dessus de la source n'est pas explicite. Elle fait intervenir une fonction intégrale qui ne peut pas être calculée analytiquement. Néanmoins, pour une utilisation pratique du modèle, cette fonction peut être tabulée. À titre d'exemple d'application du modèle, quelques résultats obtenus à l'aide de celui-ci sont proposés.

2.1 Mise en équations du panache massique turbulent

2.1.1 Position du problème

Le régime d'écoulement est ici considéré comme étant turbulent, permanent et non vrillé (symétrie de révolution). Le fluide ambiant est supposé être au repos, non stratifié (masse volumique uniforme, notée ρ_∞) et les fluctuations de pression induites par l'écoulement sont négligées [21].

Les équations décrivant l'écoulement sont écrites dans un système de coordonnées cylindriques dont l'origine des axes r (direction radiale) et z (direction verticale) est située au centre de la source (voir la figure 2.1). En tenant compte des hypothèses citées ci-dessus, les équations de conservation de la masse et de bilan de quantité de mouvement suivant z s'écrivent :

$$\frac{\partial}{\partial r}(\rho ur) + \frac{\partial}{\partial z}(\rho wr) = 0, \quad (2.1a)$$

$$\rho u \frac{\partial w}{\partial r} + \rho w \frac{\partial w}{\partial z} = g(\rho_\infty - \rho) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(r\tau_{zr}), \quad (2.1b)$$

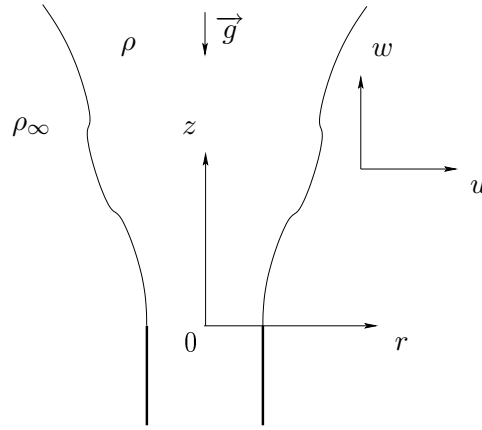


FIG. 2.1 – Système de coordonnées cylindriques utilisé pour la description d'un panache massique axisymétrique turbulent se développant en champ libre.

où u et w désignent respectivement les composantes radiale et verticale de la vitesse, g la gravité et τ_{zr} la contrainte de cisaillement.

En multipliant les deux membres de l'équation de bilan de quantité de mouvement (2.1b) par la quantité r , nous obtenons :

$$\frac{\partial}{\partial r} (\rho u w r) + \frac{\partial}{\partial z} (\rho w^2 r) - w \left[\frac{\partial}{\partial r} (\rho u r) + \frac{\partial}{\partial z} (\rho w r) \right] = r g (\rho_\infty - \rho) + \frac{\partial}{\partial r} (r \tau_{zr}).$$

Puis, en utilisant l'équation de conservation de la masse (2.1a), l'équation de bilan de quantité de mouvement peut être finalement réécrite :

$$\frac{\partial}{\partial r} (\rho u w r) + \frac{\partial}{\partial z} (\rho w^2 r) = r g (\rho_\infty - \rho) + \frac{\partial}{\partial r} (r \tau_{zr}). \quad (2.2)$$

2.1.2 Modélisation intégrale du panache

La modélisation intégrale consiste à intégrer les équations du mouvement transversalement, sur une tranche perpendiculaire à l'axe du panache. Par intégration suivant r et entre les bornes $r = 0$ et $r \rightarrow \infty$, on transforme ainsi un système d'équations aux dérivées partielles en un système d'équations différentielles ordinaires. Pour l'équation de conservation de la masse (2.1a), nous obtenons :

$$\frac{d}{dz} \int_0^\infty \rho w r dr = - [\rho u r]_0^\infty. \quad (2.3)$$

En supposant que l'on puisse caractériser le rayon du panache à une altitude donnée par $r = r^*$, l'intégration de l'équation de conservation de la masse entre $r = r^*$ et $r \rightarrow \infty$ donne :

$$\frac{d}{dz} \int_{r^*}^\infty \rho w r dr = - [\rho u r]_{r^*}^\infty. \quad (2.4)$$

Par intégration entre $r = 0$ et $r \rightarrow \infty$ de l'équation de bilan de quantité de mouvement (2.2), nous obtenons :

$$\frac{d}{dz} \int_0^\infty \rho w^2 r dr = - [\rho u w r]_0^\infty + \int_0^\infty g (\rho_\infty - \rho) r dr + [r \tau_{zr}]_0^\infty. \quad (2.5)$$

Les équations obtenues doivent satisfaire les conditions aux limites qui, d'une part, traduisent la symétrie de révolution supposée de l'écoulement et, d'autre part, caractérisent la frontière entre le panache et le fluide ambiant (considéré comme étant au repos et de masse volumique uniforme) :

$$u = 0 \quad \text{et} \quad \frac{dw}{dr} = 0 \quad \text{en} \quad r = 0, \quad (2.6a)$$

$$w = 0 \quad \text{et} \quad \rho = \rho_\infty \quad \text{pour} \quad r \geq r^*. \quad (2.6b)$$

En tenant compte de ces conditions aux limites, les équations (2.3), (2.4) et (2.5) sont respectivement réécrites :

$$\frac{d}{dz} \int_0^\infty \rho w r dr = -(\rho u r)_{r \rightarrow \infty}, \quad (2.7a)$$

$$-(\rho u r)_{r \rightarrow \infty} = -(\rho u r)_{r=r^*}, \quad (2.7b)$$

$$\frac{d}{dz} \int_0^\infty \rho w^2 r dr = \int_0^\infty g(\rho_\infty - \rho) r dr. \quad (2.7c)$$

La combinaison des équations (2.7a) et (2.7b) permet d'obtenir l'expression suivante pour l'équation de conservation de la masse sous forme intégrale :

$$\frac{d}{dz} \int_0^\infty \rho w r dr = \rho_\infty r^* (-u(r = r^*)).$$

Le terme de droite de cette équation traduit le fait que le fluide ambiant traverse la frontière $r = r^*$ du panache avec une vitesse radiale $-u(r = r^*)$. Le signe "-" indique que le fluide ambiant pénètre radialement le panache (suivant la direction $-r$). Ce terme représente donc, pour une altitude donnée au-dessus de la source, le débit de fluide ambiant par unité de hauteur qui est entraîné en périphérie du panache. Nous noterons classiquement u_e [19, 21] la vitesse d'entraînement définie, à une altitude donnée, par : $u_e = -u(r = r^*)$.

Le problème considéré ici comporte quatre variables que sont la masse volumique ρ , la vitesse verticale w , la vitesse d'entraînement u_e (que nous venons de définir) et le rayon du panache r^* . Or, à ce stade, le problème n'est décrit que par deux équations que sont les équations de conservation de la masse et de bilan de quantité de mouvement écrites sous forme intégrale. Ces équations de conservation qui, au coefficient 2π près, sont celles des flux de masse et de quantité de mouvement s'écrivent :

$$\frac{d}{dz} \int_0^\infty \rho w r dr = -\rho_\infty u_e r^*, \quad (2.8a)$$

$$\frac{d}{dz} \int_0^\infty \rho w^2 r dr = \int_0^\infty g(\rho_\infty - \rho) r dr. \quad (2.8b)$$

La fermeture du modèle nécessite donc l'introduction de deux équations supplémentaires. La première est obtenue en considérant la conservation de l'enthalpie. Rooney & Linden [21] ont démontré que l'équation de conservation du flux d'enthalpie se réduit à celle du flux de volume qui s'écrit :

$$\frac{d}{dz} \int_0^\infty w r dr = u_e r^*. \quad (2.9)$$

La combinaison de cette équation de conservation avec celle du flux de masse (2.8a) conduit à la relation suivante :

$$\frac{d}{dz} \int_0^\infty (\rho_\infty - \rho) w r dr = 0. \quad (2.10)$$

Cette équation traduit le fait que le flux de déficit de masse volumique se conserve avec l'altitude [21].

La seconde équation supplémentaire que l'on adoptera est purement empirique, connue sous le nom d'"hypothèse d'entraînement". Cette hypothèse, qui sera exposée plus en détail ultérieurement (au §2.1.4), a été introduite par Morton *et al.* [19]. Elle consiste à supposer que, pour une altitude donnée au-dessus de la source z , la vitesse d'entraînement u_e est proportionnelle à la vitesse verticale du panache w : $u_e(z) \propto w(z)$.

Ainsi, nous obtenons finalement un système de trois équations de conservation de flux (masse, quantité de mouvement et déficit de masse volumique) comportant trois inconnues (ρ , w et r^*) :

$$\frac{d}{dz} \int_0^\infty \rho w r dr = \rho_\infty r^* u_e, \quad (2.11a)$$

$$\frac{d}{dz} \int_0^\infty \rho w^2 r dr = \int_0^\infty g (\rho_\infty - \rho) r dr, \quad (2.11b)$$

$$\frac{d}{dz} \int_0^\infty (\rho_\infty - \rho) w r dr = 0. \quad (2.11c)$$

La modélisation intégrale nous ayant fait perdre le détail des profils de vitesse, $w(r)$, et de masse volumique, $\rho(r)$, la poursuite du développement théorique nécessite de faire une hypothèse sur la forme de ces profils.

2.1.3 Hypothèse sur les profils de vitesse et de masse volumique

L'expérience montre que les profils de vitesse verticale et d'écart de masse volumique sont de forme quasiment gaussienne au-delà d'une certaine altitude. Néanmoins, pour des raisons de simplicité, l'utilisation de profils uniformes, appelés "top-hat", est très fréquemment adoptée dans le cadre de développements théoriques. Une comparaison de ces deux types de profil est présentée schématiquement par la figure 2.2 pour la vitesse verticale w .

Profils gaussiens

L'hypothèse de profils gaussiens pour la vitesse verticale $w(r)$ et le déficit de masse volumique $(\rho_\infty - \rho)(r)$ s'écrit :

$$w_G(r, z) = w_{axe}(z) \exp\left(-\frac{r^2}{b_G^2}\right),$$

$$(\rho_\infty - \rho_G)(r, z) = (\rho_\infty - \rho_{axe})(z) \exp\left(-\frac{r^2}{\lambda_G^2 b_G^2}\right),$$

où les indices "G" et "axe" désignent respectivement les variables gaussiennes et les valeurs de ces variables dans l'axe du panache.

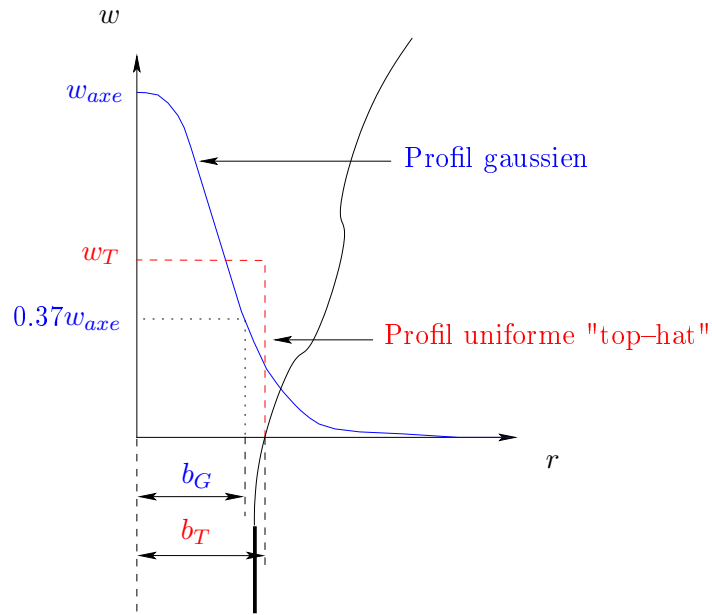


FIG. 2.2 – Représentation schématique des profils gaussien et uniforme "top-hat" pour la vitesse verticale dans le panache à une altitude donnée.

L'utilisation de profils gaussiens ne permet pas de caractériser de façon immédiate le rayon du panache à une altitude donnée $r^*(z)$. Celui-ci est donc défini en fonction de la quantité b_G . En posant, par exemple, $r^* = b_G$, la frontière du panache est caractérisée par une diminution de la vitesse verticale de 37% par rapport à la vitesse sur l'axe (voir la figure 2.2). Le même raisonnement peut s'appliquer au profil de déficit de masse volumique dont le "rayon" est généralement différencié de celui du profil de vitesse par l'introduction d'un coefficient λ_G .

Profils uniformes "top-hat"

Les profils uniformes top-hat sont définis en supposant que les rayons des profils de vitesse b_T (voir la figure 2.2) et de déficit de masse volumique $\lambda_T b_T$ sont identifiés. L'hypothèse de profils top-hat pour la vitesse verticale $w(r)$ et le déficit de masse volumique $(\rho_\infty - \rho)(r)$ s'écrit simplement :

$$w_T(r,z) = \begin{cases} w_T(z), & r \leq b_T, \\ 0, & r > b_T, \end{cases}$$

$$(\rho_\infty - \rho_T)(r,z) = \begin{cases} (\rho_\infty - \rho_T)(z), & r \leq \lambda_T b_T, \\ 0, & r > \lambda_T b_T, \end{cases}$$

où l'indice "T" désigne les variables top-hat. Bien que ces variables ne représentent pas correctement la physique d'un panache, elles offrent l'avantage d'être plus simples à manipuler. Par conséquent, elles sont souvent adoptées dans le cadre de développements théoriques.

Relations entre variables gaussiennes et top-hat

L'écriture des flux de masse, de quantité de mouvement et de déficit de masse volumique (membres de gauche des équations (2.11)) en termes de variables gaussiennes et top-hat conduit aux relations suivantes :

$$\begin{aligned} \int_0^\infty \rho w r dr &= \frac{1}{2} \rho_T w_T b_T^2 = \frac{1}{2} (\rho_0 + \lambda_G^2 \rho_{axe}) (1 + \lambda_G^2)^{-1} w_{axe} b_G^2, \\ \int_0^\infty \rho w^2 r dr &= \frac{1}{2} \rho_T w_T^2 b_T^2 = \frac{1}{4} (\rho_0 + 2\lambda_G^2 \rho_{axe}) (1 + 2\lambda_G^2)^{-1} w_{axe}^2 b_G^2, \\ \int_0^\infty (\rho_0 - \rho) w r dr &= \frac{1}{2} (\rho_0 - \rho_T) w_T b_T^2 = \frac{1}{2} \lambda_G^2 (\rho_0 - \rho_{axe}) (1 + \lambda_G^2)^{-1} w_{axe} b_G^2. \end{aligned}$$

Une relation supplémentaire est obtenue en écrivant le membre de droite de l'équation (2.11b) en termes de variables gaussiennes et top-hat :

$$\int_0^\infty g (\rho_0 - \rho) r dr = \frac{1}{2} g (\rho_0 - \rho_T) \lambda_T^2 b_T^2 = \frac{1}{2} g (\rho_0 - \rho_{axe}) \lambda_G^2 b_G^2.$$

Nous déduisons alors de ces quatre équations les relations entre variables top-hat et gaussiennes suivantes :

$$b_T = \frac{\sqrt{1 + \lambda_G^2}}{\lambda_T} b_G, \quad (2.12a)$$

$$w_T = \frac{\lambda_T^2}{1 + \lambda_G^2} w_{axe}, \quad (2.12b)$$

$$\rho_0 - \rho_T = \frac{\lambda_G^2}{1 + \lambda_G^2} (\rho_0 - \rho_{axe}), \quad (2.12c)$$

avec :

$$\lambda_T = \frac{1}{\sqrt{2}} \left[\frac{\rho_0 + 2\lambda_G^2 \rho_{axe}}{1 + 2\lambda_G^2} \frac{1 + \lambda_G^2}{\rho_0 + \lambda_G^2 \rho_{axe}} \right]^{1/2} (1 + \lambda_G^2)^{1/2}. \quad (2.13)$$

Les relations entre variables gaussiennes et top-hat établies par Fannelöp [23] dans le cas de faibles variations de masse volumique peuvent être retrouvées à partir des résultats précédents. En effet, avec les approximations $\rho_{axe} \approx \rho_\infty$ et $\rho_T \approx \rho_\infty$, nous obtenons :

$$b_T = \sqrt{2} b_G, \quad w_T = \frac{1}{2} w_{axe}, \quad \text{et} \quad \lambda_G = \sqrt{2\lambda_T^2 - 1}.$$

Dans la suite du développement théorique, nous proposons de décrire le comportement du panache en terme de variables top-hat uniquement. Leur simplicité d'écriture et la possibilité de revenir ultérieurement aux variables gaussiennes en utilisant les relations établies précédemment justifient ce choix. De plus, les largeurs des profils de vitesse et de déficit de masse volumique seront supposées être identiques. Nous posons donc : $\lambda_T = 1$.

Avec ces hypothèses, les équations de conservation des flux de masse, de quantité de mouvement et de déficit de masse volumique (2.11) s'écrivent :

$$\frac{d}{dz} (\rho w b^2) = 2\rho_\infty u_e b, \quad (2.15a)$$

$$\frac{d}{dz} (\rho w^2 b^2) = g (\rho_\infty - \rho) b^2, \quad (2.15b)$$

$$\frac{d}{dz} [(\rho_\infty - \rho) w b^2] = 0. \quad (2.15c)$$

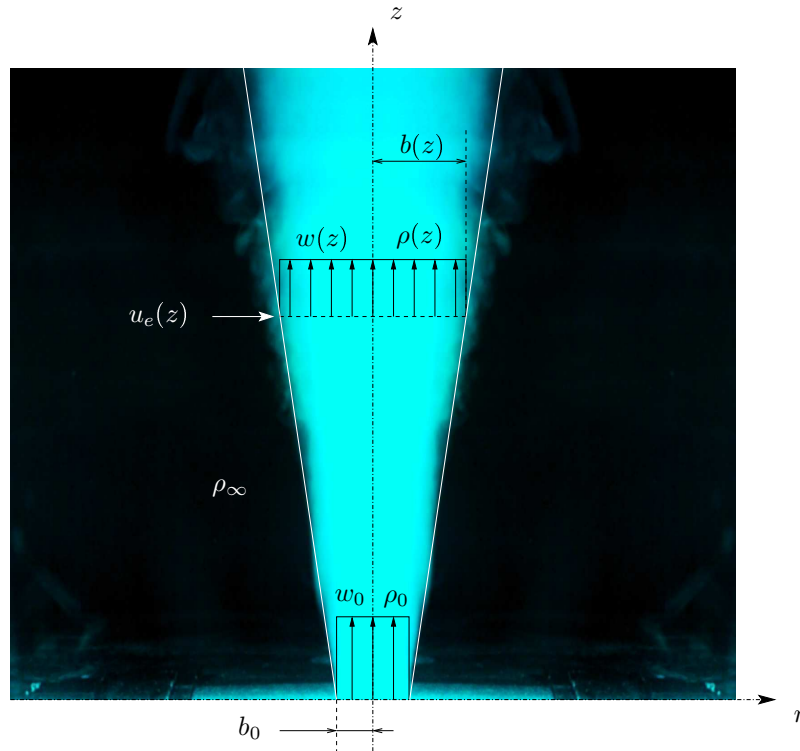


FIG. 2.3 – Photographie moyennée (4 s) du rejet d'un mélange d'air et d'hélium en champ libre dans de l'air au repos où sont représentées les variables top-hat du panache (Nombre de Reynolds : 2 500).

Le problème ainsi considéré est illustré par la figure 2.3. L'objectif du développement théorique présenté dans ce chapitre est de déterminer les lois de variation du rayon du panache b , de la vitesse verticale w et de la masse volumique ρ en fonction de l'altitude z et des conditions de source. La vitesse verticale et la masse volumique initiales sont respectivement notées w_0 et ρ_0 . Le rayon de la source du rejet est noté b_0 et son diamètre D ($D = 2b_0$). Cette recherche de solutions sera présentée au §2.2.

Le paragraphe suivant présente l'hypothèses d'entraînement précédemment mentionnée. Nous verrons que cette hypothèse de fermeture simple est étroitement liée à la recherche de solutions affines en champ lointain où le panache devient pleinement développé.

2.1.4 Hypothèse d'entraînement et affinité des panaches

La figure 2.4 présente une photographie instantanée du rejet d'un mélange d'air et d'hélium dans de l'air au repos. Pour ce type d'écoulement, on peut généralement distinguer trois régions caractéristiques [23] : la région de cône potentiel, située au voisinage de la source, une zone de transition et la région affine, aussi appelée zone de panache pleinement développé ou de régime établi.

Nous pouvons noter sur la figure 2.4 l'existence de structures toroïdales au voisinage de la source de rejet du mélange air-hélium qui n'apparaissent pas en moyenne (figure 2.3). Comme nous le verrons plus en détail au chapitre 3, ces structures naissent périodiquement dans la zone de cône potentiel puis s'effondrent, en s'élevant, en structures d'échelles plus petites qui participent au mécanisme d'entraînement turbulent.

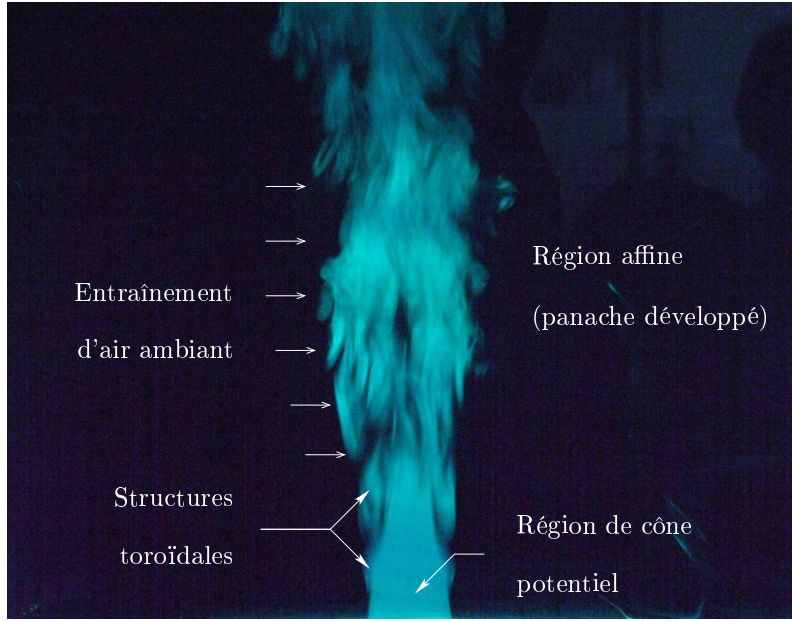


FIG. 2.4 – Photographie instantanée ($1/4$ s) du rejet d'un mélange d'air et d'hélium en champ libre dans de l'air au repos sur laquelle sont identifiées les régions caractéristiques du panache (Nombre de Reynolds : 2500).

L'étude des phénomènes complexes d'entraînement et de mélange des panaches turbulents a débuté vers la fin des années 50 avec les travaux de Morton *et al.* [19]. Les auteurs proposent de modéliser très simplement le processus d'entraînement en supposant que la vitesse d'entraînement est proportionnelle à la vitesse verticale dans le panache. Cette approximation, appelée "hypothèse d'entraînement", s'écrit :

$$u_e = \alpha w. \quad (2.16)$$

Le coefficient d'entraînement, noté α , est constant pour les panaches turbulents, évalué expérimentalement de l'ordre de 0.1 dans l'hypothèse de profils top-hat [24]. L'hypothèse d'entraînement est valable pour les panaches à faibles différences de masse volumique. Dans le cas général, Delichatsios [20] puis Rooney & Linden [21] proposent une "hypothèse d'entraînement modifiée" qui consiste à supposer que la vitesse d'entraînement dépend aussi de la masse volumique du panache. Elle s'écrit :

$$u_e = \alpha \left(\frac{\rho}{\rho_\infty} \right)^{1/2} w. \quad (2.17)$$

Cette hypothèse s'appuie sur les résultats expérimentaux de Ricou & Spalding [25] qui se sont intéressés à l'injection d'air, de gaz lourds (propane et dioxyde de carbone) et léger (hydrogène) dans de l'air ambiant. En effet, les résultats obtenus par ces auteurs indiquent que le taux d'entraînement d'air est proportionnel à la racine carrée du rapport entre la masse volumique locale du fluide injecté et celle du fluide ambiant ρ/ρ_∞ .

Il doit être noté que les hypothèses d'entraînement présentées ici sont étroitement liées à la recherche de solutions affines. Tout comme les jets (écoulements sans écarts de masse volumique), les panaches présentent une région affine. Dans cette région, les profils de vitesse et de déficit de masse volumique ne dépendent plus de la forme géométrique de la

source et restent donc identiques à eux-mêmes par changement d'échelle du problème (les profils sont dits auto-similaires). Nous verrons, au §2.2.1, qu'il est possible de déduire des équations régissant l'écoulement des lois simples permettant d'approcher le comportement du panache turbulent dans la région affine. Classiquement, la recherche de ces lois, appelées lois de similitude ou solutions affines, repose sur :

◊ La décomposition en produits de fonctions à variable unique des diverses grandeurs caractéristiques du problème. Cette décomposition a implicitement été obtenue en adoptant la modélisation intégrale associée à l'hypothèse de profils de type top-hat.

◊ L'existence d'une origine virtuelle. Comme nous le verrons au §2.2.1, les solutions affines décrivent un panache issu d'un point source virtuel qui devient "équivalent" au panache réel à partir d'une certaine distance au-dessus de la source (dans la région affine).

Morton *et al.* [19] ont démontré qu'une solution affine peut être construite pour un panache avec faibles différences de masse volumique à condition d'adopter l'hypothèse d'entraînement (2.16). De la même façon, Delichatsios [20] et Rooney & Linden [21] ont mis en évidence que, dans le cas général, la construction d'une solution affine nécessite d'adopter l'hypothèse d'entraînement modifiée (2.17).

2.2 Solutions du panache massique turbulent

En adoptant les hypothèses d'entraînement (2.16) et (2.17), les équations de conservation (2.15) peuvent être réécrites sous la forme suivante :

$$\frac{d}{dz} \left[\left(\frac{\rho}{\rho_\infty} \right)^j w b^2 \right] = 2\alpha \left(\frac{\rho}{\rho_\infty} \right)^{j/2} w b, \quad (2.18a)$$

$$\frac{d}{dz} \left[\left(\frac{\rho}{\rho_\infty} \right)^j w^2 b^2 \right] = \frac{\rho_\infty - \rho}{\rho_\infty} g b^2, \quad (2.18b)$$

$$\frac{d}{dz} [(\rho_\infty - \rho) w b^2] = 0. \quad (2.18c)$$

Avec l'introduction de l'exposant " j ", ce système d'équation permet de traiter le cas des écoulements à faibles différences de masse volumique pour lesquels l'approximation de Boussinesq est fréquemment utilisée. Celle-ci consiste à supposer que les variations de masse volumique sont négligeables ($\rho \approx \rho_\infty$) mais que la différence de masse volumique dans le terme de flottabilité n'est pas nulle ($\rho_\infty - \rho \neq 0$).

Dans le cadre de cette approximation, les équations du "panache Boussinesq" établies par Morton *et al.* [19] sont obtenues en posant $j = 0$. Dans ce cas, l'hypothèse d'entraînement est formulée par la relation (2.16). Le milieu ambiant étant supposé être non stratifié (masse volumique uniforme ρ_∞), la conservation du flux de déficit de masse volumique avec l'altitude (2.18c), est équivalente, pour un panache Boussinesq, à celle du flux de flottabilité B qui est défini par :

$$B = \pi g \frac{\rho_\infty - \rho}{\rho} w b^2. \quad (2.19)$$

Dans le cas général, que l'on néglige ou non les variations de masse volumique, les équations du "panache non-Boussinesq" établies par Rooney & Linden [21] notamment sont obtenues en posant $j = 1$. L'hypothèse d'entraînement dans le cas général correspond à

la relation (2.17). Comme l'indiquent Rooney & Linden, pour un panache non-Boussinesq, B ne se conserve pas avec l'altitude. Par contre, le flux de déficit de masse volumique, qui peut être écrit en unité de flottabilité ($m^4 s^{-3}$) :

$$F = \pi g \frac{\rho_\infty - \rho}{\rho_\infty} w b^2 = \frac{\rho}{\rho_\infty} B, \quad (2.20)$$

est conservé avec l'altitude. Notons que $F = B$ pour un panache Boussinesq.

Une étude de l'effet de l'approximation de Boussinesq sur l'évolution des caractéristiques du panache sera présentée ultérieurement, au §2.3.3.

À ce stade du développement théorique, nous proposons le changement de variables suivant :

$$b, \rho \rightarrow \beta = \left(\frac{\rho}{\rho_\infty} \right)^{j/2} b, \quad \eta = \frac{\rho_\infty - \rho}{\rho_\infty} \left(\frac{\rho_\infty}{\rho} \right)^j. \quad (2.21)$$

Le nouveau jeu de variables considéré se compose du "rayon modifié" (par la masse volumique locale) β , de la vitesse verticale w et du déficit de masse volumique adimensionnel η . Dans le cadre de l'approximation de Boussinesq ($j = 0$), β correspond au rayon du panache b . Avec ce nouveau jeu de variables, les équations (2.18) peuvent être formulées de façon unique pour les panaches Boussinesq et non-Boussinesq :

$$\frac{d}{dz}(w\beta^2) = 2\alpha\beta w, \quad (2.22a)$$

$$\frac{d}{dz}(w^2\beta^2) = \eta g\beta^2, \quad (2.22b)$$

$$\frac{d}{dz}(\eta w\beta^2) = 0, \quad (2.22c)$$

et le flux de déficit de masse volumique exprimé en unité de flottabilité F s'écrit :

$$F = \pi g \eta w \beta^2 = \pi g \eta_0 w_0 \beta_0^2. \quad (2.23)$$

Ici, β_0 et η_0 représentent respectivement le rayon modifié et le déficit de masse volumique adimensionnel définis à la source (en fonction de b_0 et ρ_0).

Par abus de langage et par commodité, nous appellerons à partir de maintenant la quantité F "flux de flottabilité" (en gardant à l'esprit que le flux de flottabilité réel est B).

2.2.1 Solutions affines et origine virtuelle

Solutions affines

Une approche souvent adoptée est de rechercher, à partir des équations du mouvement, les lois auxquelles doivent obéir les différentes variables de façon à obtenir l'affinité du panache turbulent. La recherche des solutions affines concerne essentiellement la zone de panache pleinement développé où les profils de vitesse et de déficit de masse volumique sont auto-similaires [19, 20, 21].

Classiquement, on suppose que β et w ne dépendent plus des conditions de source (β_0 , w_0 , η_0) et ne sont donc fonctions que de l'altitude z et du flux de flottabilité F (conservé avec l'altitude). On peut alors construire, par analyse dimensionnelle, des solutions affines pour le rayon modifié β et la vitesse verticale w :

$$\begin{aligned} \beta &= C_\beta z, \\ w &= C_w F^{1/3} z^{-1/3}, \end{aligned}$$

où C_β et C_w sont des constantes sans dimensions. En injectant les relations précédentes dans les équations (2.22a) et (2.22b), et en remarquant que $\eta g \beta^2 = F/\pi w$, nous obtenons les expressions de ces constantes :

$$C_\beta = \frac{6\alpha}{5},$$

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

Une solution affine pour η peut être déduite des solutions affines pour β et w en utilisant la définition de F (2.23). La solution affine complète finalement obtenue s'écrit :

$$\beta(z) = \frac{6\alpha}{5}z, \quad (2.24a)$$

$$w(z) = \left(\frac{3}{4}\right)^{1/3} \left(\frac{6\alpha}{5}\right)^{-2/3} \left(\frac{F}{\pi}\right)^{1/3} z^{-1/3}, \quad (2.24b)$$

$$\eta(z) = \frac{1}{g} \left(\frac{3}{4}\right)^{-1/3} \left(\frac{6\alpha}{5}\right)^{-4/3} \left(\frac{F}{\pi}\right)^{2/3} z^{-5/3}. \quad (2.24c)$$

L'avantage majeur d'une telle approche est qu'elle permet de dégager simplement les lois de comportement de l'écoulement dans la région affine. Le panache pleinement développé est caractérisé par un taux d'épanouissement constant ($\beta \propto z$) ainsi que des décroissances de vitesse en $z^{-1/3}$ et de déficit de masse volumique adimensionnel en $z^{-5/3}$.

Cependant, puisqu'elle ne tient pas compte des conditions de source, la solution affine doit être interprétée comme une solution approchée. Cette solution décrit un panache virtuel qui, comme l'indique schématiquement la figure 2.5, est issu d'une source ponctuelle positionnée en $z = 0$ où seul le flux de flottabilité F (conservé avec l'altitude) est défini ($b \rightarrow 0$, $w \rightarrow \infty$ et $\beta \rightarrow \infty$ lorsque $z \rightarrow 0$).

Correction d'origine virtuelle

Dans le cadre de l'approximation de Boussinesq, Morton [26] puis Morton & Middleton [27] ont établi les bases d'une technique théorique qui permet d'approcher le comportement d'un panache issu d'une source de dimension finie par celui d'un panache issu d'une source ponctuelle de flottabilité F . Cette technique, appelée "correction d'origine virtuelle", consiste à décaler le point source d'une certaine quantité z_v comme indiqué sur la figure 2.5. Les auteurs démontrent que l'amplitude de ce décalage dépend des caractéristiques de la source. Un tel décalage permet donc de construire une solution affine corrigée qui, contrairement à la solution affine initiale, tient compte des conditions de source :

$$\beta(z) = \frac{6\alpha}{5}(z - z_v), \quad (2.25a)$$

$$w(z) = \left(\frac{3}{4}\right)^{1/3} \left(\frac{6\alpha}{5}\right)^{-2/3} \left(\frac{F}{\pi}\right)^{1/3} (z - z_v)^{-1/3}, \quad (2.25b)$$

$$\eta(z) = \frac{1}{g} \left(\frac{3}{4}\right)^{-1/3} \left(\frac{6\alpha}{5}\right)^{-4/3} \left(\frac{F}{\pi}\right)^{2/3} (z - z_v)^{-5/3}. \quad (2.25c)$$

Notons qu'une méthode de correction d'origine virtuelle simple, basée sur les résultats du modèle théorique sera développée ultérieurement, au §2.3.5.

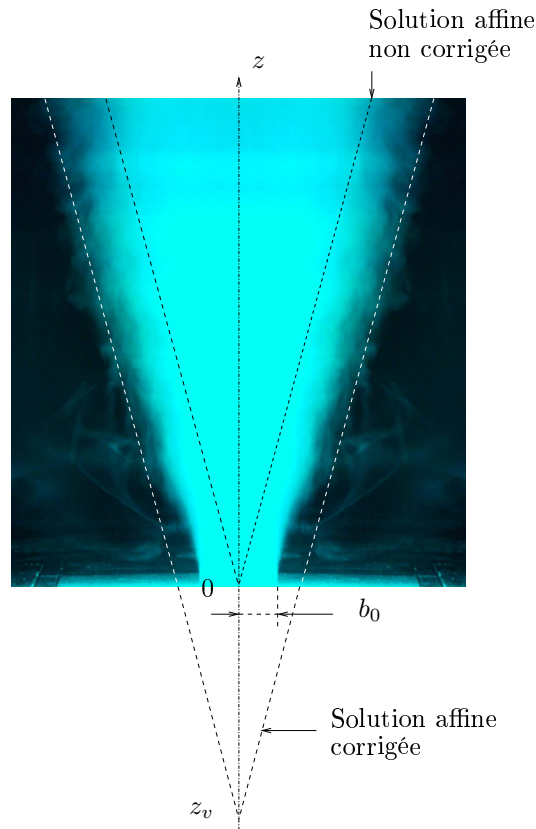


FIG. 2.5 – Représentation schématique de l'enveloppe du panache décrite par les solutions affines avec et sans correction d'origine virtuelle dans le cadre de l'approximation de Boussinesq ($b \propto z$).

Comme l'indique la figure 2.5, le comportement d'un panache n'est correctement décrit par la solution affine corrigée qu'à partir d'une certaine distance au-dessus de la source (dans la région affine) et doit donc être interprétée comme une solution asymptotique. De nombreuses études expérimentales et numériques indiquent que cette distance dépend des conditions de source. Elle est généralement exprimée en fonction d'une échelle de longueur notée L_M et appelée "longueur de Morton" [28]. Initialement introduite par Morton [26], cette échelle de longueur peut être exprimée en fonction de nos variables :

$$L_M = 2^{-3/2} \alpha^{-1/2} \frac{w_0}{(\eta_0 g \beta_0)^{1/2}} \beta_0. \quad (2.26)$$

Les travaux pionniers de correction d'origine virtuelle proposés par Morton à la fin des années 50 ont récemment été repris par Hunt & Kaye [29]. Dans le cadre de l'approximation de Boussinesq, les auteurs ont établi des expressions analytiques approchées permettant de déduire l'emplacement de l'origine virtuelle des caractéristiques de la source. Ils proposent aussi une comparaison de ces prédictions théoriques avec des résultats expérimentaux obtenus sur une maquette hydraulique (rejet d'eau salée dans de l'eau douce). Les développements théoriques proposés par Hunt & Kaye ont été étendus au cas des panaches non-Boussinesq par Carlotti & Hunt [30].

D'une façon générale, les auteurs montrent que la correction d'origine virtuelle est fonction d'un paramètre défini à partir des caractéristiques de la source, appelé "paramètre de source". Celui-ci, noté Γ_0 , est généralement défini comme une combinaison des flux de

masse, de flottabilité et de quantité de mouvement à la source, permettant de quantifier l'importance relative des effets d'inertie et de flottabilité [26, 29, 30].

Dans le paragraphe suivant, nous proposons d'introduire ce paramètre, non pas à partir des conditions de source, mais à partir des caractéristiques de l'écoulement en champ lointain (dans la région affine).

2.2.2 Fonction panache Γ et paramètre de source Γ_0

Fonction panache, Γ

Soit le nombre adimensionnel \mathcal{R} , construit comme un nombre de Richardson¹ ou l'inverse du carré d'un nombre de Froude réduit :

$$\mathcal{R} = \frac{\eta g 2\beta}{w^2}. \quad (2.27)$$

Au-delà d'une certaine distance au-dessus de la source (dans la région affine), ce paramètre local devient constant. En effet, en injectant les solutions affines obtenues pour β , w et η (2.25) dans la définition de \mathcal{R} (2.27), nous obtenons : $\mathcal{R} = 16\alpha/5 = 0.32$ (pour $\alpha=0.1$).

Ce résultat théorique peut être comparé aux résultats expérimentaux obtenus par Fischer *et al.* [31] et Papanicolaou & List [32] pour des rejets à faibles écart de masse volumique d'eau salée dans de l'eau douce sur maquettes hydrauliques. Les auteurs ont notamment mis en évidence que le nombre de Richardson (*i.e.* \mathcal{R} dans le cadre de l'approximation de Boussinesq) tend vers une constante unique avec l'altitude, indépendante des caractéristiques de la source. Fischer *et al.* et Papanicolaou & List obtiennent respectivement $\mathcal{R} = 0.25$ et $\mathcal{R} = 0.41$ comme valeurs de constante au loin. Ces deux valeurs encadrent la valeur 0.32 obtenue théoriquement.

Nous proposons de définir la "fonction panache", notée $\Gamma(z)$, comme le rapport entre l'expression locale du nombre adimensionnel $\mathcal{R}(z)$ et la valeur asymptotique de celui-ci ($16\alpha/5$). Par construction, cette fonction a donc la propriété de tendre vers l'unité avec l'altitude quelles que soient les caractéristiques de la source. La fonction panache s'exprime :

$$\Gamma(z) = \frac{5}{16\alpha} \mathcal{R}(z) = \frac{5g \eta \beta}{8\alpha w^2}, \quad (2.28)$$

et, comme le nombre de Richardson, traduit l'importance relative des effets d'inertie et de flottabilité dans l'écoulement. Cette fonction est aussi appelée "paramètre d'équilibre des flux" (*flux balance parameter* en anglais) par Hunt & Kaye [22] qui la définissent classiquement comme une combinaison des flux de flottabilité, de quantité de mouvement et de masse à une cote z donnée.

Paramètre de source, Γ_0

Défini à la source, $\Gamma(z=0) = \Gamma_0$ correspond au paramètre de source introduit par Morton [26] dans le cadre de l'approximation de Boussinesq et par Carlotti & Hunt [30] dans le cas général. Morton & Middleton [27] proposent de classer les panaches selon la

1. Dans le cadre de l'approximation de Boussinesq, \mathcal{R} est construit comme un nombre de Richardson classique (avec ρ_0 au dénominateur), tandis que, dans le cas général, il est construit avec la moyenne géométrique $\sqrt{\rho_0 \rho}$ au dénominateur.

valeur du paramètre de source Γ_0 comme suit :

◊ $\Gamma_0 = 1$ – Dans ce cas particulier, le panache est appelé "panache simple" (*simple plume*) ou, de façon équivalente, "panache pur" (*pure plume*) [29]. Les effets de flottabilité et d'inertie sur l'écoulement à la source sont équilibrés.

◊ $0 < \Gamma_0 < 1$ – Le panache est qualifié de "panache forcé" (*forced plume*). Au voisinage de la source, l'écoulement est dominé par sa quantité de mouvement.

◊ $\Gamma_0 > 1$ – À l'inverse, le panache est qualifié de "panache paresseux" (*lazy plume*). Dans ce cas, l'écoulement est dominé par sa flottabilité au voisinage de la source.

Notons qu'un quatrième régime d'écoulement peut être identifié : le cas particulier $\Gamma_0 = 0$ correspond à un écoulement sans différence de masse volumique ($\eta_0 = 0$), c'est-à-dire au jet pur (nombre de Richardson nul).

2.2.3 Solutions analytiques (tabulées)

La solution affine avec correction d'origine virtuelle établie au §2.2.1 est inadaptée à l'étude du champ proche d'un panache se développant au-dessus d'une source de rejet de fluide léger. En particulier, comme l'indiquent Fannelöp & Webber [33], cette solution approchée ne permet pas de décrire l'apparition, sous certaines conditions, de phénomènes singuliers tels qu'un rayon minimum du panache (col) et une vitesse verticale maximale (pic de vitesse). Nous proposons donc, dans ce paragraphe, de rechercher les solutions analytiques exactes du problème considéré.

À partir des équations de conservation (2.22), nous établissons, dans un premier temps, les expressions des dérivées premières, par rapport à l'altitude z au-dessus de la source, des différentes variables du panache. En utilisant la définition de la fonction panache (2.28), nous obtenons les expressions suivantes :

$$\frac{d\beta}{dz} = \frac{4\alpha}{5} \left(\frac{5}{2} - \Gamma \right), \quad (2.29a)$$

$$\frac{dw}{dz} = -\frac{8\alpha}{5} \frac{w}{\beta} \left(\frac{5}{4} - \Gamma \right), \quad (2.29b)$$

$$\frac{d\eta}{dz} = -\frac{16\alpha^2}{5g} \left(\frac{w}{\beta} \right)^2 \Gamma. \quad (2.29c)$$

À partir de ces expressions, nous retrouvons deux résultats connus dans le cadre de l'approximation de Boussinesq : le panache présente un col ($db/dz = d\beta/dz = 0$) pour $\Gamma = 5/2$ [27] et un pic de vitesse vertical ($dw/dz = 0$) pour $\Gamma = 5/4$ [22]. Dans le cas général (non-Boussinesq), ce dernier résultat demeure valable. Par contre, la valeur $\Gamma = 5/2$ correspond à un minimum du rayon modifié du panache qui, physiquement, ne traduit pas l'apparition d'un col. Néanmoins, nous verrons au §2.3.4 que la valeur de la fonction panache associée à la formation du col peut être déterminée.

Dans un second temps, nous établissons l'expression de la dérivée première, par rapport à l'altitude z , de la fonction panache en combinant les relations précédemment obtenues et la définition de la fonction panache (2.28) :

$$\frac{d\Gamma}{dz} = 4\alpha \frac{\Gamma}{\beta} (1 - \Gamma). \quad (2.30)$$

Cette relation met en évidence que pour les cas particuliers du jet pur ($\Gamma_0 = 0$) et du panache pur ($\Gamma_0 = 1$), la fonction panache est conservée avec l'altitude au-dessus de la source ($d\Gamma/dz = 0$). Par conséquent, on a $\Gamma(z) = 0$ pour un jet pur et $\Gamma(z) = 1$ pour un panache pur quelle que soit l'altitude z . Le premier résultat est évident puisque le jet pur est un écoulement sans différence de masse volumique (nombre de Richardson nul). Le second traduit, lui, le fait que le nombre de Richardson d'un panache pur est conservée avec l'altitude [34] (égal à $16\alpha/5$ pour un panache Boussinesq). Dans ce cas les effets de flottabilité et d'inertie sont en équilibre quelle que soit l'altitude au-dessus de la source.

Nous pouvons aussi déduire de la relation (2.30) que, dans le cas d'un panache forcé ($0 < \Gamma_0 < 1$), la fonction panache croît de façon monotone avec l'altitude au-dessus de la source et tend asymptotiquement vers 1. À l'inverse, pour un panache paresseux ($\Gamma_0 > 1$), celle-ci décroît de façon monotone mais tend aussi asymptotiquement vers 1.

Avec la condition supplémentaire $\Gamma = \Gamma_0 = 1$, les équations (2.29) peuvent être directement intégrées. Nous obtenons alors les solutions du panache pur :

$$\frac{\beta(z)}{\beta_0} = \frac{6\alpha}{5\beta_0} \left(z + \frac{5\beta_0}{6\alpha} \right), \quad (2.31a)$$

$$\frac{w(z)}{w_0} = \left(\frac{6\alpha}{5\beta_0} \right)^{-1/3} \left(z + \frac{5\beta_0}{6\alpha} \right)^{-1/3}, \quad (2.31b)$$

$$\frac{\eta(z)}{\eta_0} = \left(\frac{6\alpha}{5\beta_0} \right)^{-5/3} \left(z + \frac{5\beta_0}{6\alpha} \right)^{-5/3}. \quad (2.31c)$$

Il est intéressant de noter que, dans le cas particulier du panache pur, les solutions exactes correspondent aux solutions affines (2.25) avec une correction d'origine virtuelle purement géométrique : $z_v = -5\beta_0/6\alpha$.

Relation entre β et Γ dans le cas général ($\Gamma_0 \neq 1$)

En combinant les équations (2.29a) et (2.30), nous établissons l'expression de la dérivée première par rapport à la fonction panache du rayon modifié pour les panaches forcé et paresseux :

$$\frac{d\beta}{d\Gamma} = \frac{\beta}{5} \frac{5/2 - \Gamma}{\Gamma(1 - \Gamma)} \Rightarrow \frac{d\beta}{\beta} = \frac{1}{2} \frac{d\Gamma}{\Gamma} + \frac{3}{10} \frac{d\Gamma}{1 - \Gamma}.$$

Après intégration, avec les conditions de source $\Gamma(z = 0) = \Gamma_0$ et $\beta(z = 0) = \beta_0$, nous obtenons la relation suivante entre le rayon modifié et la fonction panache :

$$\frac{\beta}{\beta_0} = \left(\frac{\Gamma}{\Gamma_0} \right)^{1/2} \left(\frac{1 - \Gamma_0}{1 - \Gamma} \right)^{3/10}. \quad (2.32)$$

Relation entre w et Γ dans le cas général ($\Gamma_0 \neq 1$)

De la même façon, nous établissons l'expression de la dérivée première par rapport à la fonction panache de la vitesse verticale en combinant les équations (2.29b) et (2.30) et en utilisant la relation (2.32) :

$$\frac{dw}{d\Gamma} = -\frac{2w}{5} \frac{5/4 - \Gamma}{\Gamma(1 - \Gamma)} \Rightarrow \frac{dw}{w} = -\frac{1}{2} \frac{d\Gamma}{\Gamma} - \frac{1}{10} \frac{d\Gamma}{1 - \Gamma}.$$

Après intégration, avec les conditions de source $\Gamma(z = 0) = \Gamma_0$ et $w(z = 0) = w_0$, nous obtenons la relation suivante entre la vitesse verticale et la fonction panache :

$$\frac{w}{w_0} = \left(\frac{\Gamma_0}{\Gamma} \right)^{1/2} \left(\frac{1 - \Gamma}{1 - \Gamma_0} \right)^{1/10}. \quad (2.33)$$

Relation entre η et Γ dans le cas général ($\Gamma_0 \neq 1$)

Finalement, nous déduisons de la définition de Γ (2.28) et des solutions obtenues pour β (2.32) et w (2.33), la relation suivante entre le déficit de masse volumique adimensionnel et la fonction panache :

$$\frac{\eta}{\eta_0} = \left(\frac{\Gamma_0}{\Gamma} \right)^{1/2} \left(\frac{1 - \Gamma}{1 - \Gamma_0} \right)^{1/2}. \quad (2.34)$$

Relation entre Γ et z

Nous avons montré dans les paragraphes précédents que toutes les variables du panache, β , w et η , pouvaient être exprimées en fonction d'un paramètre unique : la fonction panache Γ . La fermeture du modèle développé dans ce chapitre nécessite donc de déterminer la loi de comportement de cette fonction Γ avec l'altitude z au-dessus de la source.

En substituant dans l'expression de la dérivée première de la fonction panache (2.30) β par sa solution (2.32), nous obtenons les relations suivantes :

$$\frac{d\Gamma}{dz} = \frac{1}{\Lambda} \begin{cases} \Gamma^{1/2} (1 - \Gamma)^{13/10} & \text{pour } \Gamma_0 < 1, \\ -\Gamma^{1/2} (\Gamma - 1)^{13/10} & \text{pour } \Gamma_0 > 1, \end{cases}$$

où Λ est une échelle de longueur définie à partir des conditions de source :

$$\Lambda = \frac{\beta_0}{4\alpha} \frac{|1 - \Gamma_0|^{3/10}}{\Gamma_0^{1/2}}. \quad (2.35)$$

Notons que cette échelle de longueur Λ peut être exprimée en fonction des caractéristiques du panache à n'importe quelle altitude z au-dessus de la source. En effet, en utilisant la relation obtenue entre β et Γ (2.32), nous obtenons :

$$\Lambda = \frac{\beta(z)}{4\alpha} \frac{|1 - \Gamma(z)|^{3/10}}{\Gamma(z)^{1/2}}.$$

Après intégration, avec la condition de source $\Gamma(z = 0) = \Gamma_0$, l'altitude z peut être exprimée en fonction de Γ pour les panaches forcé et paresseux :

$$\frac{z}{\Lambda} = \begin{cases} \int_{\Gamma_0}^{\Gamma} \gamma^{-1/2} (1 - \gamma)^{-13/10} d\gamma & \text{pour } \Gamma_0 < 1, \\ - \int_{\Gamma_0}^{\Gamma} \gamma^{-1/2} (\gamma - 1)^{-13/10} d\gamma & \text{pour } \Gamma_0 > 1. \end{cases} \quad (2.36)$$

Puis, en introduisant les fonctions intégrales \mathcal{F} et \mathcal{L} définies par :

$$\mathcal{F}(X) = \int_0^X \gamma^{-1/2}(1-\gamma)^{-13/10} d\gamma, \quad \mathcal{L}(X) = \int_X^\infty \gamma^{-1/2}(\gamma-1)^{-13/10} d\gamma, \quad (2.37a,b)$$

les expressions (2.36) deviennent :

$$\frac{z}{\Lambda} = \begin{cases} \mathcal{F}(\Gamma) - \mathcal{F}(\Gamma_0) & \text{pour } \Gamma_0 < 1, \\ \mathcal{L}(\Gamma) - \mathcal{L}(\Gamma_0) & \text{pour } \Gamma_0 > 1. \end{cases} \quad (2.38)$$

Les fonctions intégrales \mathcal{F} et \mathcal{L} ne pouvant pas être calculées analytiquement, le développement théorique ne peut pas être poursuivi. Néanmoins, à défaut de relations explicites entre Γ et z , des valeurs tabulées des fonctions intégrales peuvent être utilisées pour des applications pratiques du modèle.

À titre d'exemple, les tableaux 2.1 et 2.2 proposent quelques valeurs de $\mathcal{F}(X)$ et $\mathcal{L}(X)$ calculées numériquement (Maple) pour certaines valeurs de X . Concrètement, pour des conditions de source données (Γ_0 connu), la valeur de z peut être déduite de celle de $\Gamma(z)$ par lecture dans les tables (et réciproquement par lecture inverse).

En complément, nous proposons aussi des expressions approchées de $\mathcal{F}(X)$ et $\mathcal{L}(X)$ pour des valeurs limites de X . Pour la fonction intégrale \mathcal{F} , ces expressions sont :

$$\mathcal{F}(X) \approx \begin{cases} 2X^{1/2} & \text{pour } X \rightarrow 0, \\ 10/3 [(1-X)^{-3/10} - 1] & \text{pour } X \rightarrow 1^-. \end{cases} \quad (2.39)$$

Ces expressions peuvent être utilisées pour un panache forcé proche du jet pur ($\Gamma_0 \approx 0$) et pour un panache forcé proche du panache pur ($\Gamma_0 \approx 1$), respectivement.

Pour la fonction intégrale \mathcal{L} , nous obtenons les expressions :

$$\mathcal{L}(X) \approx \begin{cases} 10/3 (X-1)^{-3/10} & \text{pour } X \rightarrow 1^+, \\ 5/4 X^{-4/5} & \text{pour } X \rightarrow \infty, \end{cases} \quad (2.40)$$

qui peuvent être utilisées pour un panache paresseux proche du panache pur ($\Gamma_0 \approx 1$) et pour un panache très paresseux ($\Gamma_0 \rightarrow \infty$), respectivement.

X	$\mathcal{F}(X)$	X	$\mathcal{F}(X)$	X	$\mathcal{F}(X)$	X	$\mathcal{F}(X)$	X	$\mathcal{F}(X)$	X	$\mathcal{F}(X)$
0	0	0.10	0.6619	0.26	1.1607	0.54	2.0430	0.78	3.3128	0.94	5.9802
0.001	0.0633	0.11	0.6976	0.27	1.1897	0.56	2.1192	0.79	3.3961	0.95	6.4285
0.002	0.0895	0.12	0.7321	0.28	1.2187	0.58	2.1986	0.80	3.4841	0.96	7.0086
0.003	0.1097	0.13	0.7658	0.29	1.2476	0.60	2.2816	0.81	3.5775	0.97	7.8119
0.004	0.1267	0.14	0.7987	0.30	1.2766	0.62	2.3687	0.82	3.6768	0.98	9.0618
0.006	0.1553	0.15	0.8309	0.32	1.3348	0.64	2.4605	0.83	3.7830	0.99	11.571
0.008	0.1795	0.16	0.8625	0.34	1.3934	0.66	2.5576	0.84	3.8969	0.991	11.999
0.01	0.2009	0.17	0.8936	0.36	1.4526	0.68	2.6609	0.85	4.0198	0.992	12.494
0.02	0.2853	0.18	0.9243	0.38	1.5126	0.70	2.7714	0.86	4.1530	0.993	13.076
0.03	0.3510	0.19	0.9546	0.40	1.5735	0.71	2.8296	0.87	4.2983	0.994	13.777
0.04	0.4071	0.20	0.9847	0.42	1.6355	0.72	2.8901	0.88	4.4580	0.995	14.649
0.05	0.4573	0.21	1.0144	0.44	1.6989	0.73	2.9530	0.89	4.6350	0.996	15.783
0.06	0.5032	0.22	1.0440	0.46	1.7637	0.74	3.0185	0.90	4.8332	0.997	17.360
0.07	0.5460	0.23	1.0733	0.48	1.8303	0.75	3.0870	0.91	5.0577	0.998	19.827
0.08	0.5864	0.24	1.1026	0.50	1.8989	0.76	3.1587	0.92	5.3158	0.999	24.801
0.09	0.6250	0.25	1.1317	0.52	1.9697	0.77	3.2338	0.93	5.6179	0.9999	51.158

TABLE 2.1 – Fonction intégrale tabulée $\mathcal{F}(X) = \int_0^X \gamma^{-1/2}(1-\gamma)^{-13/10} d\gamma$.

X	$\mathcal{L}(X)$	X	$\mathcal{L}(X)$	X	$\mathcal{L}(X)$	X	$\mathcal{L}(X)$	X	$\mathcal{L}(X)$	X	$\mathcal{L}(X)$	X	$\mathcal{L}(X)$
1.001	23.641	1.20	2.7787	2.0	1.0569	4.2	0.4630	12	0.1800	45	0.0602		
1.005	13.513	1.25	2.4624	2.1	0.9912	4.4	0.4426	13	0.1682	50	0.0553		
1.01	10.457	1.30	2.2242	2.2	0.9343	4.6	0.4241	14	0.1580	55	0.0512		
1.02	7.9826	1.35	2.0363	2.3	0.8844	4.8	0.4072	15	0.1490	60	0.0477		
1.03	6.7630	1.40	1.8833	2.4	0.8402	5.0	0.3918	16	0.1412	65	0.0447		
1.04	5.9871	1.45	1.7557	2.5	0.8007	5.5	0.3585	17	0.1342	70	0.0421		
1.05	5.4325	1.50	1.6471	2.6	0.7653	6.0	0.3309	18	0.1279	80	0.0378		
1.06	5.0082	1.55	1.5534	2.7	0.7332	6.5	0.3077	19	0.1223	85	0.0360		
1.07	4.6686	1.60	1.4715	2.8	0.7041	7.0	0.2879	20	0.1172	90	0.0344		
1.08	4.3283	1.65	1.3992	2.9	0.6774	7.5	0.2707	22	0.1083	95	0.0329		
1.09	4.1512	1.70	1.3348	3.0	0.6530	8.0	0.2557	24	0.1008	100	0.0316		
1.10	3.9471	1.75	1.2769	3.2	0.6096	8.5	0.2424	26	0.0943	125	0.0264		
1.12	3.6111	1.80	1.2246	3.4	0.5723	9.0	0.2306	28	0.0888	150	0.0228		
1.14	3.3433	1.85	1.1770	3.6	0.5398	9.5	0.2200	30	0.0839	200	0.0181		
1.16	3.1231	1.90	1.1336	3.8	0.5112	10	0.2105	35	0.0739	300	0.0131		
1.18	2.9377	1.95	1.0937	4.0	0.4858	11	0.1939	40	0.0663	500	0.0087		

TABLE 2.2 – Fonction intégrale tabulée $\mathcal{L}(X) = \int_X^\infty \gamma^{-1/2}(\gamma - 1)^{-13/10} d\gamma$.

2.3 Exemples d'application du modèle théorique

Dans cette section, nous présentons tout d'abord une synthèse des principales étapes de calcul liées à l'utilisation pratique du modèle théorique développé précédemment. Par la suite, quelques exemples d'application de celui-ci sont proposés.

Dans un premier temps, des résultats obtenus à l'aide du modèle sont présentés en vue d'étudier les différences de comportement des panaches pur, forcé et paresseux, puis des panaches Boussinesq et non-Boussinesq.

Dans un second temps, les résultats théoriques du modèle sont exploités dans le but, d'une part, de déterminer les positions et valeurs des col et pic de vitesse (qui peuvent apparaître pour un panache paresseux) et, d'autre part, de proposer une méthode simple de correction d'origine virtuelle.

2.3.1 Utilisation pratique des solutions

En pratique, l'utilisation du modèle théorique repose sur un certain nombre d'étapes de calcul qui sont rappelées ci-dessous.

Conditions de source et changement de variable

Tout d'abord, pour des conditions de source données (b_0 (ou D), w_0 et ρ_0), nous déterminons le rayon modifié, $\beta_0 = (\rho_0/\rho_\infty)^{1/2}b_0$, ainsi que le déficit de masse volumique adimensionnel, $\eta_0 = (\rho_\infty - \rho_0)/\rho_0$.

Nature du panache

Nous déduisons ensuite la nature du panache de la valeur du paramètre de source :

$$\Gamma_0 = \frac{5g}{8\alpha} \frac{\eta_0 \beta_0}{w_0^2}.$$

Le panache sera qualifié de forcé si $0 < \Gamma_0 < 1$, de pur dans le cas particulier $\Gamma_0 = 1$, et de paresseux si $\Gamma_0 > 1$.

Solutions du panache pur

Dans le cas particulier du panache pur, les lois de variation des caractéristiques du panaches avec l'altitude au-dessus de la source z sont directement données par les relations (2.31).

Échelle de longueur du panache Λ

Dans le cas général (panache forcé ou paresseux), nous déterminons dans un premier temps la valeur de l'échelle de longueur du panache à partir des conditions de source :

$$\Lambda = \frac{\beta_0}{4\alpha} \frac{|1 - \Gamma_0|^{3/10}}{\Gamma_0^{1/2}}.$$

Détermination de $\Gamma(z)$

Dans un second temps, pour une altitude z donnée au-dessus de la source, la valeur de la fonction panache $\Gamma(z)$ est déterminée en utilisant la procédure suivante :

$$\begin{aligned}\Gamma_0 < 1 &\rightarrow \mathcal{F}(\Gamma) = \frac{z}{\Lambda} + \mathcal{F}(\Gamma_0) \rightarrow \Gamma(z), \\ \Gamma_0 > 1 &\rightarrow \mathcal{L}(\Gamma) = \frac{z}{\Lambda} + \mathcal{L}(\Gamma_0) \rightarrow \Gamma(z).\end{aligned}$$

La quantité $\mathcal{F}(\Gamma_0)$, pour un panache forcé, ou $\mathcal{L}(\Gamma_0)$, pour un panache paresseux, est évaluée numériquement ou par lecture dans des tables établies au préalable (les tables 2.1 et 2.2 par exemple). $\Gamma(z)$ peut ensuite être déduit des quantités $\mathcal{F}(\Gamma)$, pour un panache forcé, ou $\mathcal{L}(\Gamma)$, pour un panache paresseux, soit numériquement, soit par lecture inverse dans des tables préétablies.

En utilisant les relations précédentes, il est aussi possible de déterminer l'altitude au-dessus de la source à laquelle la fonction panache atteint une valeur particulière (voir le §2.3.4).

Détermination des caractéristiques du panache $\beta(z)$, $w(z)$ et $\eta(z)$

$\Gamma(z)$ étant maintenant connue pour une altitude z donnée au-dessus de la source, les caractéristiques du panache $\beta(z)$, $w(z)$ et $\eta(z)$ peuvent être calculées en utilisant leurs expressions en fonction de Γ (2.32), (2.33) et (2.34), respectivement.

Retour aux variables du panache $b(z)$, $w(z)$ et $\rho(z)$

À la cote z , les valeurs de $b(z)$, $w(z)$ et $\rho(z)$, sont finalement obtenues en notant que :

$$\begin{aligned}b(z) &= (1 + \eta(z))^{1/2} \beta(z), \\ \rho(z) &= (1 + \eta(z))^{-1} \rho_\infty.\end{aligned}$$

2.3.2 Comparaison des comportements des panaches pur, forcé et paresseux (non-Boussinesq)

Nous proposons ici de comparer les résultats obtenus à l'aide du modèle théorique dans le cas général (non-Boussinesq) pour un panache forcé, défini par $\Gamma_0 = 0.1$, le panache pur ($\Gamma_0 = 1$) et un panache paresseux, défini par $\Gamma_0 = 10$.

Pour chaque cas, l'évolution avec l'altitude, adimensionnée par le diamètre de source $D = 2b_0$, de la fonction panache est présentée par la figure 2.6. Sur celle-ci sont reportées les valeurs particulières de Γ associées à l'apparition de phénomènes singuliers tels que le maximum de vitesse verticale ($\Gamma = 5/4 = 1.25$) et le minimum du rayon modifié du panache ($\Gamma = 5/2 = 2.5$).

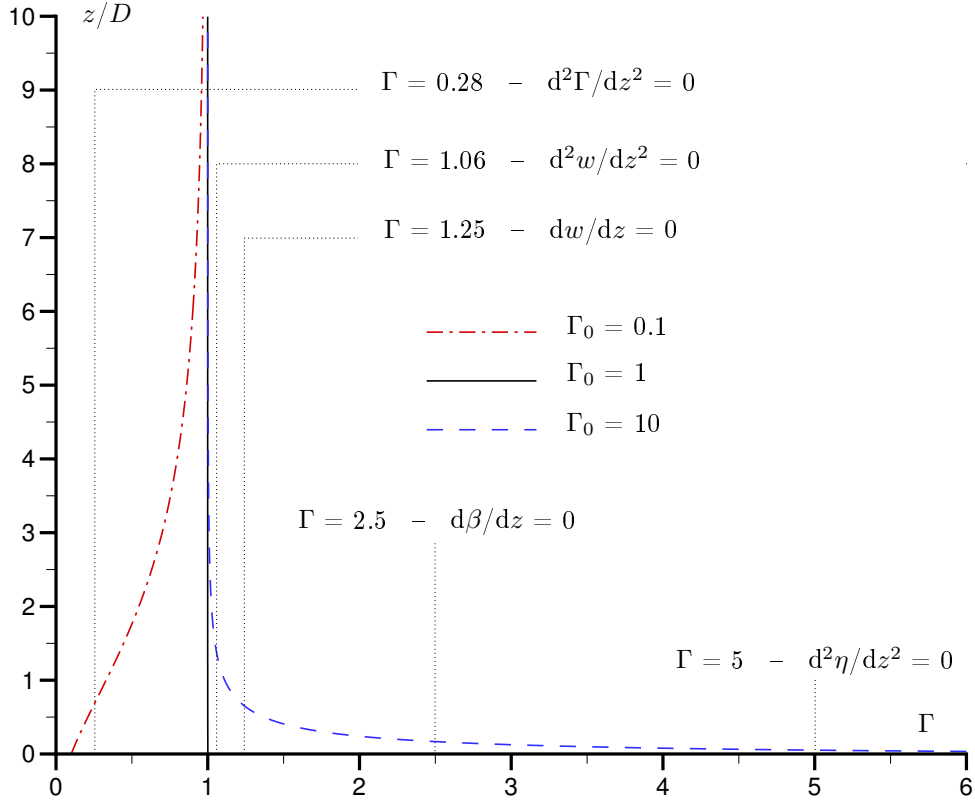


FIG. 2.6 – Évolution avec l'altitude au-dessus de la source de la fonction panache obtenue à l'aide du modèle théorique pour les panaches (non-Boussinesq) forcé ($\Gamma_0 = 0.1$), pur ($\Gamma_0 = 1$) et paresseux ($\Gamma_0 = 10$). Les valeurs particulières de Γ associées à l'apparition de phénomènes singuliers sont identifiées.

Les valeurs de Γ associées à des dérivées secondes nulles sur la figure 2.6 sont déduites des expressions suivantes :

$$\frac{d^2\beta}{dz^2} = -\frac{16\alpha^2}{5} \frac{\Gamma}{\beta} (1 - \Gamma), \quad (2.41a)$$

$$\frac{d^2w}{dz^2} = \frac{64\alpha^2}{25} \frac{w}{\beta^2} \left(\frac{5(\sqrt{41} - 3)}{16} - \Gamma \right) \left(\frac{5(\sqrt{41} - 3)}{16} + \Gamma \right), \quad (2.41b)$$

$$\frac{d^2\eta}{dz^2} = \frac{64\alpha^3}{25g} \frac{w^2\Gamma}{\beta^3} (5 - \Gamma), \quad (2.41c)$$

$$\frac{d^2\Gamma}{dz^2} = \frac{144\alpha^2}{5} \frac{\Gamma}{\beta^2} (1 - \Gamma) \left(\frac{5}{18} - \Gamma \right), \quad (2.41d)$$

qui sont établies à partir des expressions des dérivées premières des variables du panache (2.29) et de Γ (2.30).

Les figures 2.7, 2.8 et 2.9 présentent respectivement l'évolution avec l'altitude du rayon modifié, de la vitesse verticale et du déficit de masse volumique pour chaque cas considéré. Les comportements des panaches pur, forcé et paresseux peuvent être décrits à partir de l'ensemble des figures présentées ici.

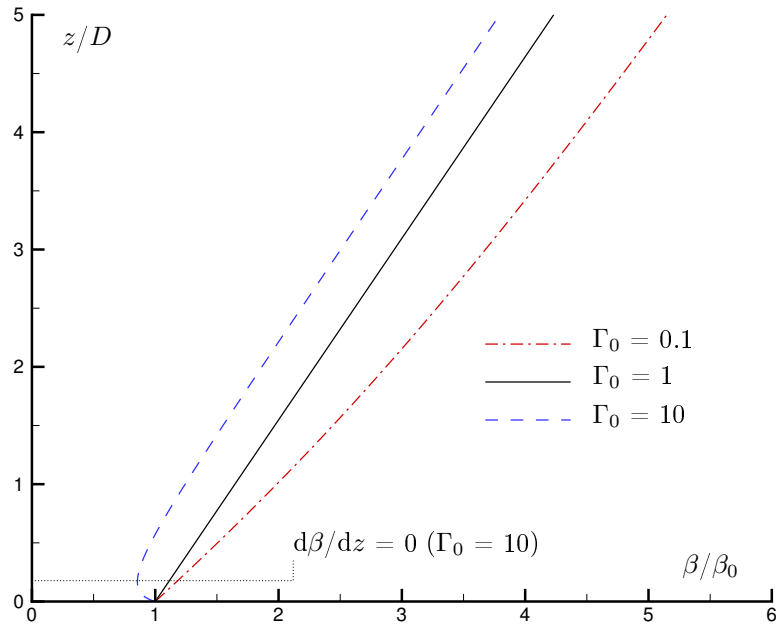


FIG. 2.7 – Évolution avec l'altitude du rayon modifié β obtenue à l'aide du modèle théorique pour les panaches (non-Boussinesq) forcé ($\Gamma_0 = 0.1$), pur ($\Gamma_0 = 1$) et paresseux ($\Gamma_0 = 10$).

Cas du panache pur, $\Gamma_0 = 1$

La figure 2.6 illustre le fait que, dans le cas particulier du panache pur, la fonction panache ne varie pas avec l'altitude ($\Gamma(z) = \Gamma_0 = 1$). Nous retrouvons sur la figure 2.7, en accord avec la relation (2.31a), que le rayon modifié β d'un panache pur est proportionnel à l'altitude au-dessus de la source z . Le taux d'épanouissement du panache est constant : $d\beta/dz = 6\alpha/5$.

Cas du panache forcé, $\Gamma_0 = 0.1$

Pour le panache forcé, la figure 2.6 montre que l'évolution de la fonction panache avec l'altitude $\Gamma(z)$ présente un point d'inflexion. À partir de la relation (2.41d), nous obtenons que ce point d'inflexion ($d^2\Gamma/dz^2 = 0$) apparaît à l'altitude pour laquelle $\Gamma = 5/18 \approx 0.28$. Au-delà de cette altitude, la fonction panache croît plus lentement puis tend asymptotiquement vers l'unité.

D'autre part, la figure 2.7 montre que, juste au-dessus de la source, le rayon modifié β augmente de façon significative (par rapport aux panaches pur et paresseux). Pour de faibles valeurs de z , le comportement du panache s'apparente à celui du jet pur ($\Gamma = \Gamma_0 = 0$) dont le taux d'épanouissement est supérieur à celui du panache pur, $d\beta/dz = 2\alpha$ d'après la relation (2.29a). Pour des valeurs de z plus importantes, le taux d'épanouissement du panache forcé tend asymptotiquement vers celui du panache pur, $d\beta/dz = 6\alpha/5$.

Cas du panache paresseux, $\Gamma_0 = 10$

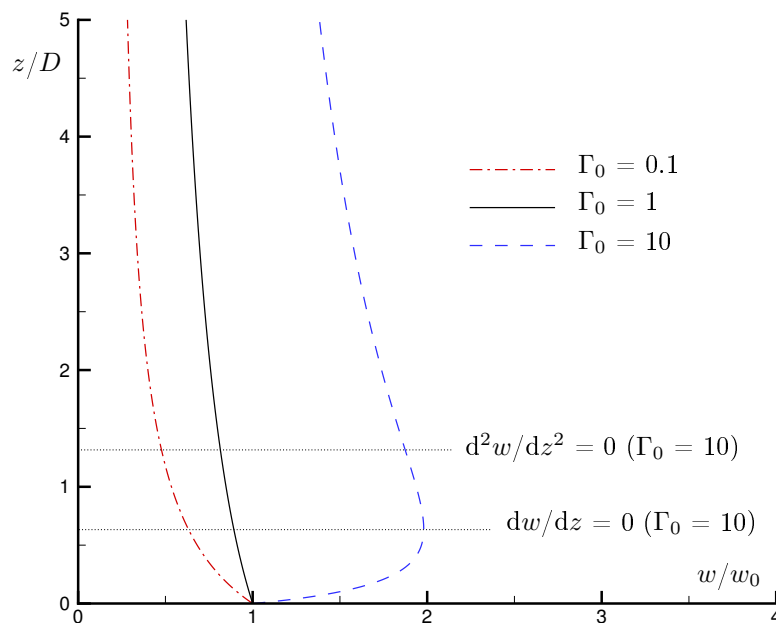


FIG. 2.8 – Évolution avec l'altitude de la vitesse verticale w obtenue à l'aide du modèle théorique pour les panaches (non-Boussinesq) forcé ($\Gamma_0 = 0.1$), pur ($\Gamma_0 = 1$) et paresseux ($\Gamma_0 = 10$).

Pour le panache paresseux, la figure 2.6 montre que la décroissance du déficit de masse volumique adimensionnel η présente un point d'inflexion. À partir de la relation (2.41c), nous obtenons que ce point d'inflexion ($d^2\eta/dz^2 = 0$) apparaît à l'altitude pour laquelle $\Gamma = 5$. Au-delà de cette altitude, η décroît plus lentement puis tend asymptotiquement vers 0 (en $z^{-5/3}$ dans la région affine). Le point d'inflexion de la décroissance de η étant localisé très près de la source, il n'est pas identifiable sur la figure 2.9.

Le cas du panache paresseux est intéressant puisque nous observons pour ce cas des phénomènes singuliers juste au-dessus de la source : le rayon du panache diminue (figure 2.7) et, dans le même temps, la vitesse verticale augmente (figure 2.8).

La figure 2.7 montre que le rayon modifié β diminue jusqu'à une valeur minimale qui est atteinte à l'altitude pour laquelle $\Gamma = 5/2$ d'après la relation (2.29a). Pour des valeurs de z plus importantes, le rayon modifié β augmente classiquement avec l'altitude et la valeur du taux d'épanouissement du panache tend asymptotiquement vers celle du panache pur, $d\beta/dz = 6\alpha/5$.

La figure 2.8 indique que la vitesse verticale augmente jusqu'à sa valeur maximale (pic de vitesse) qui est atteinte à l'altitude pour laquelle $\Gamma = 5/4$ d'après la relation (2.29b). Pour des valeurs de z plus importantes, w diminue classiquement avec l'altitude. Comme mentionné sur la figure 2.6, cette décroissance de vitesse présente un point d'inflexion. À partir de la relation (2.41b), nous obtenons que ce point d'inflexion ($d^2w/dz^2 = 0$) apparaît à l'altitude pour laquelle $\Gamma = 5(\sqrt{41}-3)/16 \approx 1.06$. Au-delà de cette altitude, w décroît plus lentement puis tend asymptotiquement vers 0 (en $z^{-1/3}$ dans la région affine).

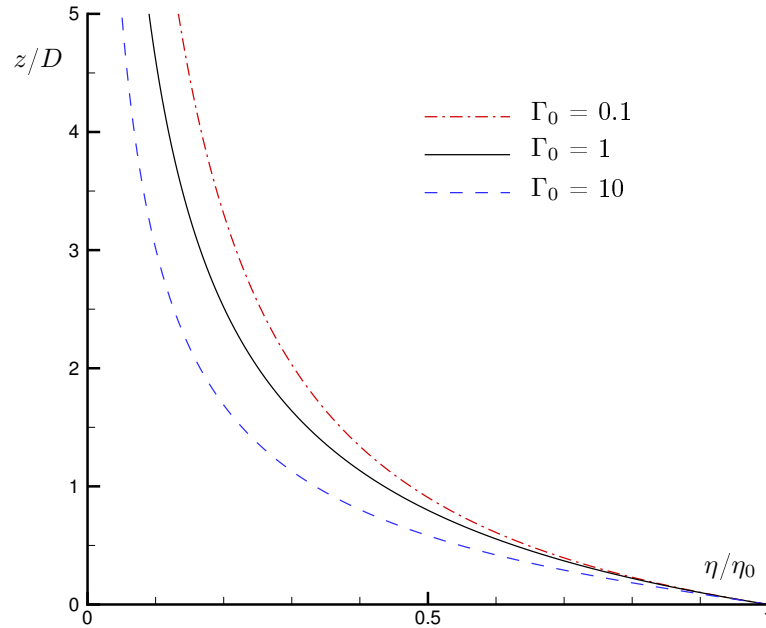


FIG. 2.9 – Évolution avec l'altitude du déficit de masse volumique adimensionnel η obtenue à l'aide du modèle théorique pour les panaches (non-Boussinesq) forcé ($\Gamma_0 = 0.1$), pur ($\Gamma_0 = 1$) et paresseux ($\Gamma_0 = 10$).

2.3.3 Comparaison des comportements des panaches Boussinesq et non-Boussinesq

Nous proposons maintenant d'étudier l'effet de l'approximation de Boussinesq sur les résultats obtenus à l'aide du modèle théorique pour un panache à forte différence de masse volumique. Pour un tel panache, l'approximation de Boussinesq introduit une erreur dont nous allons étudier l'influence.

Afin de comparer les comportements des panaches Boussinesq et non-Boussinesq, les conditions de source sont bien évidemment identiques (rayon b_0 , vitesse verticale w_0 et masse volumique ρ_0). Le rayon modifié β et le déficit de masse volumique adimensionnel η sont définis par les relations (2.21) en posant $j = 0$ dans le cadre de l'approximation de Boussinesq (panache Boussinesq) et $j = 1$ dans le cas général (panache non-Boussinesq).

Définition des conditions de source

Deux cas sont ici considérés : un panache forcé et un panache paresseux pour lesquels les paramètres de source sont respectivement $(\Gamma_0)_{NB} = 0.1$ et $(\Gamma_0)_{NB} = 10$. L'indice "NB" est introduit pour préciser que ces valeurs sont déterminées dans le cas général (panache non-Boussinesq).

Les conditions de source sont $D = 2b_0 = 0.2$ m, $\rho_0 = 0.166$ kg/m³ (masse volumique de l'hélium) et les conditions ambiantes $\rho_\infty = 1.2$ kg/m³ (masse volumique de l'air) et $g = 9.81$ m/s². Seule la valeur de la vitesse verticale initiale w_0 a été modifiée : 11.92 m/s pour le panache forcé et 1.19 m/s pour le panache paresseux. Les valeurs de paramètre de source alors obtenues dans le cadre de l'approximation de Boussinesq sont respectivement 0.04 et 3.73.

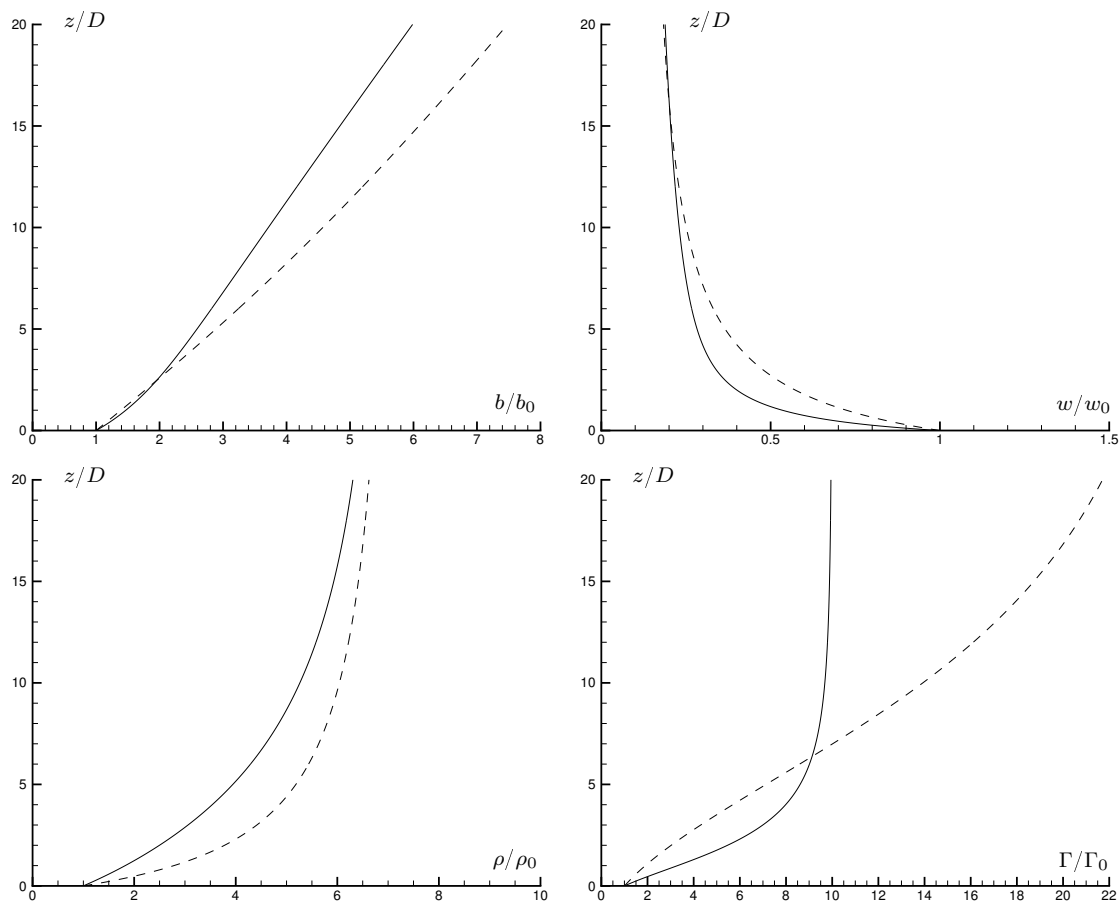


FIG. 2.10 – Évolutions avec l'altitude des caractéristiques d'un panache forcé, $(\Gamma_0)_{NB} = 0.1$, obtenues à l'aide du modèle théorique. Trait en pointillés: panache Boussinesq; Trait plein: panache non-Boussinesq.

Les figures 2.10 et 2.11 présentent l'évolution avec l'altitude au-dessus de la source des caractéristiques de l'écoulement, $b(z)$, $w(z)$, $\rho(z)$ et $\Gamma(z)$, pour les panaches forcé et paresseux, respectivement. Les résultats obtenus dans le cadre de l'approximation de Boussinesq sont représentés en pointillés tandis que, pour le cas général, ceux-ci sont représentés en trait plein. Les comportements des panaches Boussinesq et non-Boussinesq peuvent être comparés à partir de ces figures pour chaque nature de panache (forcé et paresseux).

Cas du panache forcé

Dans le cas d'un panache forcé (figure 2.10), nous observons des différences nettes entre les cas Boussinesq et non-Boussinesq. En particulier, il peut être noté que le taux d'épanouissement du panache Boussinesq avec l'altitude z est plus important que celui du panache non-Boussinesq (b croît plus rapidement). Dans le même temps, la masse volumique ρ augmente de façon plus significative.

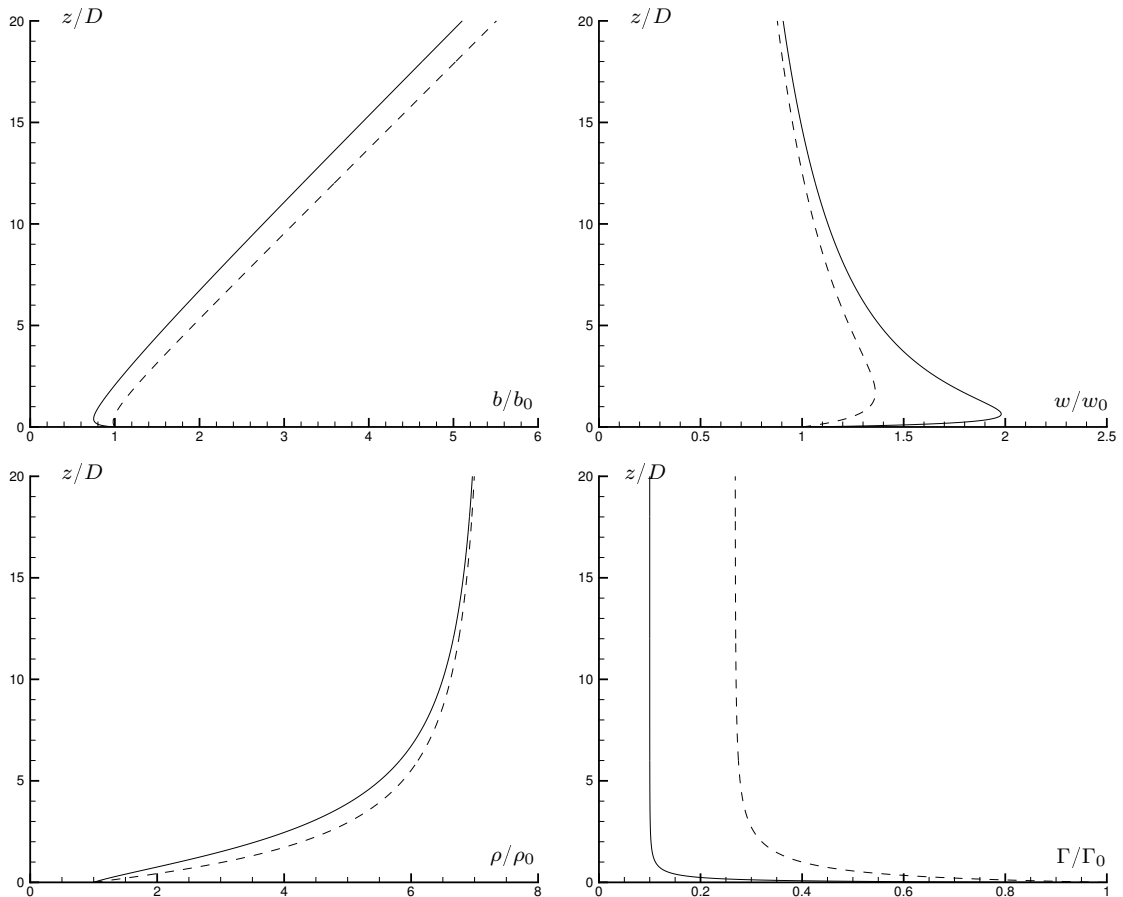


FIG. 2.11 – Évolutions avec l'altitude des caractéristiques d'un panache paresseux, $(\Gamma_0)_{NB} = 10$, obtenues à l'aide du modèle théorique. Trait en pointillés : panache Boussinesq ; Trait plein : panache non-Boussinesq.

La différence la plus remarquable entre panaches forcés Boussinesq et non-Boussinesq concerne l'évolution avec l'altitude de la fonction panache $\Gamma(z)$. En relatif, celle-ci tend plus rapidement vers sa valeur asymptotique ($\Gamma(z \rightarrow \infty) = 1$) dans le cas général que dans

le cadre de l'approximation de Boussinesq.

Cas du panache paresseux

En ce qui concerne le panache paresseux (figure 2.11), il est intéressant de noter que, juste au-dessus de la source, le pic de vitesse verticale et la contraction du panache non-Boussinesq sont plus marqués que ceux du panache Boussinesq (b diminue plus fortement et w croît plus rapidement au voisinage de la source).

De plus, nous obtenons que, comme pour le panache forcé, Γ tend plus rapidement vers sa valeur asymptotique ($\Gamma(z \rightarrow \infty) = 1$) dans le cas général que dans le cadre de l'approximation de Boussinesq.

2.3.4 Positions et valeurs des col et pic de vitesse verticale

Nous avons précédemment établi que peuvent apparaître, pour un panache paresseux ($\Gamma_0 > 1$), un maximum de vitesse verticale (pic) et un minimum du rayon modifié (col d'un panache Boussinesq) pour $\Gamma = 5/4$ et $5/2$ respectivement. Nous proposons ici de déterminer les valeurs de ces extrema ainsi que les altitudes où celles-ci sont atteintes.

Pic de vitesse verticale

La vitesse maximale est atteinte, d'après la relation (2.29b) du §2.2.3, pour $\Gamma = 5/4$. La valeur de cet extremum, notée w_{max} , peut être immédiatement obtenue en utilisant la relation entre w et la fonction panache (2.33) :

$$\frac{w_{max}}{w_0} = \frac{w(\Gamma = 5/4)}{w_0} = \left(\frac{\Gamma_0}{5/4}\right)^{1/2} \left(\frac{1/4}{\Gamma_0 - 1}\right)^{1/10}. \quad (2.42)$$

Pour des conditions de source données (w_0 et Γ_0 connus), la valeur de w_{max} peut donc être directement calculée. De plus, l'altitude où apparaît le pic de vitesse, notée z_{pic} , peut aussi être déterminée en utilisant la relation (2.38) et la table 2.2 :

$$\frac{z_{pic}}{\Lambda} = \mathcal{L}(5/4) - \mathcal{L}(\Gamma_0) \approx 2.4624 - \mathcal{L}(\Gamma_0). \quad (2.43)$$

Rappelons ici que la valeur de l'échelle de longueur Λ est fixée par les conditions de source.

Col du panache

Dans le cadre de l'approximation de Boussinesq, le col apparaît pour $\Gamma = 5/2$ d'après la relation (2.29a). La valeur du rayon minimum du panache, notée b_{min} , est obtenue à partir de la relation (2.32) :

$$\frac{b_{min}}{b_0} = \frac{b(\Gamma = 5/2)}{b_0} = \left(\frac{5/2}{\Gamma_0}\right)^{1/2} \left(\frac{\Gamma_0 - 1}{3/2}\right)^{3/10}. \quad (2.44)$$

Comme précédemment, l'altitude où apparaît le col, notée z_{col} , peut être déterminée en utilisant la relation (2.38) et la table 2.2 :

$$\frac{z_{col}}{\Lambda} = \mathcal{L}(5/2) - \mathcal{L}(\Gamma_0) \approx 0.8007 - \mathcal{L}(\Gamma_0). \quad (2.45)$$

Dans le cas général, la détermination de la valeur de la fonction panache associée à l'apparition du col est moins évidente. En effet, l'expression de la dérivée du rayon du panache par rapport à z est plus complexe :

$$\frac{db}{dz} = \frac{\alpha}{(1+\eta)^{1/2}} \left[\frac{4}{5} (1+\eta) \left(\frac{5}{2} - \Gamma \right) - \eta \right].$$

Au col ($db/dz = 0$), nous obtenons que la valeur de la fonction panache Γ_{col} dépend de celle de la masse volumique locale :

$$\Gamma_{col} = \Gamma(z = z_{col}) = \frac{5}{4} \left(1 + \frac{\rho(z = z_{col})}{\rho_{\infty}} \right).$$

Cette relation met en évidence que Γ_{col} est comprise entre $5/4$ ($\rho(z = z_{col}) \rightarrow 0$) et $5/2$ ($\rho(z = z_{col}) \rightarrow \rho_{\infty}$). Autrement dit, dans le cas général, le col apparaît toujours après celui d'un panache Boussinesq ($\Gamma_{col} = 5/2$) mais toujours avant le pic de vitesse ($\Gamma_{pic} = 5/4$).

En utilisant la relation (2.34) entre η et Γ , nous montrons que Γ_{col} est solution de l'équation suivante :

$$\left(\frac{5/2 - \Gamma_{col}}{\Gamma_{col} - 5/4} \right)^2 = K \frac{\Gamma_{col} - 1}{\Gamma_{col}},$$

où K est une constante définie à partir des caractéristiques de la source : $K = \eta_0^2 \Gamma_0 / (\Gamma_0 - 1)$. Par la suite, en effectuant le changement de variable défini par :

$$X_{col} = \frac{5/2 - \Gamma_{col}}{\Gamma_{col} - 5/4},$$

nous obtenons l'équation du 3^{ème} degré suivante :

$$5X_{col}^3 + 10X_{col}^2 - KX_{col} - 6K = 0.$$

Il peut être démontré que cette équation admet toujours une solution réelle et positive (X_{col} étant positif par définition) pour $K \geq 0$. Pour des raisons de clarté, les détails de calcul ne sont pas présentés. Nous donnons directement la solution obtenue pour différentes valeurs ou plages de valeurs de K :

- Pour $K = 0$:

$$X_{col} = - \left(\frac{A_2}{2} \right)^{1/3} - \frac{2}{3}.$$

- Pour $K = 10(47 - 13\sqrt{13}) \approx 1.278$ et $K = 10(47 + 13\sqrt{13}) \approx 938.722$:

$$X_{col} = 2 \left(\frac{A_2}{2} \right)^{1/3} - \frac{2}{3}.$$

- Pour $0 < K < 10(47 - 13\sqrt{13})$ et $K > 10(47 + 13\sqrt{13})$:

$$X_{col} = 2\sqrt{\frac{-A_1}{3}} \text{Cos} \left\{ \frac{1}{3} \left[\text{Arccos} \left(\frac{A_2}{2} \sqrt{\frac{27}{-A_1^3}} \right) + 6\pi \right] \right\} - \frac{2}{3}.$$

- Pour $10(47 - 13\sqrt{13}) < K < 10(47 + 13\sqrt{13})$:

$$X_{col} = \left(\frac{A_2 - \sqrt{A_2^2 + 4A_1^3/27}}{2} \right)^{1/3} + \left(\frac{A_2 + \sqrt{A_2^2 + 4A_1^3/27}}{2} \right)^{1/3} - \frac{2}{3}.$$

Les quantités A_1 et A_2 introduites dans les relations précédentes sont définies en fonction de K par :

$$A_1 = - \left(\frac{K}{5} + \frac{4}{3} \right), \quad A_2 = \frac{16}{15} \left(K - \frac{5}{9} \right).$$

Ainsi, pour un panache suffisamment paresseux ($\Gamma_0 > 5/4$) et pour des conditions de source données (K connu), il est toujours possible de déterminer la valeur de la fonction panache au col Γ_{col} (en calculant X_{col}). Par la suite, les valeurs du rayon minimum b_{min} et de l'altitude où apparaît le col z_{col} sont déduites de Γ_{col} .

2.3.5 Méthode simple de correction d'origine virtuelle

Dans certains cas, on peut être amené à ne s'intéresser qu'au comportement d'un panache formé par le rejet d'un fluide léger loin au-dessus de celle-ci (*i.e.* dans la zone de panache pleinement développé). Dans ces conditions, la solution affine établie au §2.2.1 peut être intéressante, étant donnée la simplicité des expressions, et suffisante pour décrire le comportement du panache.

Néanmoins, nous avons vu que l'utilisation de ces lois simples nécessite de décaler le point source d'une certaine quantité z_v , appelée correction d'origine virtuelle. La solution affine corrigée (2.25) peut être réécrite en fonction du paramètre de source Γ_0 comme suit :

$$\frac{\beta(z)}{\beta_0} = \frac{6\alpha}{5\beta_0}(z - z_v), \quad (2.46a)$$

$$\frac{w(z)}{w_0} = \left(\frac{6\alpha}{5\beta_0} \right)^{-1/3} \Gamma_0^{1/3} (z - z_v)^{-1/3}, \quad (2.46b)$$

$$\frac{\eta(z)}{\eta_0} = \left(\frac{6\alpha}{5\beta_0} \right)^{-5/3} \Gamma_0^{-1/3} (z - z_v)^{-5/3}. \quad (2.46c)$$

Dans cette section, nous proposons une méthode simple permettant d'évaluer l'amplitude de ce décalage pour des conditions de source données. Cette méthode s'appuie sur les résultats théoriques du modèle.

Principe de la méthode

Le principe de la méthode présentée ici consiste à opérer un "recalage" sur le rayon modifié du panache en champ lointain. Ce recalage est obtenu en comparant les expressions

exacte et approchée de β qui s'écrivent respectivement :

$$\frac{\beta(\Gamma)}{\beta_0} = \left(\frac{\Gamma}{\Gamma_0}\right)^{1/2} \left(\frac{1-\Gamma_0}{1-\Gamma}\right)^{3/10}, \quad (2.47a)$$

$$\frac{\beta(z)}{\beta_0} = \frac{6\alpha}{5\beta_0}(z - z_v). \quad (2.47b)$$

Ces deux expressions sont valables en champ lointain et, par conséquent, peuvent être égalées. Nous obtenons ainsi l'expression de la correction d'origine virtuelle z_v :

$$z_v = z - \frac{5\beta_0}{6\alpha} \left(\frac{\Gamma}{\Gamma_0}\right)^{1/2} \left(\frac{1-\Gamma_0}{1-\Gamma}\right)^{3/10},$$

qui peut être réécrite, en introduisant l'échelle de longueur Λ :

$$\frac{z_v}{\Lambda} = \frac{z}{\Lambda} - \frac{10}{3} \frac{\Gamma^{1/2}}{|1-\Gamma|^{3/10}}.$$

"Recalage" en champ lointain

Si l'on se place suffisamment loin au-dessus de la source, nous pouvons supposer que, quelle que soit la nature du panache (forcé ou paresseux), la fonction panache est proche de sa valeur asymptotique $\Gamma \approx 1$. Avec cette hypothèse, les expressions approchées des fonctions intégrales $\mathcal{F}(X)$ (2.39) et $\mathcal{L}(X)$ (2.40) pour $X \rightarrow 1$ peuvent être utilisées. Nous obtenons pour les panaches forcé et paresseux, respectivement :

$$\frac{z_v}{\Lambda} = \begin{cases} 10/3 \left[(1-\Gamma)^{-3/10} - 1 \right] - \mathcal{F}(\Gamma_0) - 10/3 \Gamma^{1/2} (1-\Gamma)^{-3/10} & \text{pour } \Gamma_0 < 1, \\ 10/3 (\Gamma - 1)^{-3/10} - \mathcal{L}(\Gamma_0) - 10/3 \Gamma^{1/2} (\Gamma - 1)^{-3/10} & \text{pour } \Gamma_0 > 1. \end{cases}$$

Rappelons ici que, dans le cas particulier du panache pur, la correction d'origine virtuelle est connue (voir le §2.2.3). Après simplification des écritures, les relations précédentes deviennent :

$$\frac{z_v}{\Lambda} = \begin{cases} 10/3 (1 - \Gamma^{1/2}) (1 - \Gamma)^{-3/10} - 10/3 - \mathcal{F}(\Gamma_0) & \text{pour } \Gamma_0 < 1, \\ -10/3 (\Gamma^{1/2} - 1) (\Gamma - 1)^{-3/10} - \mathcal{L}(\Gamma_0) & \text{pour } \Gamma_0 > 1, \end{cases}$$

et, finalement :

$$\frac{z_v}{\Lambda} = \begin{cases} 10/3 (1 - \Gamma)^{7/10} (1 + \Gamma^{1/2}) - 10/3 - \mathcal{F}(\Gamma_0) & \text{pour } \Gamma_0 < 1, \\ -10/3 (\Gamma - 1)^{7/10} (\Gamma^{1/2} + 1) - \mathcal{L}(\Gamma_0) & \text{pour } \Gamma_0 > 1. \end{cases}$$

En introduisant à nouveau l'approximation $\Gamma \approx 1$, ces relations se simplifient. Nous obtenons ainsi les expressions de la position de l'origine virtuelle z_v pour les panaches forcés et paresseux suivantes :

$$\frac{z_v}{\Lambda} = - \begin{cases} 10/3 + \mathcal{F}(\Gamma_0) & \text{pour } \Gamma_0 < 1, \\ \mathcal{L}(\Gamma_0) & \text{pour } \Gamma_0 > 1. \end{cases}$$

Résultats du modèle de correction d'origine virtuelle

La figure 2.12 présente la solution affine non-corrigée (en trait mixte) et la solution affine corrigée à l'aide de la méthode développée précédemment (en pointillés). Les résultats donnés par le modèle théorique sont représentés en trait plein. Deux cas sont considérés : un panache forcé caractérisé par $\Gamma_0 = 0.1$ (colonne de gauche de la figure 2.12) et un panache paresseux, $\Gamma_0 = 10$ (colonne de droite).

La comparaison des résultats obtenus en terme de vitesse verticale w et de déficit de masse volumique adimensionnel η met en évidence que la correction d'origine virtuelle permet d'approcher plus rapidement la solution exacte par la solution affine. En ce qui concerne l'évolution avec l'altitude du rayon modifié β , un décalage peut être observé entre la solution affine (corrigée ou non) et les résultats du modèle théorique. L'amplitude de ce décalage géométrique n'est qu'atténué par la correction d'origine virtuelle et devient constant en champ lointain.

Ce décalage constant observé en champ lointain peut paraître surprenant puisque la méthode proposée ici est justement basé sur un recalage du rayon modifié en champ lointain. Ce paradoxe s'explique par le fait que la méthode proposée n'est pas exacte mais approchée. En effet, lors de son développement, nous avons introduit l'approximation $\Gamma \approx 1$ à deux reprises.

2.4 Conclusions du chapitre

Le modèle théorique développé dans ce chapitre permet de décrire le comportement d'un panache massique formé par le rejet d'un fluide de faible masse volumique en champ libre, dans un fluide ambiant au repos non stratifié. En pratique, par exemple dans le cadre de comparaisons à des résultats expérimentaux ou numériques, l'utilisation de ce modèle est limitée par la validité des hypothèses sur lesquelles s'appuie son développement. Néanmoins, il permet de prédire par des relations simples l'évolution avec l'altitude des caractéristiques principales du panache : le rayon, la vitesse verticale et la masse volumique.

Le développement théorique repose sur l'introduction d'une hypothèse d'entraînement simple dans la modélisation intégrale du panache et l'utilisation de variables top-hat (hypothèse de profils de vitesse et de masse volumique uniformes). Pour une utilisation pratique du modèle, nous avons montré que les variables gaussiennes, qui représentent mieux la physique d'un panache (profils gaussiens), peuvent être déduites des variables top-hat à l'aide de relations simples.

Nous avons ensuite introduit, à partir des caractéristiques du panache en champ lointain, une quantité fondamentale appelée "fonction panache". À la source, celle-ci correspond au "paramètre de source" qui est connu pour caractériser la nature du panache : forcé, pur ou paresseux. Dans le cas particulier du panache pur, la fonction panache est conservée

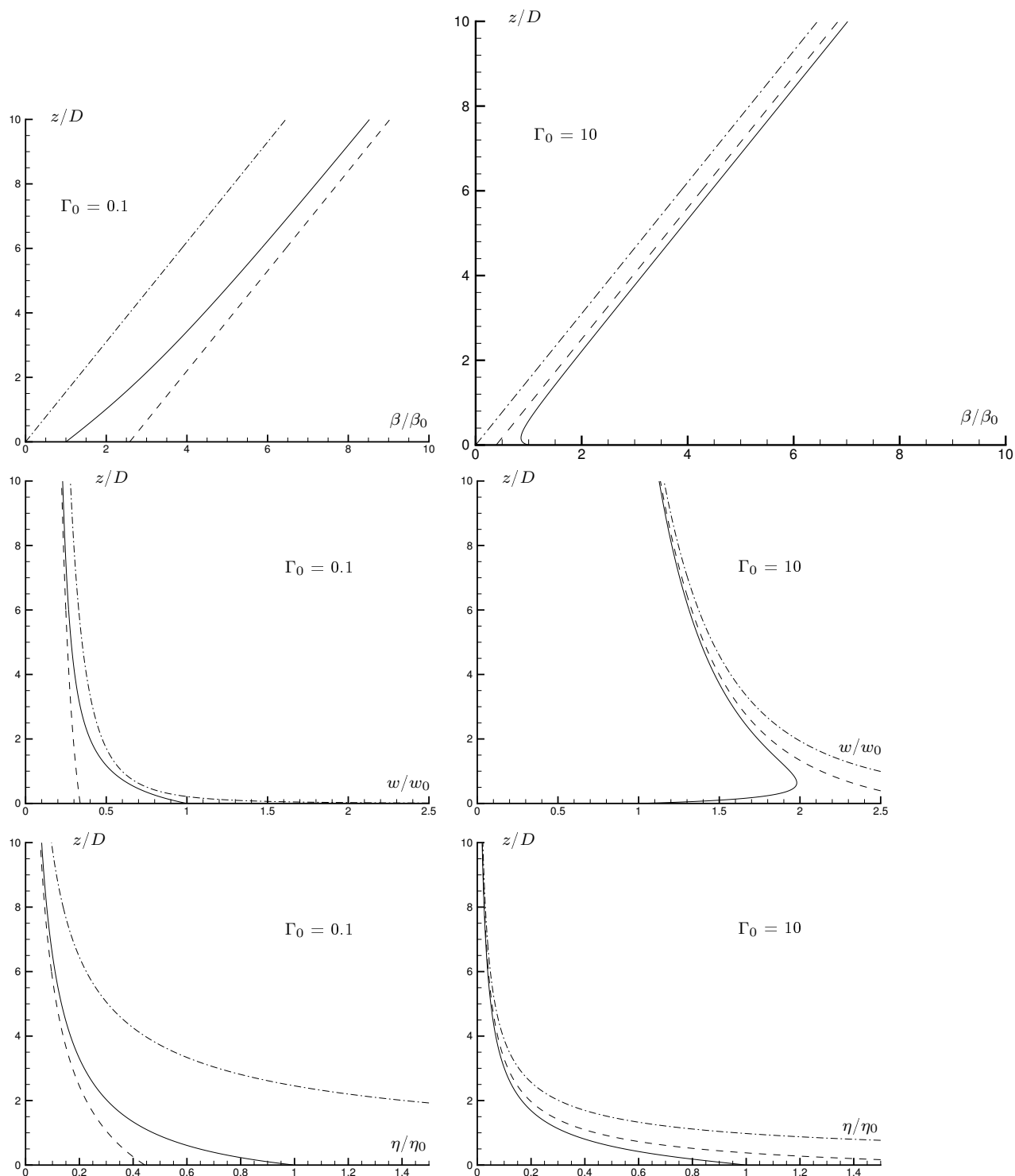


FIG. 2.12 – Évolution avec l'altitude des caractéristiques des panaches forcé ($\Gamma_0=0.1$) et paresseux ($\Gamma_0=10$). Trait mixte : solution affine non-corrigée ; Trait en pointillés : solution affine corrigée ; Trait plein : résultats obtenus à l'aide du modèle théorique.

avec l'altitude (égale à l'unité) et les lois de variation des caractéristiques du panache sont immédiatement obtenues.

Dans le cas général (panaches forcé et paresseux), l'utilisation d'un jeu de variables particulier (rayon modifié, vitesse verticale et déficit de masse volumique adimensionnel) nous permet de lier chacune de ces variables à la fonction panache uniquement.

Les relations entre la fonction panache et l'altitude au-dessus de la source sont ensuite établies pour les panaches forcé et paresseux, respectivement. Malheureusement, celles-ci ne sont pas explicites, faisant intervenir deux fonctions intégrales (pour les panaches forcé et paresseux, respectivement) qui ne peuvent pas être calculées analytiquement. Néanmoins, pour une utilisation pratique du modèle, ces fonctions intégrales peuvent être tabulées.

À titre d'exemple d'application du modèle, nous nous sommes tout d'abord intéressé aux différences de comportement nettes qui existent entre les panaches forcé, pur et paresseux. Le cas du panache paresseux est remarquable puisque, à condition d'être "suffisamment paresseux", il présente un maximum de vitesse verticale (pic de vitesse) et un minimum de rayon (col). Nous avons montré que les valeurs et positions au-dessus de la source de ces extrema peuvent être déterminées en utilisant les résultats théoriques du modèle.

Nous avons ensuite mis en évidence que l'erreur introduite par l'approximation de Boussinesq dans le cas d'un panache à forte différence de masse volumique conduit à des écarts importants en terme d'évolution avec l'altitude des grandeurs du panache.

Enfin, une méthode simple de correction d'origine virtuelle basée sur un recalage du rayon modifié en champ lointain est proposée. Cette correction permet d'approcher le comportement du panache par la solution affine plus rapidement.

Potentialités du code FDS pour la simulation d'un panache massique

L'objectif de ce chapitre est d'évaluer les capacités du code de calcul Fire Dynamic Simulator (FDS) à prévoir le comportement d'un panache massique formé par le rejet d'un fluide de faible masse volumique. La première partie du chapitre est consacrée à la présentation de l'outil numérique et à quelques-unes de ses caractéristiques principales.

Dans les parties suivantes nous étudions les potentialités du code FDS pour différentes conditions de rejet d'hélium dans de l'air ambiant. Pour le cas le plus simple (panache massique en champ libre), une analyse préliminaire de l'influence des différents paramètres de simulation (taille du domaine de calcul, raffinement du maillage et traitement de la turbulence) sur les résultats numériques obtenus est proposée.

Les potentialités du code sont ensuite évaluées par comparaison des résultats de simulations numériques à des mesures expérimentales pour un panache massique en champ libre puis en milieu confiné et ventilé.

3.1 Le code de calcul utilisé : Fire Dynamic Simulator (FDS, version 4.07a)

Fire Dynamic Simulator (FDS) est un code à champ qui résout une forme simplifiée des équations de Navier–Stokes dans l'approximation d'écoulements à faible nombre de Mach. Par défaut, la turbulence est modélisée par la technique de Simulation des Grandes Échelles turbulentes LES (*Large Eddy Simulation*) avec le modèle de sous-maille de Smagorinsky. Il est néanmoins possible de réaliser des Simulations Numériques Directes DNS (*Direct Numerical Simulation*).

Ce code de calcul, qui en est à sa version 4, a été initialement développé au National Institute of Standards and Technology (NIST) dans le but de simuler des scénariis d'incendie en milieu confiné domestique ou industriel et d'étudier l'efficacité des moyens de protection (ventilation, détecteurs de fumées, sprinklers...).

Le code de calcul ainsi que le logiciel Smokeview qui permet de visualiser les résultats de simulations sont disponibles en téléchargement sur le site du NIST (www.fire.nist.gov). Le NIST met aussi à disposition les sources du code et propose une documentation détaillée d'utilisation du code [18].

3.1.1 Contexte d'utilisation du code FDS

Bien que le code FDS soit plutôt dédié aux applications incendie en bâtiment pour lesquelles il a bénéficié de plusieurs validations [35, 36], cet outil peut être utilisé pour

des problèmes de mécanique des fluides sans combustion ni transferts de chaleur. À titre d'exemple, une simulation de rejet d'hélium dans de l'air au repos est présentée par McGrattan [18] dans la documentation de référence du code.

Dans ce chapitre, la réalisation de simulations numériques a pour objectif d'évaluer les capacités du code de calcul à prévoir le comportement d'un panache massique formé par le rejet d'un fluide de faible masse volumique. Les résultats de simulations numériques sont donc confrontés à des données expérimentales. Pour les configurations d'écoulement où la comparaison est satisfaisante, l'outil numérique sera exploité dans le but d'obtenir davantage d'informations sur le comportement d'un panache massique et notamment sur l'évolution de structures tourbillonnaires présentes au sein même du panache (comme nous le verrons au chapitre 5). Il peut être noté que la technique LES utilisée par FDS est adaptée à cet objectif puisqu'elle permet de bien représenter les structures tourbillonnaires à grandes échelles.

3.1.2 Caractéristiques principales du code FDS

Dans ce paragraphe, quelques caractéristiques du code sont présentées de façon sommaire. Une documentation détaillée est proposée sur le site du NIST, www.fire.nist.gov (manuel technique de référence [37]).

Modèle hydrodynamique

Le modèle hydrodynamique implémenté dans FDS repose sur une description eulérienne d'écoulements gazeux à masse volumique (et température) variable. Le fluide étant supposé visqueux newtonien, le code résout les équations de continuité (bilan de la masse), de Navier–Stokes (bilan de quantité de mouvement) et de conservation de l'énergie. Ces équations sont simplifiées en faisant l'hypothèse que le nombre de Mach, rapport entre la vitesse de l'écoulement et la célérité du son, est faible: $M \ll 1$. Le modèle hydrodynamique est donc adapté à la description d'écoulements gazeux à masse volumique variable et à faible vitesse.

Aux équations de conservation s'ajoute l'équation d'état qui s'écrit, pour des mélanges de gaz supposés parfaits :

$$p = \rho \frac{\mathcal{R}}{\mathcal{M}} T, \quad (3.1)$$

où p , ρ , T et \mathcal{M} sont respectivement la pression, la masse volumique, la température et la masse molaire du mélange gazeux, et \mathcal{R} la constante des gaz parfait. Dans l'approximation de faible nombre de Mach, on peut montrer que la variation de pression dp/p est négligeable [38]. En considérant la différentielle logarithmique de l'équation d'état :

$$\frac{dp}{p} = \frac{d\rho}{\rho} + \frac{dT}{T}, \quad (3.2)$$

l'hypothèse $dp/p \approx 0$ conduit à l'expression suivante pour l'équation d'état :

$$\rho T = \rho_\infty T_\infty, \quad (3.3)$$

où T_∞ désigne la température ambiante.

Les approximations de faibles variations de pression induite par l'écoulement dp/p et de produit ρT constant permettent de simplifier de façon significative les équations de quantité de mouvement et d'enthalpie.

Pour la simulation d'incendie, le modèle hydrodynamique de FDS est couplé à un modèle de combustion à fraction de mélange (*mixture fraction model*) et à un modèle de rayonnement.

Méthodes de résolution numérique

La résolution numérique des équations de conservation simplifiées repose sur la méthode des différences finies centrées du second ordre. Le maillage est cartésien structuré et décalé : les variables scalaires sont calculées au centre des mailles tandis que les variables vectorielles sont définies au centre des faces des mailles.

Un schéma prédicteur–correcteur explicite du second ordre est appliqué pour l'incrément en temps des variables. Celles-ci étant connues au temps n (conditions initiales), les valeurs des variables au temps $n + 1$ sont estimées par un schéma explicite du second ordre. À partir des valeurs calculées lors de la procédure de prédiction, la condition de stabilité est vérifiée avant de corriger les valeurs estimées. Cette condition CFL¹ porte sur le pas de temps Δt qui doit satisfaire la relation suivante :

$$\Delta t \max \left(\frac{\Delta x}{u}, \frac{\Delta y}{v}, \frac{\Delta z}{w} \right) < 1,$$

où Δx , Δy , Δz et u , v , w sont respectivement les dimensions des mailles et les composantes de la vitesse dans les trois directions de l'espace. Si la condition de stabilité n'est pas vérifiée, une nouvelle procédure de prédiction est effectuée avec un pas de temps corrigé. L'étape de correction consiste à calculer les variables au temps $n + 1$ en fonction des variables au temps n et des variables estimées au temps $n + 1$.

Dans FDS, le pas de temps est donc fonction de la taille de maille et de la vitesse dans ces mailles. Notons que lorsqu'un maillage fin est défini dans une zone d'écoulement rapide, le phénomène est bien capté mais, en contrepartie, le temps de calcul peut devenir considérable.

Conditions aux limites

FDS utilise une loi de paroi simple qui permet d'approcher la décroissance de vitesse dans la couche limite dynamique et d'éviter ainsi de devoir raffiner le maillage à proximité des parois. Au niveau d'une maille située contre la paroi, le principe est de considérer l'existence d'une maille fantôme, symétrique de la maille réelle par rapport à la paroi. La loi de paroi consiste ensuite à supposer que la vitesse calculée au centre de la face de la maille fantôme est proportionnelle à la vitesse calculée au centre de la face de la maille réelle. Le coefficient de proportionnalité est appelé *Velocity Boundary Conditions* et sa valeur est fixée à $VBC = 0.5$ dans FDS. Notons que cette approximation ne respecte pas la condition d'adhérence à la paroi (vitesse non nulle à la paroi).

En ce qui concerne les conditions aux limites d'entrée et de sortie du domaine de calcul, elles sont spécifiées par des conditions en vitesse et en pression.

Traitement de la turbulence

1. méthode de calcul du pas de temps de Courant–Friedrich–Lewi.

Pour une simulation numérique directe (DNS), la viscosité dynamique μ est directement calculée à partir des propriétés des espèces présentes dans l'écoulement. Le maillage doit être suffisamment fin pour simuler les plus petites structures turbulentes (échelle de Kolmogorov) qui dissipent, par frottement, l'énergie transportée par les plus grosses. Cette condition conduit à des temps de calcul conséquents et nécessite des moyens informatiques importants.

Pour une simulation numérique en LES, les grosses structures qui contiennent l'essentiel de l'énergie et qui contrôlent le transport et le mélange sont directement simulées. Pour les plus petites structures (dissipatives), la viscosité est modélisée. Cette technique permet de réduire de façon significative les temps de calcul, le maillage pouvant être plus "grossier" (au sens des petites structures dissipatives).

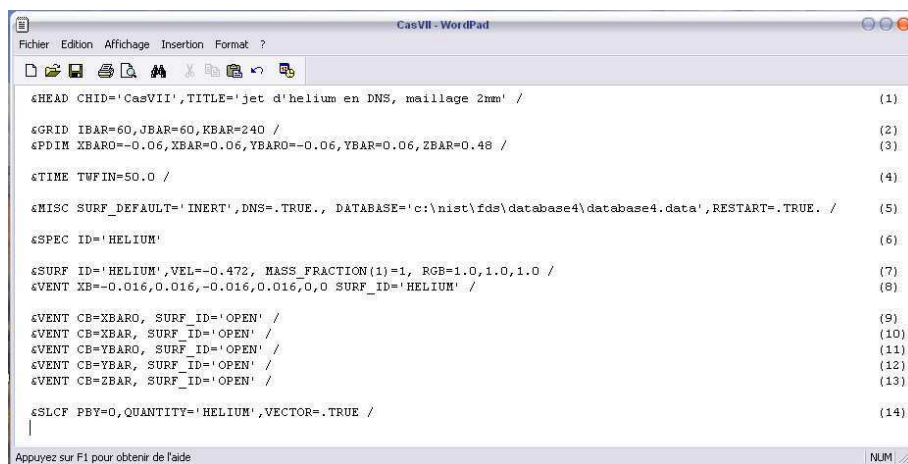
Le code FDS utilise le modèle de sous-maille de Smagorinsky, le filtrage des petites structures turbulentes étant opéré de façon implicite par le maillage. L'effet dissipatif des petites structures est modélisé par la viscosité turbulente μ_{LES} qui est calculée au centre de chaque maille :

$$\mu_{LES} = \rho (C_s \Delta)^2 \left[2 (\text{def}(U)) \cdot (\text{def}(U)) - \frac{2}{3} (\nabla \cdot U)^2 \right]^{1/2},$$

où U représente la vitesse de l'écoulement et $\text{def}(U)$ le tenseur de déformation. Dans FDS, la constante de Smagorinsky est fixée à $C_s = 0.2$ et la longueur de coupure est $\Delta = (\Delta x \Delta y \Delta z)^{1/3}$.

3.1.3 Définition des conditions de simulation sous FDS

La création du domaine de calcul et la définition des conditions de simulation (maillage, conditions aux limites, emplacement de la source...) sont réalisées en éditant un fichier texte avec le bloc-note Windows ou WordPad. L'exécution du calcul ainsi que la récupération des résultats de simulations se font sous l'invite de commande. Un exemple de fichier texte est présenté par la figure 3.1. Cet exemple correspond à la simulation en DNS d'un rejet d'hélium en champ libre qui sera ultérieurement présentée (appelé *CasVI* au §3.2.2).



```

€HEAD CHID='CasVII',TITLE='jet d'hélium en DNS, maillage 2nm' / (1)
€GRID IBAR=60,JBAR=60,KBAR=240 / (2)
€PDIM XBAR0=-0.06,XBAR=0.06,YBAR0=-0.06,YBAR=0.06,ZBAR=0.48 / (3)
€TIME TWFIN=50.0 / (4)
€MISC SURF_DEFAULT='INERT',DNS=.TRUE., DATABASE='c:\nist\fds\database4\database4.data',RESTART=.TRUE. / (5)
€SPEC ID='HELIUM' (6)
€SURF ID='HELIUM',VEL=-0.472, MASS_FRACTION(1)=1, RGB=1.0,1.0,1.0 / (7)
€VENT XB=-0.016,0.016,-0.016,0.016,0,0 SURF_ID='HELIUM' / (8)
€VENT CB=YBAR0, SURF_ID='OPEN' / (9)
€VENT CB=XBAR, SURF_ID='OPEN' / (10)
€VENT CB=YBAR0, SURF_ID='OPEN' / (11)
€VENT CB=YBAR, SURF_ID='OPEN' / (12)
€VENT CB=ZBAR, SURF_ID='OPEN' / (13)
€SLCF PBX=0,QUANTITY='HELIUM',VECTOR=.TRUE. / (14)

```

FIG. 3.1 – Exemple de fichier texte généré pour la simulation sous FDS.

Dans ce programme sont définis tous les paramètres de calcul nécessaires à la réalisation de la simulation numérique :

- la taille du domaine de calcul ($0.12\text{ m} \times 0.12\text{ m} \times 0.48\text{ m}$) et le nombre de mailles ($60 \times 60 \times 240$ mailles) qui sont respectivement définis aux lignes (3) et (2). La taille de maille est alors fixée (2 mm),
- la durée de la simulation (50 s) et la technique de simulation utilisée pour le calcul (DNS) aux lignes (4) et (5) respectivement,
- le fluide rejeté (Hélium), sa vitesse (0.472 m/s) et la taille de la source de rejet ($0.032\text{ m} \times 0.032\text{ m}$) aux lignes (6) à (8),
- les conditions aux limites du domaine (conditions atmosphériques "OPEN") aux lignes (9) à (13),
- et, enfin, le plan ($Y = 0$) et les quantités que l'on souhaite visualiser à l'aide de Smokeview dans ce plan (quantité d'hélium et vecteurs vitesses) à la ligne (14).

3.2 Panache massique en champ libre sans écoulement transverse

Dans cette partie, nous considérons à nouveau le cas du rejet d'un fluide de faible masse volumique en champ libre, dans un fluide ambiant plus lourd au repos et non stratifié. Après une rapide description phénoménologique de ce type d'écoulement, des simulations numériques d'un rejet d'hélium dans de l'air au repos sont présentées. L'objectif de ces simulations préliminaires est d'analyser l'influence des différents paramètres de calcul sur les résultats obtenus.

Par la suite, les résultats numériques sont comparés à des mesures expérimentales dans le but d'évaluer les potentialités du code FDS à prévoir le comportement d'un panache massique en champ libre.

3.2.1 Description phénoménologique

Comme nous l'avons vu au chapitre précédent, de nombreuses études ont porté sur le comportement des panaches massiques en champ lointain (dans la région affine). Depuis une dizaine d'années, des auteurs se sont intéressés au champ proche des panaches (quelques diamètres de source) et ont montré que les mécanismes d'instabilité qui s'y initient affectent de façon significative les processus de mélange et le développement ultérieur de l'écoulement [39, 40, 41, 42, 43].

Comme pour les jets (sans écarts de masse volumique), un panache massique présente, en champ proche, une zone dite de transition ou d'établissement. La hauteur de cette zone, au-delà de laquelle commence la région affine du panache, diminue classiquement avec le nombre de Reynolds initial :

$$Re_0 = \frac{\rho_0 w_0 D}{\mu_0}, \quad (3.4)$$

où D est le diamètre de la source de rejet et ρ_0 , w_0 et μ_0 la masse volumique, la vitesse verticale et la viscosité dynamique initiales, respectivement. La transition d'un écoulement laminaire à un écoulement turbulent se caractérise par l'éclatement du cône potentiel sous l'effet du mécanisme d'instabilité de Kelvin–Helmholtz. Juste au-dessus de la source, la différence de vitesse entre le fluide de faible masse volumique rejeté et le fluide ambiant (au repos) induit un fort cisaillement qui conduit à la formation et au développement avec l'altitude au-dessus de la source d'une couche de mélange plus ou moins turbulente (le fluide ambiant au repos est entraîné par le fluide en mouvement).

Dans le cas d'un écoulement à fortes variations de masse volumique, ce mécanisme d'instabilité de Kelvin–Helmholtz, dont le moteur est l'inertie de l'écoulement, est affecté

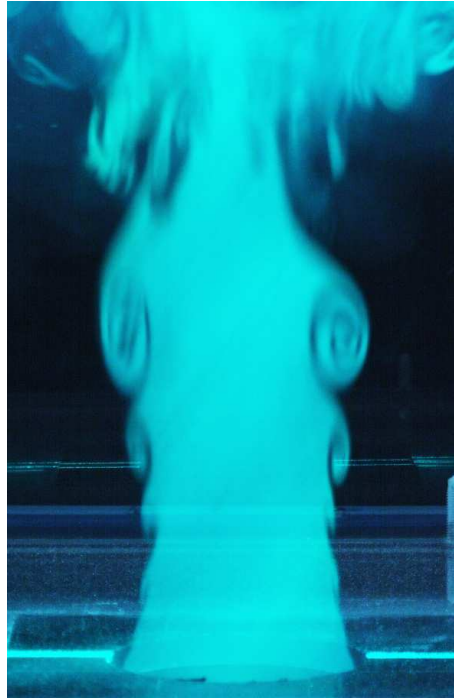


FIG. 3.2 – Photographie instantanée (1/4 s) en champ proche du rejet d'un mélange gazeux léger (air-hélium) en champ libre dans de l'air au repos (Nombre de Reynolds : 1000) sur laquelle peuvent être identifiées les structures toroïdales à grande échelle caractéristiques des panaches massiques.

de façon significative par les effets de flottabilité. Le rapport entre les effets d'inertie et de flottabilité est classiquement caractérisé par le nombre de Richardson initial :

$$Ri_0 = \frac{\rho_\infty - \rho_0}{\rho_\infty} \frac{gD}{w_0^2}, \quad (3.5)$$

où ρ_∞ est la masse volumique du fluide ambiant et g la gravité.

À l'heure actuelle, l'influence exacte de la masse volumique n'est pas encore totalement comprise et de nombreuses questions restent encore en suspens. L'une des caractéristiques les plus remarquables du rejet d'un fluide de faible masse volumique est que, sous certaines conditions, la différence de masse volumique peut affecter la stabilité de l'écoulement. En effet, Huerre & Monkewitz [44] démontrent que, lorsque l'on baisse la masse volumique du fluide rejeté dans un milieu de masse volumique uniforme, l'écoulement peut passer d'un système d'instabilité convective² à un système d'instabilité absolue³. Expérimentalement, Boujemaa *et al.* [45] mettent en évidence le caractère absolu de l'instabilité d'un rejet d'hélium pur dans de l'air (pour des nombres de Reynolds initiaux Re_0 compris entre 275 et 976).

Ce mode absolument instable de l'écoulement de faible masse volumique se traduit par l'apparition d'oscillations auto-entretenues, sous la forme de contractions et d'expansions périodiques de l'enveloppe du panache massique qui se développe au-dessus de la source. Ces oscillations conduisent à la formation, au voisinage de la source, de grosses structures

2. la perturbation peut croître et se propager en aval de l'écoulement mais finit toujours par s'atténuer.

3. la perturbation peut croître et contaminer tout l'écoulement. Dans ce cas, tout le long de l'écoulement la fréquence de passage des structures tourbillonnaires reste constante avec l'altitude [45].

tourbillonnaires toroïdales que l'on peut identifier sur la figure 3.2. Une fois le tourbillon formé, il interagit avec le cœur de l'écoulement tout en s'élevant, et fini par éclater pour donner naissance à des structures turbulentes d'échelles plus petites (zone de turbulence pleinement développée).

Ce mécanisme de bouffée (*puffing mechanism* en anglais), qui est aussi caractéristique des panaches d'incendies [39], affecte de façon significative le développement ultérieur de l'écoulement et le processus de mélange turbulent entre l'écoulement et le fluide ambiant. Cetegen & Ahmed [39] et Cetegen & Kasper [40] ont conduit des travaux expérimentaux détaillés sur l'origine des instabilités d'un panache massive d'hélium et d'un panache thermique (brûleur à propane). Les auteurs démontrent que la fréquence des oscillations f (*puffing frequency*), caractérisée par le nombre de Strouhal $St = fD/w_0$, est corrélée au nombre de Richardson initial de l'écoulement Ri_0 . De tels résultats tendent à démontrer que les instabilités à grande échelle observées sont donc induites par les effets de flottabilité de l'écoulement (écarts de masse volumique).

Par la suite, à partir de résultats expérimentaux pour un rejet d'hélium ou d'un mélange air-hélium dans de l'air au repos, Cetegen [41] présente un critère de stabilité de l'écoulement. L'auteur montre que les oscillations apparaissent sous certaines conditions de source : pour un rapport de masse volumique entre le fluide rejeté et le fluide ambiant $\rho_0/\rho_\infty < 0.4$, il obtient qu'une vitesse d'injection supérieure à 0.1 m/s est nécessaire pour amorcer les oscillations. Nous pouvons aussi citer les travaux de Yildirim & Agrawal [42] (expérimentaux) et de Satti & Agrawal [43] (numériques) qui se sont intéressés à l'origine des instabilités d'un panache massive. Les auteurs mettent en évidence que les oscillations périodiques dans la région laminaire de l'écoulement (zone de cône potentiel) sont maintenues dans la zone de transition ainsi que dans la partie initiale de la région turbulente.

3.2.2 Analyse préliminaire de l'influence des paramètres de simulation

Dans cette section, nous nous intéressons à la simulation numérique d'un panache d'hélium se développant en champ libre dans de l'air ambiant au repos. Différents tests portant sur la taille du domaine de calcul, la sensibilité au maillage ainsi que le traitement de la turbulence sont présentés.

Organisation des simulations FDS

Comme l'indique la figure 3.3, les simulations numériques sont réalisées pour un domaine de calcul tridimensionnel de hauteur H et de section horizontale carrée $L \times L$. Les conditions aux limites sont définies par une paroi lisse à la base du domaine (plancher) et une condition d'ouverture à l'atmosphère sur les autres faces du domaine (pression atmosphérique). Le maillage est constitué de cubes uniformes de côté δ .

Le code de calcul FDS ne permettant de générer que des géométries parallélépipédiques, la source du rejet est définie par une surface carrée au niveau du plancher (représentée en blanc sur la figure 3.3).

Le domaine numérique contient de l'air pur au repos de masse volumique $\rho_\infty = \rho_{air} = 1.2 \text{ kg/m}^3$ tandis que le fluide rejeté est de l'hélium pur de masse volumique $\rho_0 = \rho_{he} = 0.166 \text{ kg/m}^3$ et de viscosité dynamique $\mu_0 = \mu_{he} = 1.955 \times 10^{-5} \text{ kg/ms}$ dans des conditions ambiantes isobare (10^5 Pa) et isotherme ($20 \text{ }^\circ\text{C}$).

Les simulations présentées dans le tableau 3.1 ont été réalisées sur un PC de 2.66 GHz CPU et 1 Go de RAM. Dans chaque cas, l'écoulement simulé est instationnaire et la durée de simulation est fixée à 50 s. Les mailles étant de faible dimensions (de l'ordre de quelques

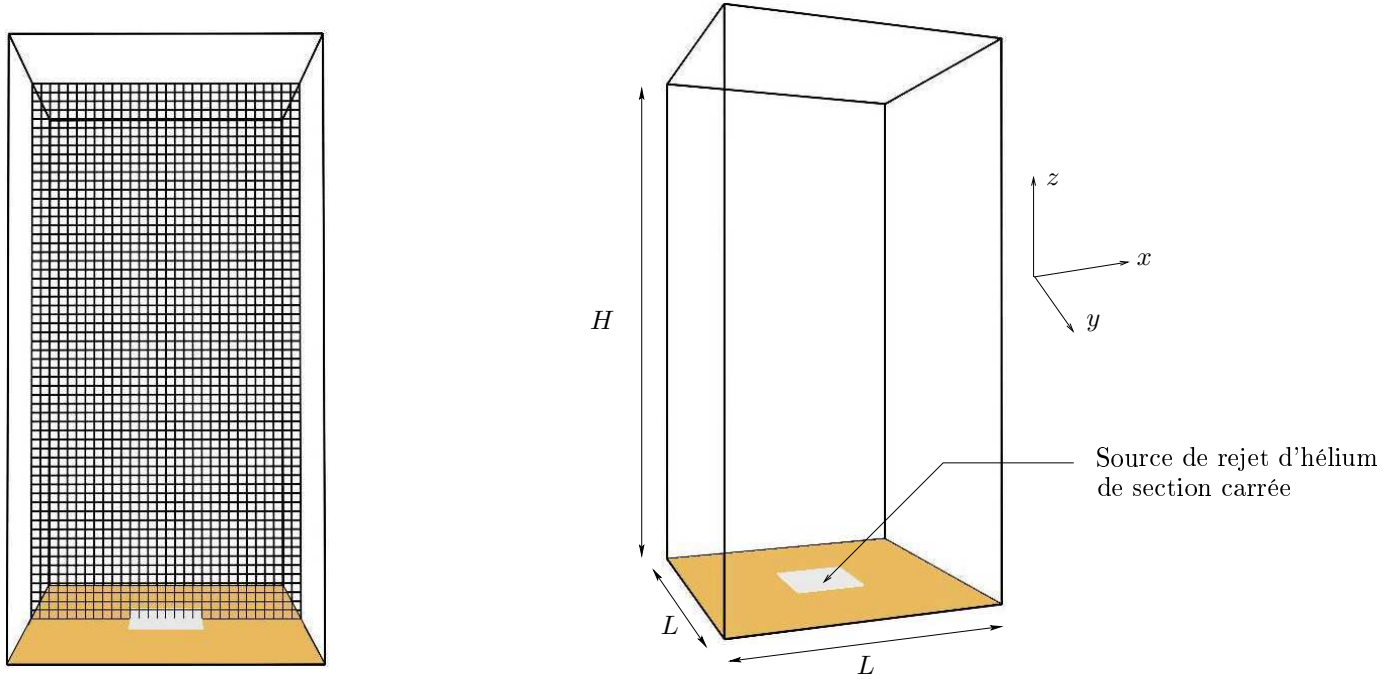


FIG. 3.3 – Vues d'ensemble du domaine de calcul et de la source de rejet d'hélium ainsi que du maillage (ici, $\delta = 4$ mm) générés pour les simulations numériques FDS.

millimètres), les domaines sont réduits (en moyenne 10 cm de large pour 50 cm de haut) afin de limiter les temps de calcul. Par conséquent, la source de rejet est elle aussi de faible dimension et le régime des écoulements simulés est initialement laminaire.

Le tableau 3.1 présente l'ensemble des cas simulés. Les première colonne précisent les conditions de source (taille D_{eq} et vitesse verticale initiale w_0), la taille de maille (δ), les dimensions du domaine de calcul (L et H), ainsi que le nombre de mailles (Nb mailles). Dans les dernières colonnes sont précisés le traitement de la turbulence utilisé (LES ou DNS), la valeur de la constante de Smagorinsky C_s (en LES) et, finalement, le temps de calcul nécessaire à la simulation.

Pour les six premiers cas (*Cas I* à *Cas VI*), la taille de la source est de 0.032 m \times 0.032 m ce qui correspond, à surface égale, à une source circulaire de diamètre équivalent $D_{eq} = 36$ mm. La vitesse initiale (uniforme) à la source est $w_0 = 0.472$ m/s, soit un débit volumique d'hélium de 29 l/min. Les conditions de source sont caractérisées par :

- le nombre de Reynolds initial : $Re_0 = 144$,
- le nombre de Richardson initial : $Ri_0 = 1.37$,
- le flux de flottabilité : $F = 4.06 \times 10^{-3} \text{ m}^4/\text{s}^3$ ($B_0 = 29.36 \times 10^{-3} \text{ m}^4/\text{s}^3$),
- et le paramètre de source : $\Gamma_0 \approx 10$.

L'écoulement à la source est donc laminaire ($Re_0 < 2000$), faiblement dominé par les effets de flottabilité ($Ri_0 \geq 1$) tandis que le panache qui se développe au-dessus de la source peut être qualifié de paresseux ($\Gamma_0 > 1$). Notons que cette dernière remarque n'est pas rigoureusement exacte puisque le paramètre de source Γ_0 est calculé pour un coefficient d'entraînement α constant dont la valeur ($\alpha = 0.1$) correspond à un écoulement turbulent (voir le chapitre 2).

Pour les deux derniers cas (*Cas VII* et *Cas VIII*), la taille de la source passe à $0.039 \text{ m} \times 0.039 \text{ m}$ (diamètre équivalent $D_{eq} = 44 \text{ mm}$) et la vitesse initiale à $w_0 = 0.581 \text{ m/s}$ (débit volumique d'hélium de 53 l/min). Les conditions de source sont alors caractérisées par :

- $Re_0 = 217$ (régime laminaire),
- $Ri_0 = 1.10$ (effets de flottabilité légèrement dominants),
- $F = 7.46 \times 10^{-3} \text{ m}^4/\text{s}^3$ ($B_0 = 53.98 \times 10^{-3} \text{ m}^4/\text{s}^3$),
- $\Gamma_0 \approx 23$ (panache plus paresseux).

À partir de ces différents cas tests, nous proposons une étude paramétrique du comportement de l'écoulement simulé par le code de calcul Fire Dynamic Simulator. Les paramètres de cette étude sont : la taille du domaine numérique (hauteur H , largeur L), la taille de maille δ et le traitement de la turbulence utilisé (LES ou DNS). Pour cette étude, le comportement de l'écoulement est caractérisé par l'évolution avec l'altitude de la vitesse verticale $w(z)$ et du déficit de masse volumique adimensionnel $\eta(z)$ sur l'axe du panache.

Pour les mélanges gazeux, FDS fournit la valeur de la fraction massique d'un gaz qui, dans notre cas, est celle de l'hélium, notée M_{he} . La fraction volumique d'air χ_{air} du mélange air-hélium peut être déduite de M_{he} en tout point du domaine :

$$\chi_{air} = \frac{1 - M_{he}}{1 + M_{he}(\rho_{air}/\rho_{he} - 1)}. \quad (3.6)$$

La valeur de la masse volumique est ensuite calculée en utilisant la relation :

$$\rho = \chi_{air}\rho_{air} + (1 - \chi_{air})\rho_{he}, \quad (3.7)$$

et on en déduit celle du déficit de masse volumique adimensionnel : $\eta = (\rho_{air} - \rho)/\rho$.

Dans chaque cas, les valeurs de vitesse et de fraction massique d'hélium sur l'axe sont récupérées et moyennées sur les cinq dernières secondes du temps de simulation (50 s).

Cas	D_{eq} (mm)	w_0 (m/s)	δ (mm)	H (m)	L (m)	Nb mailles (10^3)	Trait. turbulence	C_s	Temps de calcul
I	36	0.472	4	0.48	0.12	108	LES	0.2	~ 2 h
II	36	0.472	4	0.96	0.12	216	LES	0.2	~ 4 h
III	36	0.472	4	0.48	0.24	432	LES	0.2	$\sim 1/2$ j
IV	36	0.472	3	0.48	0.12	256	LES	0.2	$\sim 1/2$ j
V	36	0.472	2	0.48	0.12	864	LES	0.2	~ 1 j ^{1/2}
VI	36	0.472	2	0.48	0.08	864	DNS	–	~ 2 j
VII	44	0.581	2	0.5	0.1	625	LES	0.2	~ 2 j
VIII	44	0.581	2	0.5	0.1	625	LES	0.05	~ 5 j

TAB. 3.1 – Définition des simulations numériques réalisées avec FDS dans le cas d'un rejet d'hélium dans de l'air au repos en champ libre.

Effet de la taille du domaine

Pour des tailles de source et de maille données, $D_{eq} = 36$ mm et $\delta = 4$ mm respectivement, nous nous intéressons ici à l'effet de la taille du domaine de calcul sur les résultats de simulation obtenues en LES. Une première série de simulations est donc réalisée en augmentant la surface au sol $L \times L$ puis la hauteur H du domaine, l'objectif étant de déterminer si les conditions de pression aux frontières du domaine (pression atmosphérique) affectent ou non le développement du panache.

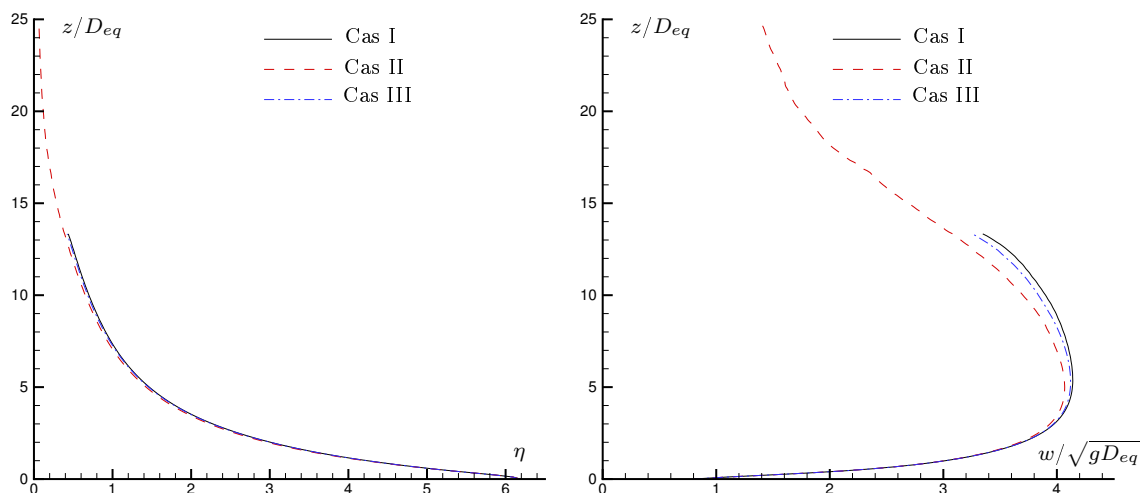


FIG. 3.4 – Effet de la taille du domaine sur l'évolution avec l'altitude du déficit de masse volumique et de la vitesse verticale obtenue numériquement avec *FDS* en LES.

Nous avons tout d'abord doublé la hauteur du domaine de calcul entre le *Cas I* ($H = 0.48$ m) et le *Cas II* ($H = 0.96$ m), puis quadruplé la surface horizontale du domaine de calcul entre le *Cas I* ($L = 0.12$ m) et le *Cas III* ($L = 0.24$ m).

Les résultats obtenus, présentés par la figure 3.4, montrent que l'augmentation de la taille du domaine n'a pas d'effet significatif sur l'évolution avec l'altitude de la masse volumique. Par contre, la vitesse verticale sur l'axe du panache diminue sensiblement avec l'augmentation de la largeur du domaine L (*Cas I* / *Cas III*) et de façon plus importante avec celle de la hauteur H (*Cas I* / *Cas II*). Il peut être noté sur la figure 3.4 que l'évolution de la vitesse verticale présente un pic de vitesse. Ce résultat est en accord avec la théorie présentée au chapitre 2 qui prédit un tel phénomène pour un panache "suffisamment paresseux" ($\Gamma_0 > 5/2$).

Nous pouvons conclure de cette première série de simulations que plus les frontières du domaine sont définies loin de la source de rejet, plus la vitesse verticale sur l'axe du panache est faible. Par contre, la taille du domaine n'a aucun effet, au voisinage de l'axe du panache, sur le taux de mélange entre l'hélium rejeté et l'air ambiant pour les hauteurs de domaine considérées.

Effet de la taille de maille

Le second paramètre que nous avons testé est la taille de maille δ pour une dimension de source donnée, $D_{eq} = 36$ mm, et un domaine de calcul de $H = 0.48$ m de haut et de

$L = 0.12$ m de large. Nous avons donc raffiné le maillage en réduisant δ de 4 (*Cas I*) à 3 (*Cas IV*) puis 2 mm (*Cas V*), l'objectif étant ici d'étudier la sensibilité au maillage des résultats numériques. Pour ces trois cas, la source est respectivement définie par 64 puis 114 et enfin 256 mailles.

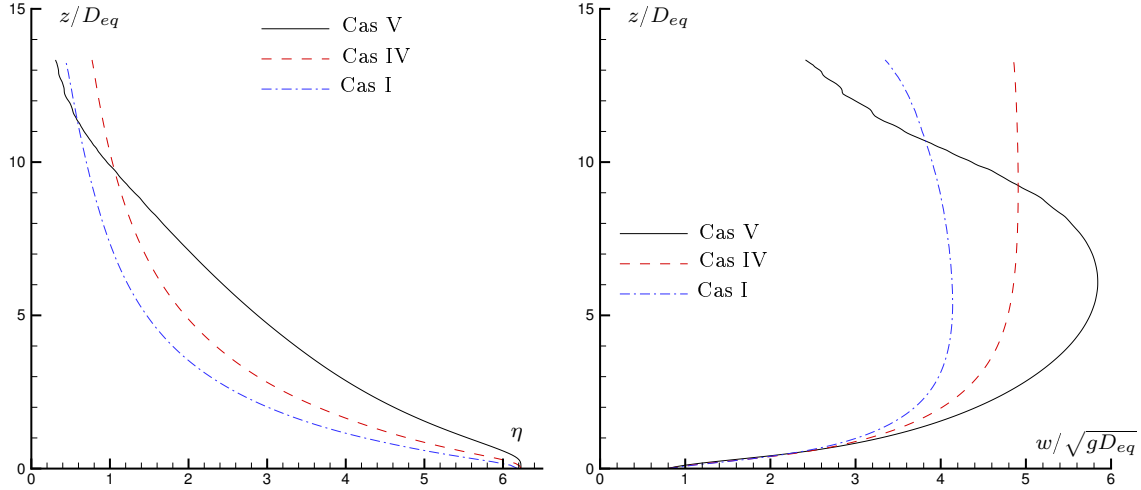


FIG. 3.5 – Effet de la taille de maille sur l'évolution avec l'altitude du déficit de masse volumique et de la vitesse verticale obtenue numériquement avec FDS en LES.

La figure 3.5 met en évidence que la diminution de la taille de maille ne permet pas d'obtenir un comportement du panache indépendant du maillage pour $\delta \geq 2$ mm. Les résultats obtenus pour des tailles de maille de 3 et 4 mm (*Cas I* et *Cas IV*) sont relativement proches. Par contre, nous pouvons noter une différence nette entre ces résultats et ceux du *Cas V* pour lequel le maillage est le plus fin ($\delta = 2$ mm). En effet, nous observons sur la figure 3.5 que, dans ce cas, le pic de vitesse est plus marqué et la masse volumique augmente plus lentement avec l'altitude.

Nous pouvons conclure de cette seconde série de simulations que les résultats numériques obtenus avec FDS en LES demeurent sensibles au maillage malgré de faibles tailles de maille (de l'ordre de quelques millimètres).

Effet du traitement de la turbulence

Nous proposons ici de comparer les résultats numériques obtenus précédemment en LES pour $\delta = 2$ mm (*Cas V*) à des résultats de simulation numérique directe DNS pour une taille de maille identique (*Cas VI*). Afin de limiter les temps de calcul, la largeur du domaine de calcul est réduite de $L = 0.12$ m à $L = 0.08$ m.

Notons dès à présent que le maillage utilisé (le plus fin qui ait été testé) peut être adapté au calcul en LES (les plus petites structures étant modélisées) mais peut être insuffisant dans le cas d'une simulation directe pour laquelle ces mêmes petites structures ne sont pas prises en compte (n'étant pas "captées" par le maillage).

La figure 3.6 présente des visualisations instantanées de l'écoulement obtenues avec Smokeview pour des simulations réalisées en utilisant les techniques LES et DNS. Le phénomène de battement caractéristique des panaches massiques décrit au §3.2.1 a été observé dans les deux cas au voisinage de la source. Néanmoins, nous pouvons noter sur la figure

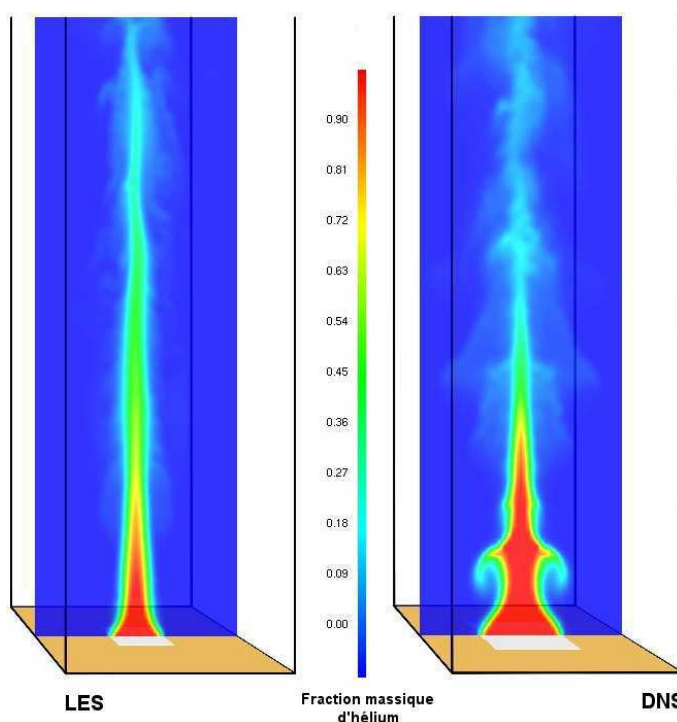


FIG. 3.6 – Comparaison des écoulements obtenus en LES (Cas V) et en DNS (Cas VI). Le calcul par simulation directe permet de visualiser les grosses structures toroïdales caractéristiques d'un panache massique.

3.6 que les oscillations conduisent à la formation de grosses structures toroïdales en DNS uniquement.

La comparaison de ces deux visualisations met aussi en évidence que, en champ lointain, les niveaux de fraction massique d'hélium obtenus en DNS sont plus faibles. Le mélange semble donc être plus intense entre le rejet d'hélium et l'air ambiant dans le cas de la simulation directe.

Cette conclusion est confirmée par la figure 3.7 : après une décroissance plus lente dans la zone de cône potentiel ($z/D_{eq} < 1$), le déficit de masse volumique adimensionnel η décroît plus rapidement en DNS qu'en LES, traduisant un éclatement plus intense du cône potentiel (la masse volumique augmente davantage). Pour des altitudes plus importantes (au-delà de cinq fois le diamètre équivalent), la décroissance de η ralentit. En LES, la décroissance de η est plus lente, quasiment linéaire pour $3 < z/D_{eq} < 10$, puis ralentit au-delà de 10 fois le diamètre équivalent.

En ce qui concerne la vitesse verticale sur l'axe du panache, il peut être noté sur la figure 3.7 que le pic de vitesse intervient plus près de la source en DNS qu'en LES (environ deux fois plus près). Par contre la valeur de la vitesse maximale sur l'axe est plus importante en LES qu'en DNS.

En guise de conclusion partielle, la comparaison de simulations réalisées en LES et en DNS a mis en évidence que les résultats obtenus par simulation directe sont plus représentatifs de la physique d'un panache massique avec, notamment, la reproduction des grosses structures toroïdales caractéristiques de tels panaches. Néanmoins, cette conclusion doit être nuancée par le fait que le maillage utilisé ($\delta = 2$ mm) n'est pas adapté à un calcul DNS puisqu'il est trop "grossier" au sens des petites structures dissipatives. L'énergie transportée par les grosses structures n'est donc pas dissipée par ces plus petites structures et le

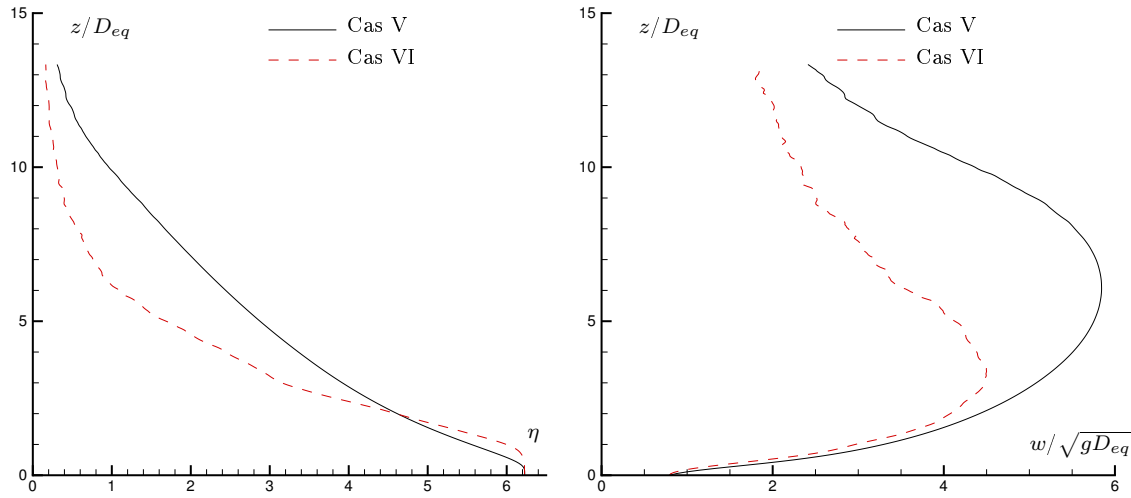


FIG. 3.7 – Effet du traitement de la turbulence sur l'évolution avec l'altitude du déficit de masse volumique et de la vitesse verticale obtenue numériquement avec FDS.

calcul devrait, en théorie, diverger (par accumulation d'énergie). En pratique, l'énergie est dissipée artificiellement par diffusion numérique (erreur de troncature du schéma numérique).

Effet d'une modification de la valeur de la constante de Smagorinsky du modèle LES

Pour finir, nous nous intéressons à l'effet d'une modification de la valeur de la constante de Smagorinsky. Comme nous l'avons vu au §3.1.2, cette constante, notée C_s , intervient dans la modélisation de la viscosité turbulente en LES. Par défaut, la valeur de cette constante est fixée : $C_s = 0.2$.

Afin de réaliser une simulation pour une valeur différente de la constante de Smagorinsky nous avons, dans un premier temps, récupéré les sources du code FDS (mises à disposition sur le site du NIST). Dans un second temps, nous avons recompilé le code en imposant $C_s = 0.05$.

Deux calculs sont ainsi effectués : l'un en conservant la valeur initiale de C_s (Cas VII) et l'autre avec cette nouvelle valeur (Cas VIII). Par rapport aux conditions de simulations précédentes, le maillage demeure inchangé ($\delta = 2$ mm) par contre, comme il est précisé dans le tableau 3.1, la taille du domaine ainsi que les caractéristiques de la source sont sensiblement différentes ($H = 0.5$ m, $L = 0.1$ m, $D_{eq} = 44$ mm et $w_0 = 0.581$ m/s).

La figure 3.8 présente des visualisations instantanées de l'écoulement obtenues avec Smokeview pour les simulations réalisées en LES avec $C_s = 0.2$ et $C_s = 0.05$. Nous n'observons pas de différences significatives malgré un temps de calcul qui, comme indiqué dans le tableau 3.1, a plus que doublé. Néanmoins, nous pouvons noter que les niveaux de fraction massique d'hélium en champ lointain sont légèrement plus faibles pour le Cas VIII ($C_s = 0.05$).

La figure 3.9 indique qu'une diminution de la valeur de la constante de Smagorinsky n'a pas d'effet sur les résultats au voisinage de la source, jusqu'à une altitude de quatre fois le diamètre équivalent environ. Par contre, au-delà de cette altitude nous pouvons observer que l'écart de masse volumique adimensionnel η décroît plus rapidement pour le Cas VIII

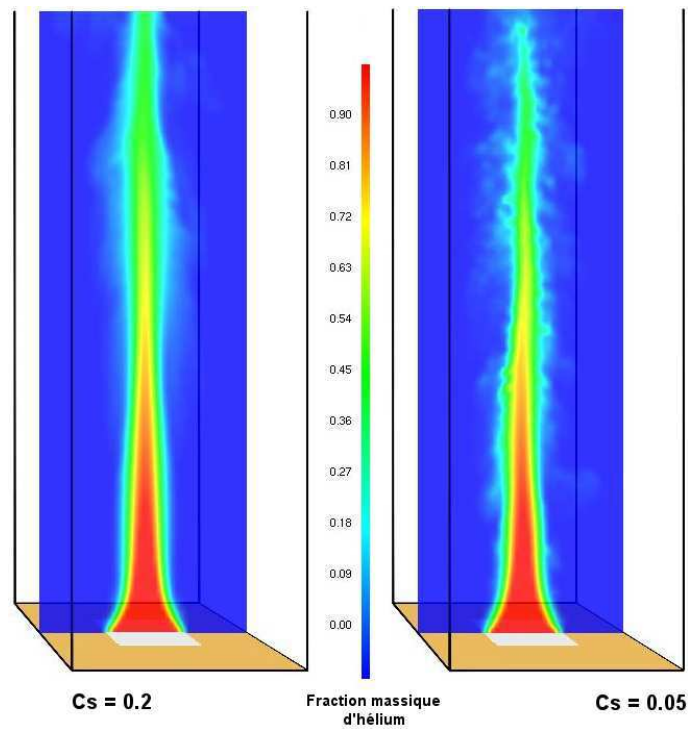


FIG. 3.8 – Comparaison des écoulements obtenus en LES pour $C_s = 0.2$ (Cas VII) et $C_s = 0.05$ (Cas VIII). La diminution de la valeur de la constante de Smagorinsky conduit à un processus de mélange plus intense.

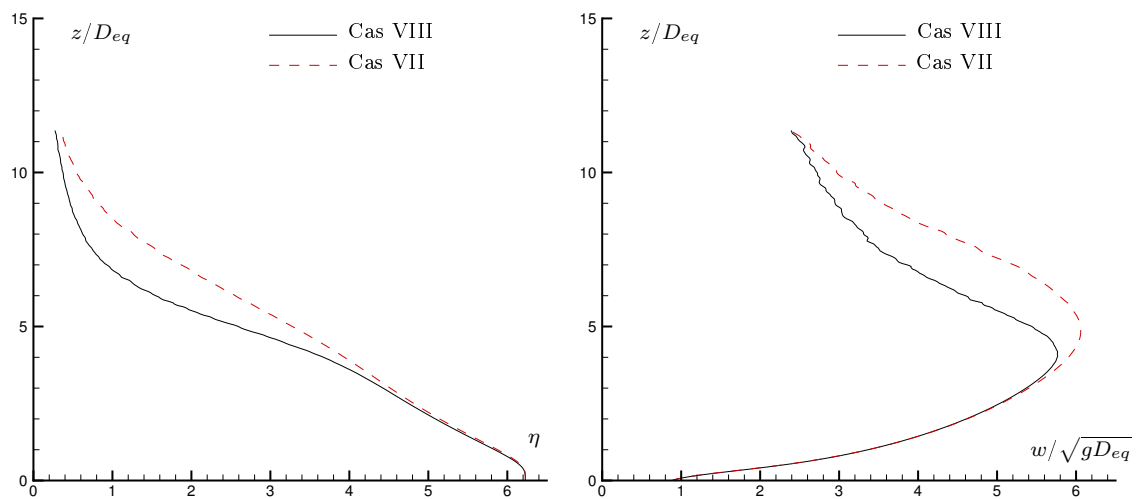


FIG. 3.9 – Effet d'une modification de la valeur de la constante de Smagorinsky utilisée dans le modèle LES sur l'évolution avec l'altitude de la vitesse verticale et du déficit de masse volumique obtenue numériquement avec FDS.

($C_s = 0.05$). Dans le même temps, la vitesse verticale sur l'axe atteint son maximum plus près de la source et commence donc à décroître plus tôt.

En définitive, nous obtenons que la modification de la valeur de la constante de Smagorinsky conduit à des différences en vitesse et masse volumique qui sont significatives pour des altitudes comprises environ entre cinq fois et dix fois le diamètre équivalent.

3.2.3 Comparaison des résultats de simulations numériques à des mesures expérimentales

Dans la partie précédente, nous avons étudié l'influence de divers paramètres de simulations sur les résultats obtenus. Il s'agit maintenant d'évaluer les capacités du code de calcul Fire Dynamic Simulator à représenter le comportement d'un panache massique qui se développe au-dessus d'une source de rejet d'un fluide de faible masse volumique. Pour cela, nous avons choisi de confronter les résultats numériques à des résultats d'essais expérimentaux pour un rejet d'hélium dans de l'air au repos. Le cas test défini dans le cadre de cette confrontation est présenté ci-dessous.

Définition du cas test

Pour le cas test considéré ici, le diamètre de source est $D = 49$ mm et la vitesse initiale est $w_0 = 0.884$ m/s (débit volumique d'hélium de 100 l/min). Dans ces conditions, l'écoulement à la source est caractérisé par :

- $Re_0 = 368$ (régime laminaire),
- $Ri_0 = 0.53$ (effets d'inertie dominants),
- $F = 14.10 \times 10^{-3} \text{ m}^4/\text{s}^3$ ($B_0 = 101.86 \times 10^{-3} \text{ m}^4/\text{s}^3$),
- et $\Gamma_0 \approx 4$ (panache paresseux).

Simulations numériques réalisées

La source du rejet est définie par une surface carrée au niveau du plancher de section $0.044 \text{ m} \times 0.044 \text{ m}$ (surface équivalente à celle d'une source circulaire de diamètre $D = 49$ mm). Les conditions aux limites sont toujours définies par une paroi lisse à la base du domaine et une condition d'ouverture à l'atmosphère sur les autres faces du domaine (pression atmosphérique).

Trois simulations de rejet d'hélium dans de l'air au repos en champ libre sont réalisées : une en LES (cas LES_2) avec $C_s = 0.2$, et deux en DNS (cas $DNS_{1.5}$ et DNS_2). Comme indiqué dans le tableau 3.2, pour les cas LES_2 et DNS_2 , les dimensions du domaine numérique et la taille de maille sont respectivement $H = 0.4$ m, $L = 0.12$ m et $\delta = 2$ mm. Le nombre de maille étant fixé à 720 000 pour l'ensemble des simulations réalisées et la taille de maille étant réduite à $\delta = 1.5$ mm pour le cas $DNS_{1.5}$, la hauteur et la largeur du domaine passent respectivement à $H = 0.3$ m et $L = 0.09$ m dans ce cas.

Présentation des essais expérimentaux

Le dispositif expérimental utilisé est présenté schématiquement par la figure 3.10. L'alimentation en hélium ainsi que les techniques de mesure et de contrôle du débit d'hélium

Cas	δ (mm)	H (m)	L (m)	Temps de calcul
LES₂	2	0.4	0.12	~ 2 j
DNS₂	2	0.4	0.12	~ 3 j
DNS_{1.5}	1.5	0.3	0.09	~ 4 j

TAB. 3.2 – Définition des simulations numériques réalisées avec FDS en vue d’une comparaison à des résultats expérimentaux pour un rejet d’hélium dans de l’air au repos en champ libre.

seront détaillées ultérieurement (au chapitre 4). Comme indiqué sur cette figure, l’hélium est acheminé par une conduite en PVC (Polychlorure de vinyle) de diamètre nominal 75 mm qui débouche dans un caisson de tranquillisation de section horizontale 0.2 m \times 0.2 m et de hauteur 0.1 m. Ce caisson comprend une chambre principale, en partie basse, et une chambre de tranquillisation, en partie haute. Après impact sur la plaque horizontale de section carrée (0.18 m \times 0.18 m) qui sépare les deux chambres, l’hélium pénètre dans la chambre de tranquillisation où une plaque en nid d’abeilles permet de réduire la turbulence de l’écoulement. L’hélium s’échappe ensuite à l’air libre au travers d’un orifice circulaire de diamètre $D = 49$ mm.

Dans un premier temps, des mesures de masse volumique moyenne sur l’axe du panache sont réalisées à l’aide d’un analyseur d’oxygène dont le principe de fonctionnement sera présenté ultérieurement (au § 4.3.1). La sonde de prélèvement de gaz est montée sur un système de déplacement vertical micrométrique (± 0.01 mm) afin d’obtenir des mesures de masse volumique à différentes altitudes au-dessus de la source. À partir de la face supérieure du caisson de tranquillisation ($z = 0$ m), des mesures sont réalisées tous les 5 cm jusqu’à une hauteur de 50 cm. Pour chacun des onze points de mesure, les données sont collectées sur un PC avec une fréquence d’acquisition de 1 Hz pendant 1 min. Les 60 valeurs de fraction volumique d’oxygène alors obtenues sont ensuite moyennées pour déterminer la masse volumique moyenne sur l’axe du panache à une altitude donnée.

Dans un second temps, des mesures de vitesse verticale moyenne sur l’axe du panache sont réalisées par Vélocimétrie Laser Doppler (LDV). Pour ces mesures, l’hélium estensemencé par des sels d’ammonium (le système d’ensemencement sera décrit au §4.3.1). Comme l’indique la figure 3.10, le système optique d’émission est lui aussi monté sur un système de déplacement vertical micrométrique. L’ensemble est commandé par un PC et les données sont traitées par un système IFA600 (LaserVec, TSI). Nous utilisons une lentille de focale 250 mm et la fréquence d’acquisition est de l’ordre de 0.5 kHz. Les mesures sont réalisées tous les 1 cm jusqu’à une hauteur de 14 cm puis tous les 2 cm jusqu’à 24 cm. Pour chaque point de mesure, la durée d’acquisition est fixée à 120 s et environ 50 000 bursts sont collectés. Les valeurs de vitesse alors obtenues sont ensuite moyennées pour déterminer la vitesse verticale moyenne sur l’axe du panache à une altitude donnée.

Prédictions théoriques

De façon rigoureuse, les résultats théoriques établis au chapitre 2 ne sont pas applicables pour la configuration d’écoulement considéré, le régime étant initialement laminaire (Re_0

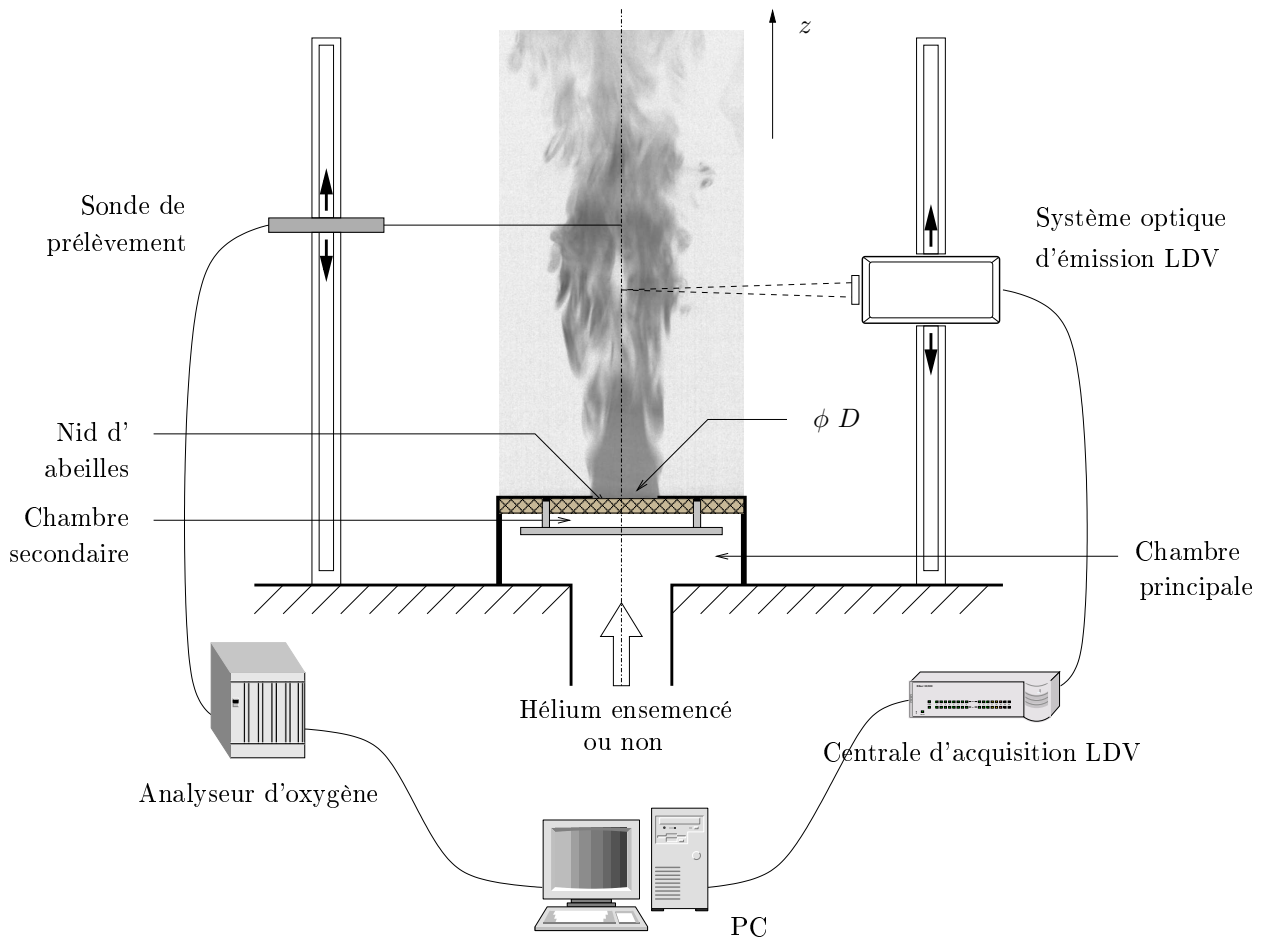


FIG. 3.10 – Schéma de principe du dispositif expérimental utilisé pour les mesures de vitesse verticale et de masse volumique dans l'axe d'un panache d'hélium se développant en champ libre dans de l'air au repos.

= 368). Néanmoins, l'écoulement devient turbulent en champ lointain. Par conséquent, les solutions analytiques obtenues sont tout de même présentées, qu'elles soient exactes ou approchées (solutions affines).

Les solutions exactes sont calculées à partir des conditions de source : $\eta_0 = 6.23$, $\beta_0 = 9.11$ mm et $\Gamma_0 = 4.45$. Les solutions approchées (solutions affines avec correction d'origine virtuelle) s'écrivent : $w(z) = 0.616(z-z_v)^{-1/3}$ et $\eta(z) = 0.051(z-z_v)^{-5/3}$. En appliquant la méthode de calcul de la correction d'origine virtuelle présentée au §2.3.5, nous obtenons, pour $\Lambda/D = 0.319$: $z_v/D = -0.14$.

Les solutions exactes et approchées, calculées dans l'hypothèse de profils top-hat, sont ensuite converties en valeurs sur l'axe à l'aide des relations établies entre variables top-hat et gaussiennes au §2.1.3 et en posant $\lambda_G = 1.16$ [26].

Confrontation des résultats

Les figures 3.11 et 3.12 présentent l'ensemble des résultats obtenus : les résultats de simulations numériques (LES_2 , DNS_2 et $DNS_{1.5}$), les mesures expérimentales de vitesse moyenne ("LDV") et de masse volumique moyenne ("Sonde O_2 ") sur l'axe du panache ainsi que les prédictions théoriques exactes ("Sol. Th.") et approchées ("Sol. Af.").

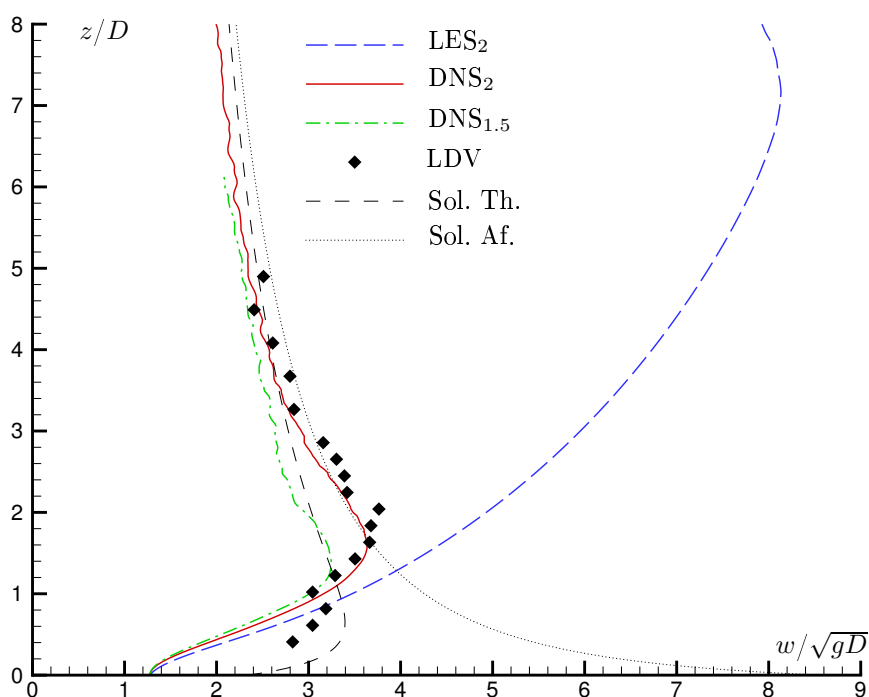


FIG. 3.11 – Évolution avec l'altitude au-dessus de la source de la vitesse moyenne sur l'axe. Comparaison des résultats de simulations numériques aux mesures expérimentales LDV et aux prédictions théoriques.

Il peut tout d'abord être noté, en comparant les cas $DNS_{1.5}$ et DNS_2 , que les résultats obtenus par simulations numérique directe pour $\delta > 1.5$ mm sont sensibles au maillage. Cette dépendance des résultats à la taille de maille est particulièrement marquée sur la figure 3.11.

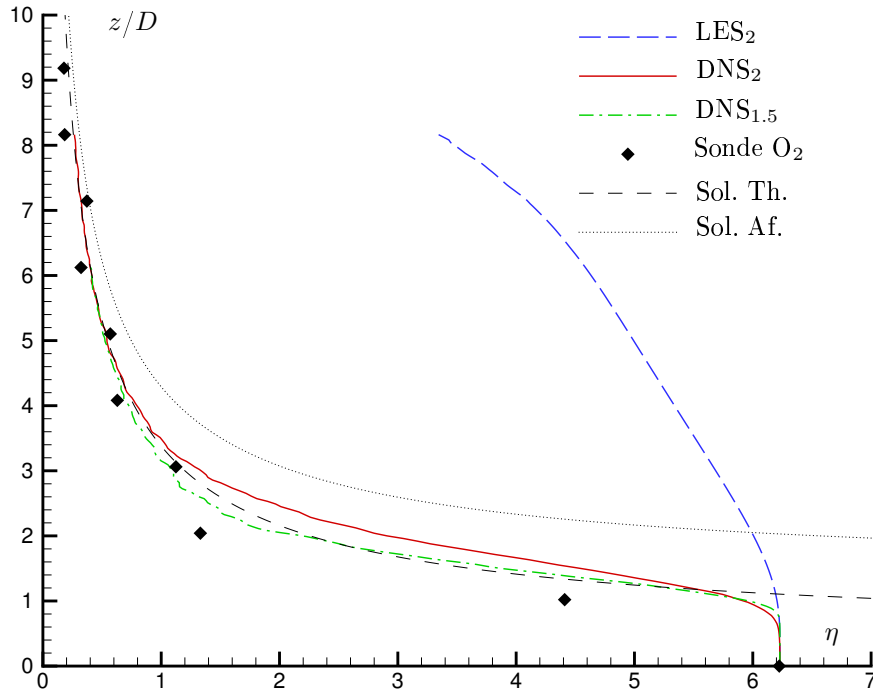


FIG. 3.12 – Évolution avec l'altitude au-dessus de la source du déficit de masse volumique adimensionnel sur l'axe. Comparaison des résultats de simulations numériques aux mesures expérimentales de taux d'oxygène et aux prédictions théoriques.

D'autre part, la comparaison des résultats de simulations numériques avec les mesures expérimentales met clairement en évidence que, pour une même taille de maille ($\delta = 2$ mm), les évolutions avec l'altitude de w et de η sur l'axe sont mieux approchées par la simulation directe (DNS_2) que par la LES (LES_2). En particulier, la figure 3.12 montre que la décroissance rapide de η pour $1 < z/D < 3$, liée à l'éclatement du cône potentiel, est bien reproduite par le calcul en DNS. En définitive, la comparaison des résultats de simulations numériques aux mesures expérimentales indique que le comportement du panache est correctement approché par la DNS, la LES s'avérant être trop dissipative. Rappelons cependant que pour la simulation directe, le maillage utilisé ($\delta = 1.5$ et 2 mm) étant trop grossier pour "capter" les plus petites structures dissipatives, l'énergie n'est pas dissipée par ces structures mais artificiellement, par diffusion numérique.

Enfin, bien que le régime de l'écoulement soit initialement laminaire, la comparaison des mesures expérimentales aux prédictions théoriques (exactes ou approchées) est satisfaisante. Notons que le décalage entre les valeurs de vitesse et de masse volumique à la source ($z/D = 0$) est dû à la transposition des résultats théoriques calculés dans l'hypothèse de profils top-hat en valeurs sur l'axe (hypothèse de profils gaussiens). La figure 3.11 indique que le passage par un maximum de vitesse verticale, prédit par la théorie, est bien retrouvé expérimentalement. Néanmoins, nous pouvons noter que le pic de vitesse prédit par la théorie intervient plus près de la source (environ deux fois plus près) et que la valeur du maximum de vitesse est sensiblement plus faible.

La figure 3.13 présente l'ensemble des résultats en échelles logarithmiques. Cette figure permet de mettre en évidence les lois de décroissance prédites par la théorie dans la zone de panache développé (région affine) : vitesse verticale w en $z^{-1/3}$ et déficit de masse volumique adimensionnel η en $z^{-5/3}$.

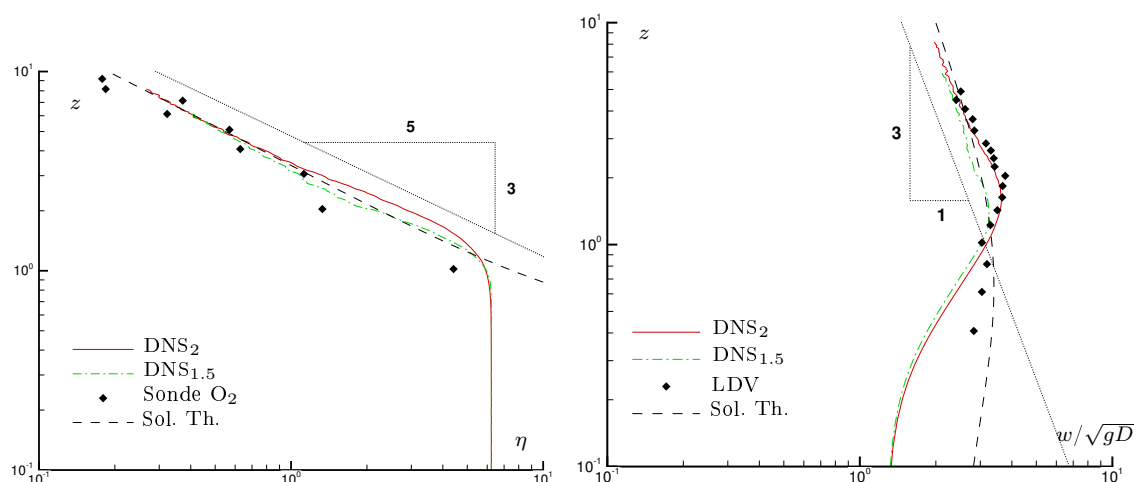


FIG. 3.13 – Comparaison des résultats numériques, expérimentaux et théoriques en échelles logarithmiques.

3.2.4 Synthèse des potentialités du code pour la simulation d'un panache massique en champ libre

Les premières simulations réalisées avec le code de calcul Fire Dynamic Simulator ont permis d'étudier l'influence de différents paramètres de simulation ainsi que les capacités du code à prévoir le comportement d'un panache d'hélium se développant dans de l'air au repos en champ libre. Il ressort de cette étude préliminaire les points suivants :

- ◊ La taille du domaine de calcul a peu d'influence sur les résultats numériques.
- ◊ Par contre, la taille de maille modifie de façon significative les résultats obtenus. Pour des mailles cubiques de quelques millimètres de côté (2–4 mm en LES, 1.5 et 2 mm en DNS), nous n'obtenons pas de résultats indépendants du maillage. D'un point de vue pratique, un raffinement plus important n'est pas envisageable, surtout si l'on souhaite étendre le domaine numérique (contraintes informatiques liées à l'augmentation du nombre de maille).
- ◊ La LES, avec le modèle de Smagorinsky standard, est trop dissipative et la DNS semble être mieux adaptée à la simulation d'un rejet de fluide de faible masse volumique en champ libre. Cependant, toujours d'un point de vue pratique, la simulation directe présente l'inconvénient de nécessiter des temps de calcul importants. De plus, les bons résultats obtenus en DNS sont vraisemblablement liés à un phénomène de diffusion numérique plutôt qu'à une reproduction fidèle de la physique de l'écoulement considéré.
- ◊ La diminution de la valeur de la constante de Smagorinsky dans le modèle LES permet d'obtenir des résultats qui se rapprochent de ceux obtenus en DNS (le modèle étant alors moins dissipatif). En contrepartie, le temps de calcul est plus que doublé.

En guise de conclusion partielle, nous pouvons dire que le code de calcul Fire Dynamic Simulator ne nous semble pas être un outil adapté à l'étude du champ proche d'un panache massique se développant en champ libre. En particulier, son utilisation en vue d'étudier les phénomènes de pic de vitesse et de contraction du panache (prédits par la théorie sous

certaines conditions) n'est pas envisageable.

3.3 Panache massique en milieu confiné avec écoulement transverse

Nous proposons maintenant d'évaluer les capacités du code FDS à prévoir le développement d'un panache d'hélium dans une toute autre configuration : en milieu confiné et en présence d'un écoulement transverse.

Dans cette optique, nous envisageons à nouveau de confronter l'outil numérique à des résultats expérimentaux dont nous disposons. Ceux-ci ont été obtenus au cours d'une campagne d'essais réalisée à l'aide du canal expérimental présenté au chapitre 1. L'objectif était de déterminer les conditions d'existence d'une nappe de retour dans le canal.

3.3.1 La nappe de retour

Lorsque la vitesse de l'écoulement généré le long d'un canal, dans lequel se développe le panache, reste modérée, il se forme une nappe de fluide léger qui, à partir du point d'impact au plafond, progresse à contre courant.

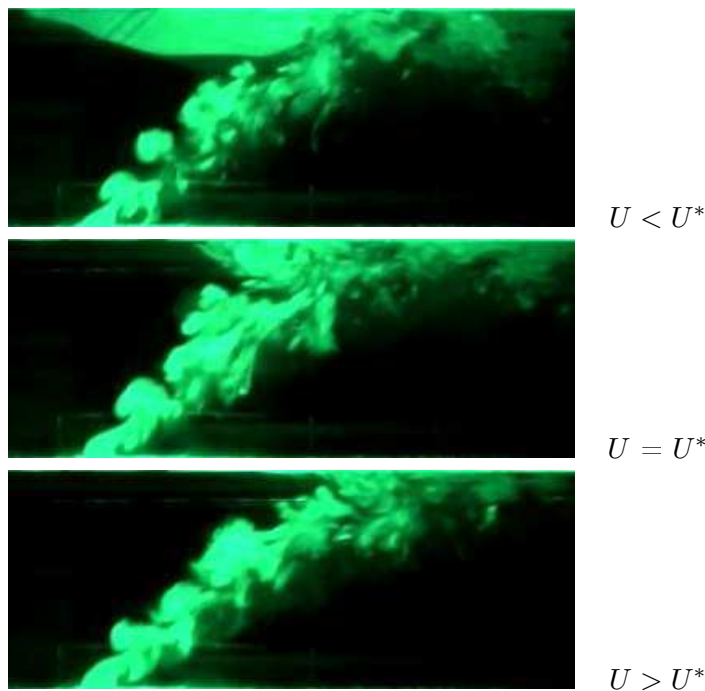


FIG. 3.14 – Vues par tomographie sur plan laser d'un panache d'hélium pour différentes vitesses de courant d'air dans un canal.

La figure 3.14 illustre les trois configurations d'écoulement possibles dans un canal en fonction de la vitesse de l'écoulement transverse, notée U . Lorsque cette vitesse est faible, les effets d'inertie, renforcés par ceux de flottabilité, conduisent à la formation d'une cellule de recirculation qui peut se développer et remonter en amont de la source de rejet. Au-delà d'une certaine valeur U^* de la vitesse de l'écoulement transverse, que nous appellerons "vitesse limite", celle-ci disparaît. Dans le cas limite $U = U^*$, la nappe de retour n'apparaît

pas mais il subsiste une petite cellule de recirculation qui correspond à l'amorce de la nappe de retour.

3.3.2 Comparaison des résultats de simulations numériques à des mesures expérimentales

Présentation des résultats expérimentaux

Une campagne d'essais expérimentaux a été réalisée à l'aide du canal expérimental présenté en Introduction dans le but d'évaluer la vitesse limite du courant d'air pour différentes conditions de rejet d'hélium pur.

Le dispositif utilisé dans le cadre de ces essais est présenté schématiquement par la figure 3.15. Un certain débit volumique d'hélium ensemençé, que l'on notera q_{he} , pénètre dans le canal par un orifice de diamètre D situé au centre du canal, au niveau du plancher. L'alimentation en hélium, les techniques de mesure et de contrôle du débit d'hélium ainsi que le système d'ensemencement seront détaillés ultérieurement (au chapitre 4).

Comme l'indique la figure 3.15, l'écoulement transverse est généré dans l'axe du canal par un ventilateur (modèle Vortice, débit nominale $1300 \text{ m}^3/\text{h}$) situé à l'une des extrémités de celui-ci. Afin de limiter les perturbations qu'il est susceptible d'induire, le ventilateur travaille en extraction. À l'autre extrémité, une plaque en nid d'abeilles permet de tranquilliser l'écoulement à l'entrée du canal. Le débit du ventilateur est contrôlé par un régulateur de tension et la vitesse du courant d'air généré est mesurée par une sonde anémométrique à fil chaud (modèle Testo 425). Afin d'éviter que la mesure de vitesse soit perturbée par les effets de bord provenant de l'entrée du canal, la sonde est placée au centre de la section droite du canal à 1.5 m en aval de l'entrée de ce dernier. À partir de mesures de profils de vitesse verticaux et horizontaux (99 points de mesure), Telle [16] a vérifié qu'en cette section le régime de l'écoulement est bien établi dans la gamme de vitesse envisagée. Pour deux valeurs de la vitesse du courant d'air mesurées au centre de la section, 0.64 et 1.56 m/s , les profils de vitesse obtenues sont typiques d'un régime turbulent. De plus, l'auteur a déterminé expérimentalement le coefficient de débit qui permet de déduire de la mesure de vitesse maximale au centre de la section U_m la valeur de la vitesse moyenne débitante U_d . Il obtient :

$$U_d = 0.77U_m.$$

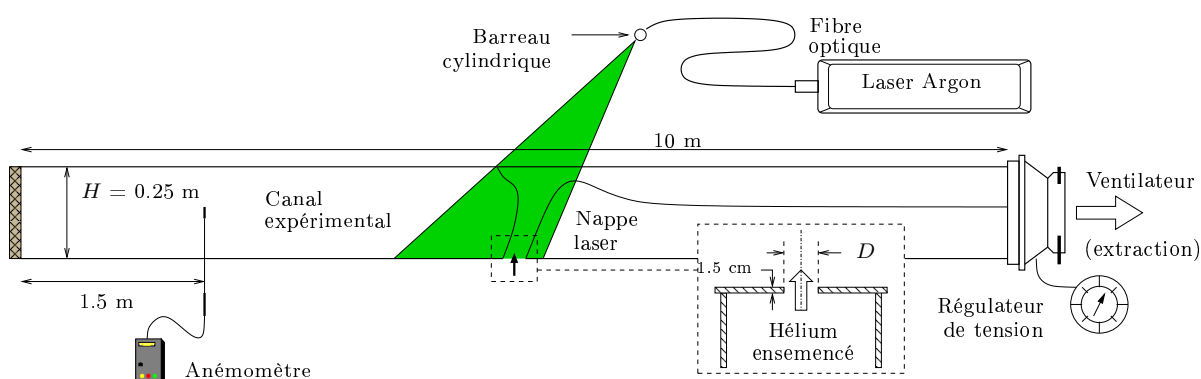


FIG. 3.15 – Schéma de principe du dispositif expérimental utilisé pour les mesures de vitesse limite dans le canal.

Pour déterminer de façon précise à partir de quel moment la nappe de retour disparaît, des visualisations de l'écoulement par tomographie sur plan laser sont réalisées au voisinage de la source. L'hélium étant ensemené, les visualisations de l'écoulement sont obtenues en utilisant un laser à argon (Beam Lok 2060 2 W, Spectra-Physics). Ce laser produit un faisceau d'une puissance maximale de 2 W et possède un système optique permettant de le guider vers une fibre optique de 10 m de long terminée par un barreau cylindrique. Ce dernier permet de générer une nappe laser plane (dont la répartition de l'intensité est de type gaussienne) d'ouverture 20° dans l'axe du canal.

À l'aide de ce dispositif expérimental, nous évaluons la vitesse limite de ventilation moyenne U_d^* pour trois valeurs du débit d'hélium ($q_{he} = 111, 221$ et 443 l/min) et pour une gamme de diamètres de source allant de 30 à 84 mm. D'un point de vue pratique, pour chaque couple de valeur $q_{he} - D$ testé, nous augmentons le débit d'extraction du ventilateur jusqu'à n'obtenir que l'amorce de la nappe de retour. La figure 3.16 présente les valeurs de vitesse limite U_d^* ainsi obtenues.

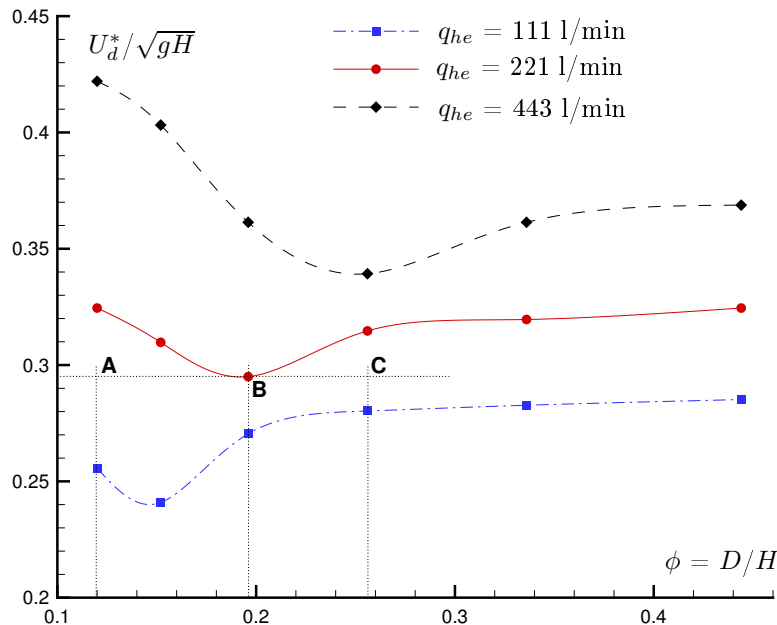


FIG. 3.16 – Évolution de la vitesse limite mesurée dans le canal en fonction du diamètre de la source de rejet pour chaque débit d'hélium testé.

Nous observons sur cette figure que, quelle que soit la valeur du débit d'hélium, la vitesse limite évolue de façon non-monotone lorsque le diamètre de source augmente. Pour de faibles valeurs de $\phi = D/H$, U_d^* commence par décroître, atteint une valeur minimale, puis semble tendre asymptotiquement vers une valeur constante pour de grandes valeurs de D .

La décroissance de U_d^* avec ϕ est intuitive puisque l'augmentation du diamètre a pour effet de diminuer l'énergie cinétique de l'écoulement (w_0 plus faible). Par conséquent, une vitesse plus faible de l'écoulement transverse peut être suffisante pour empêcher la formation de la nappe de retour.

Par contre, la croissance de U_d^* avec ϕ pour des valeurs de diamètre plus importantes (après passage par un minimum) est surprenante. Ce comportement semble être lié à l'effet d'encombrement du canal : pour des diamètres de source importants, l'écoulement trans-

verse aurait plus de mal à incliner le panache et ce, malgré une énergie cinétique du rejet plus faible.

Expérimentalement, nous n'avons pas étudié plus en détail ce phénomène. Par contre, des simulations numériques ont été réalisées pour analyser les capacités de l'outil FDS à simuler ce type d'écoulement et, le cas échéant, pour obtenir davantage d'informations quantitatives sur le phénomène observé.

Simulations numériques réalisées

Les dimensions du domaine de calcul sont identiques à celles du canal expérimental (longueur 10 m, section droite rectangulaire 0.5 m \times 0.25 m). Cette "maquette numérique" est constituée de 640 000 mailles (800 mailles suivant la longueur, 40 suivant la largeur et 20 suivant la hauteur du canal), soit une taille de maille $\delta = 12.5$ mm. Une condition de vitesse est imposée en entrée du canal (profil de vitesse plat) et une condition de pression est spécifiée en sortie (ouverture à l'atmosphère). Les calculs sont réalisés par Simulation des Grandes Échelles (LES) et le temps de simulation est fixé à 100 s (dans ces conditions, le temps de calcul est de l'ordre de 24 h). Les résultats numériques sont récupérés puis moyennés sur les dix dernières secondes.

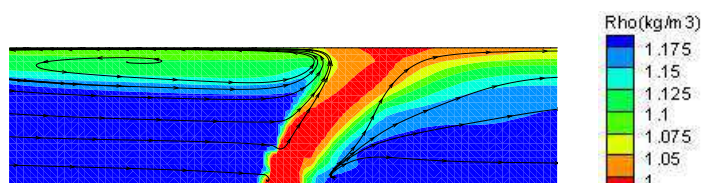


FIG. 3.17 – Champ de masse volumique dans le plan de symétrie longitudinal du canal au voisinage de la source obtenu avec FDS pour $\phi = 0.12$.

Trois tests sont réalisés avec FDS. Pour un débit d'hélium donné, $q_{he} = 221$ l/min, et une vitesse de courant d'air fixé à $U/\sqrt{gH} = 0.299$ m/s, nous considérons trois valeurs du diamètre de source: $D = 30, 49$ et 64 mm, soit $\phi = 0.12, 0.196$ et 0.256 . Les dimensions des sources carrées équivalentes sont respectivement: 0.027 m \times 0.027 m, 0.043 m \times 0.043 m et 0.057 m \times 0.057 m, et les vitesses verticales initiales: $w_0 = 5.211, 1.953$ et 1.145 m/s.

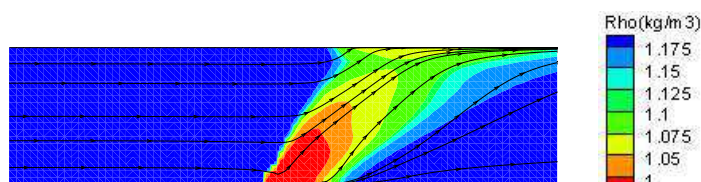


FIG. 3.18 – Champ de masse volumique dans le plan de symétrie longitudinal du canal au voisinage de la source obtenu avec FDS pour $\phi = 0.196$.

Les trois cas simulés sont représentés sur la figure 3.16 par les points **A** ($\phi = 0.12$), **B** ($\phi = 0.196$) et **C** ($\phi = 0.256$).

Les résultats de simulations sont présentés par les figures 3.17, 3.18 et 3.19 où sont représentés les champs de masse volumique dans le plan de symétrie longitudinal du canal

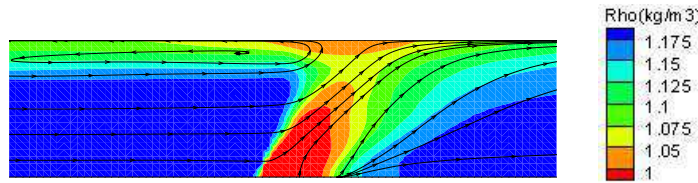


FIG. 3.19 – *Champ de masse volumique dans le plan de symétrie longitudinal du canal au voisinage de la source obtenu avec FDS pour $\phi = 0.256$.*

au voisinage de la source.

Confrontation des résultats

La comparaison des figures 3.17 à 3.19 met tout d'abord en évidence que, contrairement aux cas $\phi = 0.12$ et $\phi = 0.256$, pour un diamètre adimensionnel de 0.196, la nappe de retour n'apparaît pas. Ces résultats sont en accord avec les résultats expérimentaux obtenus pour $q_{he} = 221$ l/min. En effet, pour un diamètre de source adimensionnel $\phi = 0.196$ (point **B** sur la figure 3.16), nous retrouvons que la vitesse du courant d'air transverse correspond à la vitesse limite ($U_d^*/\sqrt{gH} = 0.299$ m/s) puisque la nappe de retour ne se développe pas. Nous retrouvons aussi que, pour $\phi = 0.12 < 0.196$ (point **A** sur la figure 3.16) et $\phi = 0.256 > 0.196$ (point **C** sur la figure 3.16), la vitesse de l'écoulement transverse ($U/\sqrt{gH} = 0.299$ m/s) est insuffisante pour empêcher la formation de la nappe de retour.

D'un point de vue qualitatif, il peut être noté que le cas $\phi = 0.12$ se démarque du cas $\phi = 0.196$ par une trajectoire moins inclinée tandis que le cas $\phi = 0.256$ se démarque du cas $\phi = 0.196$ par des niveaux de masse volumique plus faibles et un effet d'encombrement plus important. La comparaison des cas $\phi = 0.196$ (figure 3.18) et $\phi = 0.256$ (figure 3.19) permet de donner une première explication au comportement inattendu observé expérimentalement (croissance de U_d^* avec ϕ pour de grands diamètres de source). Pour $\phi = 0.256$, le panache est un peu moins incliné par l'écoulement transverse et l'effet d'encombrement est plus important. De plus, malgré une augmentation de la surface d'entraînement, le cisaillement (lié à w_0) étant moins intense, les niveaux de masse volumique sont plus faibles.

Il ressort des remarques précédentes que le code de calcul FDS permet de prévoir de façon satisfaisante les conditions d'apparition de la nappe de retour en amont de la source dans un canal ventilé longitudinalement. Nous verrons au chapitre 5 que l'outil numérique est aussi adapté à l'étude du comportement du panache en aval de la source.

3.4 Conclusions du chapitre

Dans ce chapitre, nous avons présenté le code de calcul Fire Dynamic Simulator (FDS). Développé par le National Institute of Standards and Technology (NIST), ce code est bien adapté à la description d'écoulements gazeux à masse volumique (ou température) variable et à faible vitesse (faible nombre de Mach). Nous envisageons de l'utiliser comme un outil d'étude complémentaire à la maquette expérimentale ("maquette numérique") dans le but, notamment, d'obtenir davantage d'informations qualitatives et quantitatives sur le comportement d'un panache d'air et d'hélium.

Au préalable, nous nous sommes intéressés à l'influence des différents paramètres de calcul sur les résultats numériques obtenus pour un panache d'hélium se développant dans de l'air au repos en champ libre. Dans le cadre de cette phase de validation, nous avons montré que, malgré un maillage fin (taille de maille de l'ordre du millimètre), les résultats demeurent sensibles au maillage. La comparaison à des mesures expérimentales a ensuite permis de mettre en évidence que le modèle de sous-maille de Smagorinsky utilisé en LES est trop dissipatif.

Par conséquent, le code de calcul ne nous semble pas être un outil adapté à l'étude du champ proche d'un panache massique en champ libre. En particulier, la comparaison de simulations numériques aux prédictions du modèle théorique présenté au chapitre précédent ne nous paraît pas envisageable.

Néanmoins, en milieu confiné et en présence d'un écoulement transverse, le code de calcul FDS reproduit de façon satisfaisante les conditions d'apparition de la nappe de retour en amont de la source du panache. Il semble donc être mieux adapté à ce type de configuration. Ce constat sera confirmé par les résultats de simulations numériques présentés au chapitre 5.

Ch. 4

Simulation d'un panache d'incendie par un panache massique à échelle réduite

Ce chapitre est consacré à la technique de simulation d'un panache thermique se développant au-dessus d'un foyer d'incendie par un panache massique formé par le rejet, à échelle réduite, d'un fluide léger.

Cette technique de simulation s'appuie sur deux notions que sont la réduction d'échelle et l'analogie aéraulique thermique–massique. En nous appuyant sur l'étude théorique des panaches présentée au chapitre 2, nous établirons tout d'abord les règles de similitude permettant de correctement représenter sur maquette les phénomènes réels.

Nous nous intéresserons ensuite à la modélisation du foyer d'incendie sur maquette par le rejet d'un mélange d'air et d'hélium. Un modèle simple permettant de déduire de la puissance d'incendie que l'on souhaite simuler les débits d'air et d'hélium ainsi que la taille de la source de rejet sera présenté.

Dans la dernière partie du chapitre, une campagne d'essais expérimentaux est présentée. L'objectif est d'étudier l'effet des variations du diamètre de source et des quantités d'air et d'hélium émises sur l'évolution de la masse volumique au plafond du canal, au droit de la source. L'idée sous-jacente est de déterminer les conditions de source permettant de reproduire sur maquette les champs de température d'un incendie donné.

4.1 Similitude entre un panache d'incendie et un panache massique à échelle réduite

Comme nous l'avons vu en Introduction, la simulation d'incendie en tunnel à échelle réelle demeure contraignante (coût, conditions météorologiques, sécurité des intervenants et de l'ouvrage...) et complexe (instrumentation, organisation...). Par conséquent, il est d'usage d'adopter des modèles physiques, communément appelés "maquettes", qui sont intrinsèquement liés à la notion de similitude. La plupart du temps, un modèle physique fait intervenir à la fois une réduction d'échelle (le phénomène physique étudié est reproduit à échelle réduite) et une analogie physique. Celle-ci consiste à employer un modèle de simulation dont les propriétés physiques diffèrent de celles du phénomène réel mais qui sont régies par des équations similaires. Dans le cadre de la simulation d'incendie en tunnel, deux types d'analogie sont employées : l'analogie hydraulique et l'analogie aéraulique (voir le §1.2). Le modèle physique qui a été retenu dans cette étude est défini par :

◊ Une **réduction d'échelle au 1 : 20^{ème}**. Le canal expérimental présenté en Introduction représente, pour cette réduction d'échelle, un tronçon de tunnel routier de 200 m de long et de section rectangulaire 10 m × 5 m, ce qui correspond environ à la section droite d'un

tunnel à deux voies de circulation standard.

◊ Une **analogie physique aéraulique**. Les fumées qui se dégagent du foyer de l'incendie sont reproduites par le rejet d'un gaz de faible masse volumique dans de l'air à température ambiante. Le fluide léger utilisé est un mélange de deux gaz non réactifs, l'air et l'hélium, dans des conditions isobare (10^5 Pa) et isotherme (20 °C). Le modèle ne permet pas de reproduire les processus de combustion et de prendre en compte les pertes thermiques par conduction aux parois du tunnel. Néanmoins, son utilisation est moins contraignante que celle de maquettes thermiques à échelle réduite pour lesquelles le foyer (bac de combustible liquide, brûleur à gaz...) peut être à l'origine de dégradations importantes, poser des problèmes de sécurité des expérimentateurs et limiter les moyens d'étude.

4.1.1 Analogie aéraulique panache d'incendie / panache massique

Les panaches thermique et massique se différencient fondamentalement par la nature de leurs sources de flottabilité : un foyer d'incendie et un rejet de fluide léger. Par conséquent, certains phénomènes fluides ne sont pas communs aux deux types de panache : appel d'air au niveau d'un foyer d'incendie induit par la réaction de combustion (consommation d'oxygène), apport de masse consécutif au rejet de fluide léger, etc. Néanmoins, dans le cadre de l'analogie aéraulique, nous verrons au §4.2 que les caractéristiques d'un foyer d'incendie peuvent être reproduites par ajustement des conditions de rejet du fluide de faible masse volumique.

Au-delà d'une certaine distance du foyer d'incendie (au-dessus de la flamme), le panache thermique généré par de fortes différences de température $\Delta T = T - T_\infty$ peut être reproduit par un panache massique, caractérisé par un écart de masse volumique $\Delta\rho = \rho_\infty - \rho$, se développant dans un fluide à température ambiante T_∞ . Ainsi, par analogie aéraulique, l'étude du champ de température engendré par la propagation du panache de fumées est substituée par celle du champ de masse volumique résultant de la dispersion d'un panache massique. Notons que ceci suppose un écoulement de fluide léger incompressible, les variations de masse volumique résultant du mélange entre le fluide léger et le fluide ambiant plus lourd. Dans l'approximation d'un écoulement à faible nombre de Mach (vitesse de l'écoulement très inférieure à la célérité du son), nous avons vu au chapitre précédent que l'équation d'état s'exprime simplement $\rho T = \rho_\infty T_\infty$ pour des mélanges de gaz supposés parfaits. Par conséquent, une élévation de température dans un panache thermique peut être reproduite par une diminution de masse volumique dans un panache massique :

$$\frac{\Delta T}{T_\infty} = \frac{\Delta\rho}{\rho}. \quad (4.1)$$

La principale grandeur caractéristique d'un panache d'incendie est la puissance thermique dégagée par le foyer Q . La chaleur produite par les réactions de combustion au sein du foyer est transmise au fluide ambiant par convection et aux parois par rayonnement. On estime généralement que la puissance convective Q_c représente environ 70 % de la puissance totale [46] : $Q_c \approx 0.7 Q$.

Nous avons vu au chapitre 2 qu'un panache massique peut être caractérisé par son flux de flottabilité F qui a la propriété de se conserver avec l'altitude. Celui-ci peut être exprimé en fonction du débit volumique q du panache :

$$F = \frac{\rho_\infty - \rho}{\rho_\infty} g q. \quad (4.2)$$

Pour un panache thermique d'incendie de puissance convective Q_c , le bilan d'enthalpie à une altitude z donnée, s'écrit :

$$Q_c = C_p(\rho T q - \rho_\infty T_\infty)q_e, \quad (4.3)$$

où C_p est la capacité calorifique à pression constante et q_e représente le débit volumique d'air ambiant entraîné dans le panache à l'altitude z . En utilisant l'équation d'état $\rho T = \rho_\infty T_\infty$, le bilan d'enthalpie peut être réécrit :

$$Q_c = \rho_\infty C_p T_\infty (q - q_e). \quad (4.4)$$

Si nous supposons maintenant que la masse produite par le foyer (produits de réaction de combustion) est négligeable devant la masse d'air ambiant entraîné dans le panache sur la hauteur z , le bilan de masse s'écrit : $\rho q = \rho_\infty q_e$. Avec cette approximation, nous obtenons finalement :

$$Q_c = (\rho_\infty - \rho)C_p T_\infty q, \quad (4.5)$$

ou encore :

$$Q_c = \frac{\rho_\infty C_p T_\infty}{g} F. \quad (4.6)$$

Cette dernière relation indique qu'un panache thermique d'incendie peut aussi bien être caractérisé par sa puissance convective que par son flux de flottabilité, ces deux quantités étant par ailleurs conservées avec l'altitude.

Comme les panaches massiques, les panaches thermiques présentent une zone de panache pleinement développé (au-delà de la hauteur de flamme) qui peut être décrite par des solutions affines. Avec l'hypothèse de profils gaussiens, les lois d'évolution de la vitesse verticale et de la température dans l'axe du panache sont généralement exprimées en fonction de la puissance convective Q_c sous la forme suivante :

$$w_{axe} \sim Q_c^{1/3} (z - z_v)^{-1/3} \quad \text{et} \quad \Delta T_{axe} = T_{axe} - T_\infty \sim Q_c^{2/3} (z - z_v)^{-5/3}.$$

De nombreux expérimentateurs ont déterminé les coefficients de proportionnalité en évaluant le taux d'entraînement α et le coefficient λ_G défini au chapitre 2 (§ 2.1.3). Une synthèse de ces travaux expérimentaux et des valeurs obtenues est proposée par Beyler [47]. Citons par exemple les relations établies par Heskestad [48] à partir de mesures au-dessus de bacs de méthanol de diamètres supérieurs à 0.3 m et pour des puissances thermiques comprises entre 0.62 kW et 33 MW :

$$\begin{aligned} b_{\Delta T} &= 0.12 \left(\frac{T_{axe}}{T_\infty} \right)^{1/2} (z - z_v), \\ \Delta T_{axe} &= 25 Q_c^{2/3} (z - z_v)^{-5/3}, \\ w_{axe} &= 1.03 Q_c^{1/3} (z - z_v)^{-1/3}, \end{aligned}$$

où Q_c est exprimée en kW. Le "rayon" du panache $b_{\Delta T}$ est défini par l'auteur comme étant le lieu, à une altitude donnée, où $\Delta T(r = b_{\Delta T}) = \Delta T_{axe}/2$. Notons que la racine carrée du rapport entre la température sur l'axe et la température ambiante dans l'expression de ce rayon traduit le fait que l'approximation de Boussinesq n'est pas employée par l'auteur [25]. Heskestad propose aussi l'expression suivante pour la correction d'origine virtuelle :

$$z_v = -1.02 D_{bac} + 0.083 Q_c^{2/5},$$

où D_{bac} est le diamètre du bac de combustible liquide et Q la puissance totale dégagée par l'incendie, exprimée en kW.

Dans ce paragraphe, nous avons montré que, même si les sources de flottabilité du panache thermique d'incendie et du panache massique sont fondamentalement différentes par nature, au-dessus de celles-ci, le développement d'un panache thermique peut être approché par celui d'un panache massique.

4.1.2 Nombres adimensionnels des panaches massique et thermique

Au chapitre 2, nous avons démontré que les caractéristiques d'un panache (rayon b , vitesse verticale w et masse volumique ρ) peuvent être exprimées en fonction d'un paramètre unique : la fonction panache Γ . Par conséquent, les variations avec l'altitude de ces caractéristiques sont liées à celle de Γ (équation (2.30)) :

$$\frac{d\Gamma}{dz} = 4\alpha \frac{\Gamma}{\beta} (1 - \Gamma).$$

Cette équation peut être réécrite sous la forme adimensionnelle suivante :

$$\frac{d\Gamma}{d\tilde{z}} = 4\alpha \left(\frac{\beta}{\mathcal{Z}} \right)^{-1} \Gamma (1 - \Gamma), \quad (4.7)$$

où \tilde{z} est l'altitude adimensionnelle définie par : $\tilde{z} = z/\mathcal{Z}$ et \mathcal{Z} est une échelle de longueur verticale caractéristique.

L'adimensionnement de l'équation décrivant l'évolution avec l'altitude de la fonction panache fait apparaître trois nombres sans dimension :

- la fonction panache Γ ,
- le coefficient d'entraînement α ,
- et le rapport géométrique-massique $\beta/\mathcal{Z} = b/\mathcal{Z} \sqrt{\rho/\rho_\infty}$.

La condition de conservation de ces nombres adimensionnels définit les règles de similitude du modèle physique décrit précédemment. Sous cette condition, les équations régissant les phénomènes obtenus sur le modèle physique sont identiques à celles du phénomène réel et, par conséquent, les résultats de la modélisation sont solutions des équations du phénomène réel. La transposition d'un panache thermique d'incendie réel à un panache massique à échelle réduite doit donc respecter un certain nombre de règles de similitude liées à la réduction d'échelle et à l'analogie aéraulique massique-thermique utilisée.

4.1.3 Règles de similitude

Soient les facteurs d'échelle géométrique Ω_0 et d'échelle massique Ω_1 et Ω_2 définis par les relations suivantes :

$$\mathcal{Z}_m = \Omega_0 \mathcal{Z}_r, \quad (4.8a)$$

$$\rho_m = \Omega_1 \rho_r = \Omega_1 \frac{(\rho_\infty T_\infty)_r}{T_r}, \quad (4.8b)$$

$$(\rho_\infty)_m = \Omega_2 (\rho_\infty)_r, \quad (4.8c)$$

où les indices m et r désignent respectivement les grandeurs du panache massique à échelle réduite (maquette) et les grandeurs du panache thermique à échelle réelle.

En considérant la conservation du rapport géométrique–massique β/\mathcal{Z} , nous obtenons l'expression du rayon du panache massique à échelle réduite en fonction de celui du panache thermique à échelle réelle :

$$b_m = \frac{\Omega_0 \Omega_2^{1/2}}{\Omega_1^{1/2}} b_r. \quad (4.9)$$

Dans le cadre de la théorie des panaches, la conservation du coefficient d'entraînement α est immédiate puisqu'il est supposé être constant, $\alpha = 0.1$ [24]. En réalité, comme nous le verrons ultérieurement, l'utilisation de ce résultat nous impose d'assurer un régime d'écoulement turbulent sur le modèle physique comme cela est le cas pour un panache thermique d'incendie réel.

La conservation de la fonction panache Γ conduit, quant à elle, à la relation suivante entre les vitesses verticales w et les déficits de masse volumique adimensionnels η :

$$\frac{w_m^2}{w_r^2} = \Omega_0 \frac{\eta_m}{\eta_r}.$$

En utilisant la définition du déficit de masse volumique adimensionnel (équation (2.21) du chapitre 2), nous obtenons finalement :

$$w_m = \left(\frac{\Omega_0}{\Omega_1} \right)^{1/2} \left[\frac{\Omega_2 (\rho_\infty)_r - \Omega_1 \rho_r}{(\rho_\infty)_r - \rho_r} \right]^{1/2} w_r. \quad (4.10)$$

Il peut être intéressant de remarquer que la conservation de ces trois nombres adimensionnels, β/\mathcal{Z} , α et Γ , impose celle de l'échelle de longueur Λ , définie au chapitre 2, sous forme adimensionnelle : Λ/\mathcal{Z} .

Le tableau 4.1 présente les règles de similitude imposées par la conservation des nombres adimensionnels β/\mathcal{Z} et Γ pour différentes conditions sur les facteurs d'échelle Ω_0 , Ω_1 et Ω_2 . Nous pouvons remarquer que pour une réduction d'échelle sans distorsion de masse (Cas 1) ou avec une distorsion de masse complète et la condition $\Omega_1 = \Omega_2$ (Cas 5), les règles de similitude portant sur le rayon du panache b , la vitesse verticale w et le débit volumique q sont identiques. Pour ces deux cas, la conservation des nombres adimensionnels β/\mathcal{Z} , α et Γ conduit à celles du nombre de Froude Fr et du nombre de Richardson Ri :

$$Fr = \frac{w}{\sqrt{gD}}, \quad Ri = \frac{\rho_\infty - \rho}{\rho_\infty} \frac{gD}{w^2} = \frac{T - T_\infty}{T} \frac{gD}{w^2}. \quad (4.11)$$

La conservation du nombre de Richardson permet de reproduire sur le modèle physique les effets de flottabilité induits par les écarts de température entre les fumées et l'air ambiant. Par conséquent, la similitude de Richardson est souvent retenue dans le cadre d'études de la propagation des fumées d'incendie en tunnel que ce soit sur maquette froide aérodynamique [12] ou chaude [8]. Pour les maquettes froides utilisant l'analogie hydraulique [9, 10], la distorsion de masse est complète avec $\Omega_1 \neq 1$ et $\Omega_2 \neq 1$ (Cas 4 dans le tableau 4.1). Il est intéressant de remarquer que, dans ce cas, les nombres adimensionnels β/\mathcal{Z} , α et Γ sont conservés si la distorsion de masse s'accompagne d'une distorsion d'échelle géométrique horizontale : $b_m/b_r = \sqrt{\Omega_2/\Omega_1} \mathcal{Z}_m/\mathcal{Z}_r$.

4.1.4 Règles de similitude retenues

Le modèle physique qui a été retenu dans cette étude est défini par une réduction d'échelle au $1 : 20^{\text{ème}}$ ($\Omega_0 = 1/20$) et une analogie aéraulique sans distorsion de masse ($\Omega_1 = \Omega_2 = 1$). Les règles de similitude à respecter sont donc les relations entre les grandeurs du panache massique à échelle réduite et les grandeurs du panache thermique à échelle réelle établies pour le Cas 1 dans le tableau 4.1, à savoir :

$$\frac{b_m}{b_r} = \frac{Z_m}{Z_r} = \frac{1}{20}, \quad \frac{w_m}{w_r} = \left(\frac{1}{20}\right)^{1/2}, \quad \frac{q_m}{q_r} = \left(\frac{1}{20}\right)^{5/2}, \quad \left(\frac{\Delta\rho}{\rho_\infty}\right)_m = \left(\frac{\Delta\rho}{\rho_\infty}\right)_r. \quad (4.12)$$

Ces règles de similitude permettent, d'une part, de conserver le nombre de Richardson (et le nombre de Froude) et, d'autre part, de pouvoir simuler des écarts de température élevés entre les fumées et l'air ambiant ($\Delta T = 1305 \text{ K}$ pour 90% d'hélium).

Il est important de noter que les règles de similitude retenues ne permettent pas de conserver le nombre de Reynolds qui exprime le rapport des forces inertielles avec les forces de viscosité au sein du fluide :

$$Re = \frac{\rho w D}{\mu},$$

et dont la valeur renseigne sur le régime d'écoulement, à savoir laminaire (effets visqueux dominants) ou turbulent (forces inertielles dominantes). En effet, de par les expressions du nombre de Reynolds et de Richardson, la conservation simultanée de ces deux nombres adimensionnels est impossible dans le cas d'un changement d'échelle géométrique pour un fluide ambiant identique.

Dans notre cas, et vu l'importance des effets de flottabilité dans les phénomènes étudiés, il paraît légitime de satisfaire à la conservation du nombre de Richardson et de ne s'assurer que du respect de la similitude de Reynolds restreinte. Cette condition supplémentaire impose, en pratique, de veiller à ce que le régime de l'écoulement soit conservé lors du passage d'une échelle à l'autre. Pour un panache thermique d'incendie réel, le régime d'écoulement étant turbulent, cette condition est satisfaite si la valeur du nombre de Reynolds reste suffisamment grande sur le modèle physique par rapport à la valeur de transition du régime de l'écoulement ($Re \sim 10^3$ pour un jet).

Les règles de similitudes retenues permettent de correctement reproduire l'évolution avec l'altitude des caractéristiques d'un panache thermique turbulent (rayon b , vitesse verticale w et température T) par l'intermédiaire de la conservation de la fonction panache Γ (ou du nombre de Richardson sans distorsion de masse).

	Z_m/Z_r	ρ_m/ρ_r	$(\rho_\infty)_m/(\rho_\infty)_r$	b_m/b_r	w_m/w_r	q_m/q_r
Cas 1 – Réduction d'échelle sans distorsion de masse	Ω_0	1	1	Ω_0	$\Omega_0^{1/2}$	$\Omega_0^{5/2}$
Cas 2 – Réduction d'échelle avec distorsion de masse partielle, $\Omega_1 \neq 1$	Ω_0	Ω_1	1	$\frac{\Omega_0}{\Omega_1^{1/2}}$	$\left(\frac{\Omega_0}{\Omega_1}\right)^{1/2} \left[\frac{(\rho_\infty)_r - \Omega_1 \rho_r}{(\rho_\infty)_r - \rho_r} \right]^{1/2}$	$\frac{\Omega_0^{5/2}}{\Omega_1^{3/2}} \left[\frac{(\rho_\infty)_r - \Omega_1 \rho_r}{(\rho_\infty)_r - \rho_r} \right]^{1/2}$
Cas 3 – Réduction d'échelle avec distorsion de masse partielle, $\Omega_2 \neq 1$	Ω_0	1	Ω_2	$\Omega_0 \Omega_2^{1/2}$	$\Omega_0^{1/2} \left[\frac{\Omega_2 (\rho_\infty)_r - \rho_r}{(\rho_\infty)_r - \rho_r} \right]^{1/2}$	$\Omega_0^{5/2} \Omega_2 \left[\frac{\Omega_2 (\rho_\infty)_r - \rho_r}{(\rho_\infty)_r - \rho_r} \right]^{1/2}$
Cas 4 – Réduction d'échelle avec distorsion de masse complète, $\Omega_1 \neq 1$ et $\Omega_2 \neq 1$	Ω_0	Ω_1	Ω_2	$\Omega_0 \left(\frac{\Omega_2}{\Omega_1} \right)^{1/2}$	$\left(\frac{\Omega_0}{\Omega_1} \right)^{1/2} \left[\frac{\Omega_2 (\rho_\infty)_r - \Omega_1 \rho_r}{(\rho_\infty)_r - \rho_r} \right]^{1/2}$	$\frac{\Omega_0^{5/2} \Omega_2}{\Omega_1^{3/2}} \left[\frac{\Omega_2 (\rho_\infty)_r - \Omega_1 \rho_r}{(\rho_\infty)_r - \rho_r} \right]^{1/2}$
Cas 5 – Réduction d'échelle avec distorsion de masse complète et $\Omega_1 = \Omega_2$	Ω_0	Ω_1	Ω_2	Ω_0	$\Omega_0^{1/2}$	$\Omega_0^{5/2}$

TAB. 4.1 – Règles de similitude imposées par la conservation des nombres adimensionnels β/Z , α et Γ pour différentes conditions sur les facteurs d'échelle Ω_0 , Ω_1 et Ω_2 .

4.2 Modélisation du foyer d'incendie par le rejet d'un mélange air–hélium

Les sources de flottabilité du panache thermique d'incendie et du panache massique étant fondamentalement différentes par nature, les règles de similitude établies précédemment ne peuvent pas être appliquées au voisinage de celles-ci. En particulier, le paramètre de source $\Gamma_0 = \Gamma(z = 0)$ qui, comme nous l'avons vu au chapitre 2, informe sur la nature d'un panache massique (forcé, pur ou paresseux), est infini pour un panache thermique d'incendie puisque la vitesse d'ascension des gaz de combustion est initialement nulle.

Par conséquent, il est nécessaire d'établir un modèle permettant de déterminer, pour un incendie de puissance donnée, les caractéristiques initiales du panache thermique (température et débit des fumées). À cette condition, les caractéristiques du foyer pourront alors être reproduites sur maquette par ajustement des conditions de rejet du mélange air–hélium.

Dans les paragraphes suivants, un modèle permettant de déduire de la puissance d'incendie simulée la taille de la source de rejet ainsi que les valeurs des débits d'air et d'hélium est proposé. Basé sur une analyse théorique de la réaction de combustion d'un bac d'heptane, ce modèle s'inspire des travaux de Mégret [17].

4.2.1 Étude théorique de la réaction de combustion d'un bac d'heptane

La reproduction d'un incendie sur maquette aéraulique à échelle réduite nécessite de déterminer au préalable la température et le débit des fumées qui se dégagent du foyer. Dans le cas d'un tunnel routier, la nature du foyer étant extrêmement variée (types de combustible, de véhicule impliqué, etc), la reproduction réaliste d'un incendie en tunnel demeure illusoire. Par conséquent, nous considérons le cas d'un incendie type représenté schématiquement par la figure 4.1 : un feu de bac d'heptane (C_7H_{16}) de diamètre D_{bac} en atmosphère libre.

La modélisation proposée ici s'appuie sur une description phénoménologique de la formation et du développement initial du panache de fumées au-dessus du foyer.

Au voisinage de la surface du bac d'heptane, la chaleur produite par le rayonnement de la flamme entraîne la vaporisation du combustible (C_7H_{16} gazeux sur la figure 4.1) qui s'enflamme au contact de l'oxygène de l'air ambiant (Air consommé). Juste au-dessus de la surface du bac, les gaz chauds brûlés s'élèvent et accélèrent par gravité. L'accélération de l'écoulement conduit à la formation d'un col que Delichatsios [49] situe à environ une demie fois le diamètre de bac au-dessus de celui-ci. De plus, l'auteur estime à 90% le taux de combustible brûlé en amont du col. En aval de celui-ci, l'accélération des gaz brûlés induit un appel d'air ambiant radial (Air entraîné) [50] et la flamme devient intermittente [51]. Puis, au-delà de la hauteur (moyenne) de flamme (notée H_f sur la figure 4.1), le panache thermique se développe. Cette description suggère de décomposer le panache en deux régions :

◇ une **Région de combustion** localisée en amont du col où l'écoulement est généralement stable et laminaire [23] et dans laquelle n'est entraînée que la quantité d'air nécessaire à la réaction de combustion de l'heptane,

◇ et une **Région de développement initial du panache** située en aval du col où l'écoulement est instable et turbulent et dans laquelle de l'air ambiant est entraîné sans participer à la réaction de combustion.

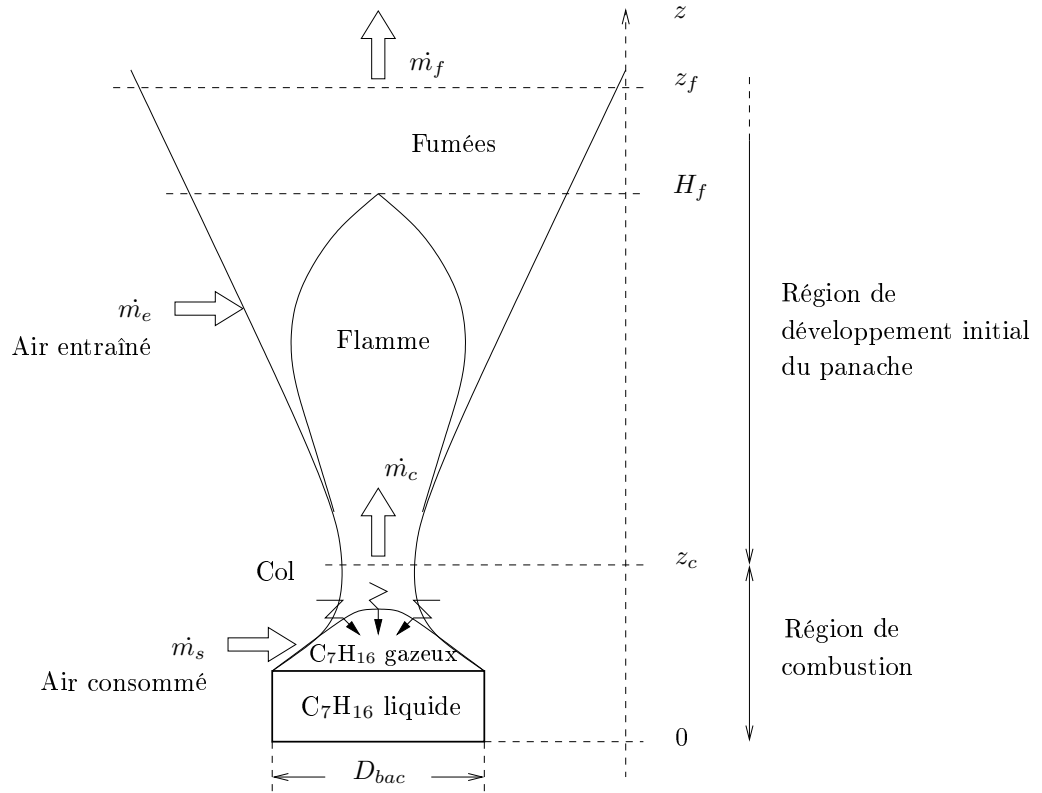
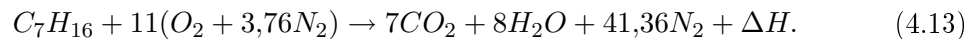


FIG. 4.1 – Représentation schématique d'un incendie de bac d'heptane.

Région de combustion

La réaction de combustion est supposée s'effectuer dans les proportions stœchiométriques et dans de l'air au repos en atmosphère libre. La composition volumique de l'air ambiant est d'environ 79% de diazote (N_2) et 21% de dioxygène (O_2). Les autres gaz entrant dans la composition de l'air sous forme de traces, à hauteur de 1% (argon, dioxyde de carbone, néon, hélium, krypton, hydrogène, xénon, ozone et radon), ne sont pas pris en compte. La formule chimique de l'air peut donc s'écrire $0,21O_2 + 0,79N_2$, pour une mole d'air ou encore $O_2 + 3,76N_2$, pour 4.76 moles d'air. Dans ces conditions, la réaction de l'heptane de formule chimique C_7H_{16} (combustible) avec l'oxygène de l'air (comburant) s'écrit :



La réaction de combustion produit essentiellement du gaz carbonique et de la vapeur d'eau et libère une quantité de chaleur par mole de combustible brûlée, ΔH . Les produits de combustion comprennent aussi l'azote qui n'intervient pas dans la réaction de combustion (gaz inerte). La relation (4.13) indique que pour 1 mole de combustible brûlée stœchiométriquement, $11 \times 4.76 = 52.36$ moles d'air sont consommées pour former 7 moles de gaz carbonique, 8 moles d'eau et 41.36 moles d'azote. En introduisant les masses molaires de chaque constituant, données dans le tableau 4.2, nous pouvons en déduire que la réaction de combustion de $m_{C_7H_{16}} = 1$ kg d'heptane consomme stœchiométriquement $m_s = 15.1$ kg d'air pour former $m_c = 16.1$ kg de produits de combustion (3.08 kg de CO_2 , 1.44 kg de

H₂O et 11.58 kg de N₂). D'où les relations suivantes :

$$\frac{m_s}{m_c} = \frac{15.1}{16.1} = 0.938, \quad (4.14a)$$

$$\frac{m_c}{m_{C_7H_{16}}} = \frac{16.1}{1} = 16.1. \quad (4.14b)$$

	C ₇ H ₁₆	O ₂	N ₂	Air	CO ₂	H ₂ O
\mathcal{M} (kg/mol)	0,1	0,032	0,028	0,029	0,044	0,018

TAB. 4.2 – Masses molaires des espèces intervenant dans la réaction de combustion de l'heptane.

En introduisant le taux de réaction de la combustion de l'heptane \dot{m} (aussi appelé taux de masse brûlée), défini comme la masse de combustible brûlée par unité de surface et de temps, le débit massique de combustible brûlé pour une surface de bac donnée $S_{bac} = \pi D_{bac}^2/4$ s'écrit :

$$m_{C_7H_{16}} \dot{m} = \dot{m} S_{bac}. \quad (4.15)$$

Nous pouvons aussi exprimer le débit massique des produits de combustion :

$$\dot{m}_c = 16,1 \dot{m} S_{bac}. \quad (4.16)$$

La chaleur dégagée ΔH (J/mol) par la réaction de combustion (4.13) est égale au pouvoir calorifique inférieur du combustible $PCI_{C_7H_{16}}$ (J/kg) lorsque la réaction s'effectue dans les proportions stœchiométriques. La puissance totale libérée par l'incendie Q qui traduit le dégagement de chaleur à la source par unité de temps peut être exprimée, en utilisant l'équation (4.15) :

$$Q = m_{C_7H_{16}} \dot{m} \frac{\Delta H}{\mathcal{M}_{C_7H_{16}}} = \dot{m} S_{bac} PCI_{C_7H_{16}}. \quad (4.17)$$

La puissance thermique totale peut classiquement être décomposée en une puissance rayonnée et une puissance convectée dans le panache de fumées. En introduisant la fraction radiative, notée χ_r , la puissance convectée s'écrit :

$$Q_c = (1 - \chi_r)Q = (1 - \chi_r)\dot{m} S_{bac} PCI_{C_7H_{16}}. \quad (4.18)$$

La puissance convective peut aussi être exprimée en fonction du débit massique des produits de combustion et de l'écart de température ΔT_c entre ceux-ci et l'air ambiant en introduisant leur capacité calorifique, C_{pc} :

$$Q_c = \dot{m}_c C_{pc} \Delta T_c. \quad (4.19)$$

À partir des deux expressions de Q_c et en utilisant la relation (4.16), nous obtenons la relation suivante :

$$C_{pc} \Delta T_c = (1 - \chi_r) \frac{\dot{m} S_{bac}}{\dot{m}_c} PCI_{C_7H_{16}} = \frac{(1 - \chi_r) PCI_{C_7H_{16}}}{16.1}. \quad (4.20)$$

Supposant que la capacité calorifique varie linéairement avec la température, nous posons : $C_p(T) = AT + B$, ou, de façon équivalente : $C_p(T) = A\Delta T + C_p(T_\infty)$, où A et B sont des coefficients qui dépendent des espèces chimiques en présence. Avec cette hypothèse, la relation précédente peut être réécrite sous la forme d'une équation du second degré en ΔT_c :

$$A_c\Delta T_c^2 + C_{p_c}(T_\infty)\Delta T_c - \frac{(1 - \chi_r)PCI_{C_7H_{16}}}{16.1} = 0. \quad (4.21)$$

La solution positive de cette équation conduit à l'expression de la température des produits de combustion :

$$T_c = \frac{C_{p_c}(T_\infty)}{2A_c} \left[\left(1 + \frac{4A_c(1 - \chi_r)PCI_{C_7H_{16}}}{16.1C_{p_c}^2(T_\infty)} \right)^{\frac{1}{2}} - 1 \right] + T_\infty. \quad (4.22)$$

Il peut être noté que cette température dépend uniquement des données thermodynamiques de la combustion. Autrement dit, pour un combustible donné, cette température est constante quelle que soit la taille du bac et, par conséquent, quelle que soit la puissance de l'incendie.

Région de développement initial du panache

Au-delà du col ($z > z_c$), et jusqu'à une altitude, pour le moment, arbitraire, $z = z_f$, une certaine quantité d'air ambiant est entraînée en périphérie du panache. Notons $\dot{\mu}$ le rapport entre le débit massique d'air ainsi entraîné, \dot{m}_e , et celui nécessaire à la réaction de combustion stœchiométrique, \dot{m}_s :

$$\dot{\mu} = \frac{\dot{m}_e}{\dot{m}_s}. \quad (4.23)$$

En combinant la définition précédente avec la relation (4.14a), le débit massique des fumées à l'altitude $z = z_f$ s'écrit :

$$\dot{m}_f = \dot{m}_c + \dot{m}_e = \dot{m}_c \left(1 + \dot{\mu} \frac{\dot{m}_s}{\dot{m}_c} \right) = (1 + 0.938\dot{\mu})\dot{m}_c, \quad (4.24)$$

ou encore, en utilisant la relation (4.16) :

$$\dot{m}_f = 16.1(1 + 0.938\dot{\mu})\dot{m}S_{bac}. \quad (4.25)$$

À l'altitude $z = z_f$, la conservation de la puissance convective conduit à une relation similaire à la relation (4.20) :

$$C_{p_f}\Delta T_f = (1 - \chi_r) \frac{\dot{m}S_{bac}}{\dot{m}_f} PCI_{C_7H_{16}} = \frac{(1 - \chi_r)PCI_{C_7H_{16}}}{16.1(1 + 0.938\dot{\mu})}. \quad (4.26)$$

En posant $C_{p_f}(T) = A_f T_f + B_f$, nous obtenons à nouveau une équation du second degré :

$$A_f\Delta T_f^2 + C_{p_f}(T_\infty)\Delta T_f - \frac{(1 - \chi_r)PCI_{C_7H_{16}}}{16.1(1 + 0.938\dot{\mu})} = 0, \quad (4.27)$$

dont nous déduisons l'expression de la température des fumées à l'altitude $z = z_f$:

$$T_f = \frac{C_{p_f}(T_\infty)}{2A_f} \left[\left(1 + \frac{4A_f(1 - \chi_r)PCI_{C_7H_{16}}}{16.1(1 + 0.938\dot{\mu})C_{p_f}^2(T_\infty)} \right)^{\frac{1}{2}} - 1 \right] + T_\infty. \quad (4.28)$$

Par la suite, la connaissance du débit massique \dot{m}_f et de la température T_f des fumées à une distance z_f au-dessus du bac d'heptane permet de déterminer le débit volumique des fumées q_f en utilisant l'équation d'état : $\rho_f T_f = \rho_\infty T_\infty$.

Pour les applications numériques, il est maintenant nécessaire de fixer les valeurs des grandeurs thermodynamiques de la réaction de combustion de l'heptane et d'adopter des relations empiriques pour déterminer le taux de masse brûlée \dot{m} , la fraction radiative χ_r ainsi que la proportion d'air entraîné $\dot{\mu}$.

4.2.2 Données thermodynamiques de la réaction de combustion de l'heptane et relations empiriques

Données thermodynamiques de la réaction de combustion de l'heptane

Comme précisé dans le tableau 4.3, nous supposons que la réaction de combustion a lieu dans des conditions isotherme (20 °C) et isobare (10⁵ Pa). Le tableau donne les valeurs du pouvoir calorifique inférieur de l'heptane ainsi que des coefficients A_c , B_c , A_f et B_f utilisées pour les applications numériques.

p (Pa)	ρ_∞ (kg/m ³)	T_∞ (°C)	PCI _{C₇H₁₆} (J/kg)	A_c	B_c	A_f	B_f
10 ⁵	1.2	20	44970530	0.157	1136	0.191	945

TAB. 4.3 – *Données thermodynamiques de la réaction de combustion de l'heptane.*

Les coefficients A_c et B_c sont obtenus par sommation des coefficients A et B de chaque produit de combustion, pondérée par leurs fractions massiques. Celles-ci sont données dans le tableau 4.4. Les valeurs de A et B qui figurent dans ce tableau sont déterminées à partir de celles des capacités calorifiques de chaque produit de combustion pour des températures comprises entre 727 °C et 1727 °C [52, 53].

Le choix de cette plage de température s'appuie sur les résultats expérimentaux de Koseki & Yumoto [46] qui indiquent que, pour des diamètres de bac d'heptane compris entre 0.3 et 6 m, la température maximale au voisinage de la surface du bac (région de combustion) est comprise entre 950 °C et 1200 °C.

Les coefficients A_f et B_f qui figurent dans le tableau 4.3 sont ceux de l'air, évalués pour des températures comprises entre 0 et 727 °C. Nous supposons donc ici que l'air entraîné dans le panache au-delà du col devient rapidement prépondérant dans la composition des fumées. Le rapport entre les débits massiques des fumées et des produits de combustion s'écrivant $\dot{m}_f/\dot{m}_c = 1 + 0.938\dot{\mu}$, d'après la relation (4.24), cette approximation n'est justifiée que pour des valeurs élevées de $\dot{\mu}$. Nous verrons au paragraphe suivant que cette

	Fraction massique	A	B
CO ₂	3.08 / 16.1 = 0.191	0.134	1113
H ₂ O	1.44 / 16.1 = 0.089	0,556	1762
N ₂	11.58 / 16.1 = 0.719	0.114	1066

TAB. 4.4 – Coefficients A et B de chaque produit de combustion ($C_p = AT(K) + B$) évalués entre 727 °C et 1727 °C.

condition est vérifiée si l'on se place suffisamment loin au-dessus du bac.

Relations empiriques

La fermeture du modèle de feu de bac d'heptane développé ici nécessite d'utiliser des relations empiriques issues de la littérature pour déterminer le taux de masse brûlée \dot{m} , la fraction radiative χ_r et la proportion d'air entraîné $\dot{\mu}$. Nous retiendrons les relations empiriques établies par Koseki & Yumoto [46] pour une large gamme de diamètre de bac d'heptane (0.3 à 15 m). Ces relations empiriques sont données ci-dessous :

◊ Dans un environnement non perturbé, l'évolution du taux de masse brûlée avec le diamètre de bac est donnée par :

$$\dot{m} = 0.07839(1 - e^{-0.8D_{bac}}). \quad (4.29)$$

◊ Comme mentionné au §4.1.1, les auteurs estiment que la puissance convective Q_c représente environ 70 % de la puissance totale. La fraction radiative est donc estimée à $\chi_r = 0.3$.

◊ À l'altitude z_f , la quantité d'air entraîné (qui ne participe pas à la réaction de combustion) est donnée en fonction de la taille du bac d'heptane par les relations suivantes :

$$\dot{\mu} = 1.10 \left(\frac{2z_f}{D_{bac}} \right)^{0.80} \quad \text{pour } 0.3 < D_{bac} < 2\text{m}, \quad (4.30a)$$

$$\dot{\mu} = 2.13 \left(\frac{2z_f}{D_{bac}} \right)^{0.53} \quad \text{pour } 6 < D_{bac} < 15\text{m}. \quad (4.30b)$$

Comme nous le verrons au §4.2.3, la gamme de puissance d'incendie que l'on envisage de simuler sur maquette correspond à des diamètres de bac compris entre 0.6 et 2.22 m. Par conséquent et contrairement à Mégret [17], nous retiendrons pour les applications numériques la première relation. Notons au passage qu'une erreur est introduite dans le modèle de Mégret puisque l'auteur interprète la quantité d'air entraînée dans le panache (\dot{m}_e) comme la somme de celle qui est réellement entraînée et de la quantité d'air nécessaire à la réaction de combustion stœchiométrique de l'heptane (oxygène consommé).

La détermination du taux d'entraînement $\dot{\mu}$ à partir de la relation (4.30a) nécessite de fixer l'altitude z_f où les caractéristiques des fumées seront calculées. Dans le cas d'un

incendie en milieu confiné et, plus particulièrement, dans un tunnel, Mégret propose d'évaluer la température et le débit volumique des fumées à la hauteur sous plafond. La hauteur du tronçon de tunnel représenté par la maquette étant de 5 m, la proportion d'air entraîné s'écrit finalement :

$$\dot{\mu} = 1.10 \left(\frac{10}{D_{bac}} \right)^{0.80} . \quad (4.31)$$

4.2.3 Modèle de feu de bac d'heptane sur maquette

Résultats du modèle de feux de bac d'heptane

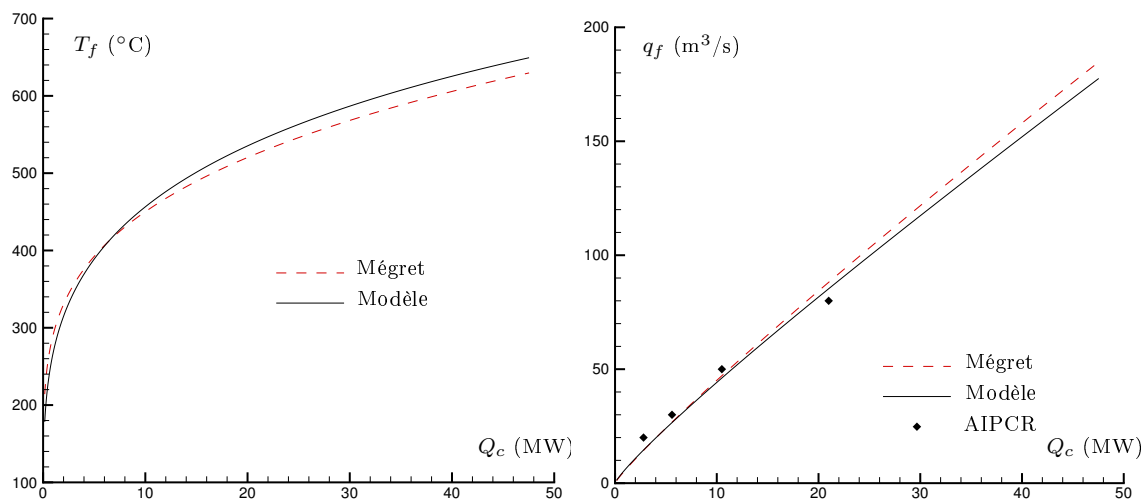


FIG. 4.2 – Comparaison du modèle de feu de bac d'heptane au modèle de Mégret en termes de température et de débit de fumées en fonction de la puissance convective de l'incendie. Les valeurs de débits de fumées prédites par les modèles sont comparées aux données de l'AIPCR.

Construit à partir des relations théoriques et empiriques précédemment établies, le modèle de feu de bac d'heptane permet de déterminer les caractéristiques de l'incendie pour une taille de bac donnée. La puissance convective de l'incendie est déterminée en utilisant la relation (4.18) puis le débit et la température des fumées au plafond du tunnel sont déduits de la valeur de Q_c par les relations (4.25) et (4.28), respectivement.

La figure 4.2 présente les résultats ainsi prédits par le modèle de feu de bac d'heptane pour des puissances convectives comprises entre 0 et 50 MW. Nous constatons sur cette figure que les valeurs de température et de débit volumique de fumées obtenues sont très proches des valeurs prédites par le modèle de Mégret. La différence de calcul du taux d'entraînement $\dot{\mu}$, que l'on a précédemment mentionnée, n'a donc pas d'effet significatif sur les résultats. Par conséquent, nous obtenons, tout comme Mégret, que les valeurs de débit de fumées sont en accord avec les données de l'AIPCR [2] pour certaines valeurs de puissance d'incendie. Ces données figurent dans le tableau 4.5.

Détermination des caractéristiques du rejet d'air et d'hélium

Type de véhicule	Puissance totale dégagée (MW)	Débit de fumées produites (m ³ /s)
Véhicule léger	4	20
3 Véhicules légers	8	30
Camionnette	15	50
Poids lourd	30	80

TAB. 4.5 – *Caractéristiques d'incendies types généralement utilisées pour le dimensionnement des systèmes de ventilation en tunnel.*

En appliquant les règles de similitude retenues, présentées au §4.12 (réduction d'échelle sans distorsion de masse), les conditions de rejet du mélange air-hélium peuvent être déduites des résultats du modèle de feu de bac d'heptane.

En pratique, le diamètre de la source de rejet D est ajusté à la taille réelle du bac d'heptane D_{bac} via la réduction d'échelle : $D = D_{bac} / 20$. L'idée sous-jacente est de reproduire sur maquette l'influence de la taille du foyer d'incendie dans un tunnel. D'autre part, la simulation d'un incendie de puissance donnée repose sur le réglage des débits d'air et d'hélium dans des proportions telles que la masse volumique du mélange rejeté ρ_0 corresponde à celle des fumées au plafond du tunnel, liée à leur température T_f :

$$\rho_0 = \frac{\rho_\infty T_\infty}{T_f}. \quad (4.32)$$

La fraction volumique d'air dans le mélange rejeté est ensuite déduite de la masse volumique de celui-ci :

$$\chi_{air} = \frac{\rho_0 - \rho_{he}}{\rho_\infty - \rho_{he}}. \quad (4.33)$$

Les masses volumiques de l'air et de l'hélium sont considérées à la pression atmosphérique (10^5 Pa) et à température ambiante ($T_\infty = 20$ °C) : $\rho_\infty = 1.2$ kg/m³, $\rho_{he} = 0.166$ kg/m³.

Finalement, les débits volumiques d'air et d'hélium sont déterminés à partir de χ_{air} et du débit volumique des fumées produites par l'incendie en tenant compte de la réduction d'échelle :

$$q_{air} = \chi_{air} \frac{q_f}{20^{5/2}}, \quad (4.34a)$$

$$q_{he} = (1 - \chi_{air}) \frac{q_f}{20^{5/2}}. \quad (4.34b)$$

Les conditions expérimentales de rejet du mélange air-hélium seront détaillées ultérieurement (au §4.3.1). Nous verrons qu'en pratique six tailles de source sont considérées : $D = 30, 38, 49, 64, 84$ et 111 mm. Comme indiqué dans le tableau 4.6, ces valeurs de diamètre de source nous permettent de simuler des puissances convectives de l'ordre de 0.25, 0.5, 1, 2, 4 et 8 MW (les valeurs exactes sont données entre parenthèses). Pour ces six valeurs de Q_c , le tableau 4.6 présente les caractéristiques des fumées prédites par le modèle de feu de bac d'heptane (au plafond) ainsi que celles du rejet air-hélium sur maquette.

En pratique, la valeur de la puissance d'incendie simulée est limitée par celle du débit d'hélium (820 l/min pour $Q_c = 8$ MW). Par conséquent, nous simulons sur maquette des incendies de faible puissance qui correspondent, d'après le tableau 4.5, à des feux de véhicules légers. Pour la simulation d'incendie de puissance supérieure, la solution serait de réduire davantage l'échelle géométrique (réduction d'échelle au 1 : 30^{ème} par exemple).

La méthode présentée dans cette section permet de déterminer, à l'aide de relations simples, les conditions de rejet du mélange air-hélium pour une puissance d'incendie simulée donnée. Néanmoins, il doit être rappelé que cette méthode repose sur un certain nombre d'approximations :

◊ Le foyer d'incendie, de nature très variée en tunnel, est modélisé par un feu de bac d'heptane. La réaction de combustion est supposée s'effectuer en atmosphère libre, dans de l'air au repos et dans les proportions stœchiométriques (réaction totale). Par conséquent, on ne tient pas compte, d'une part, des effets du courant d'air et du confinement sur la réaction de combustion en tunnel et, d'autre part, du dégagement de gaz imbrûlés.

◊ Le modèle de feu de bac d'heptane repose sur l'utilisation de relations empiriques pour le calcul du taux de masse brûlée \dot{m} , de la fraction radiative χ_r et de la proportion d'air entraîné $\dot{\mu}$. Nous avons adopté, pour leur simplicité, les lois établies expérimentalement par Koseki & Yumoto [46]. Nous avons ensuite montré qu'en utilisant ces relations, les débits de fumées prédits par le modèle de feu de bac d'heptane concordent, pour certaines valeurs de puissance d'incendie, avec les données de l'AIPCR. Néanmoins, il doit être noté que les résultats du modèle sont étroitement liés à un choix de relations empiriques particulières.

◊ L'incendie simulé ayant lieu dans un tunnel, les caractéristiques des fumées sont calculées au plafond de celui-ci, au droit du foyer, sans tenir compte des effets de confinement.

◊ La méthode introduit un décalage entre le panache thermique d'incendie simulé et le panache massique formé par le rejet du mélange air-hélium. Ce décalage est lié au fait que l'on suppose que le mélange, émis au niveau du sol de la maquette, possède les caractéristiques des fumées calculées au plafond du tunnel. Par conséquent, le panache massique va subir des effets de dilution avant d'atteindre le plafond qui conduisent inévitablement à une surestimation des valeurs de débit et de masse volumique du mélange.

Dans le but de corriger ce décalage, des mesures de masse volumique ont été réalisées au plafond du canal expérimental, au droit de la source de rejet du mélange air-hélium. L'objectif est de déterminer les conditions de source (débits d'air et d'hélium) permettant de reproduire, pour une puissance d'incendie simulée donnée, les niveaux de température au plafond du tunnel prédits par le modèle de feu de bac d'heptane.

La section suivante présente la campagne d'essais réalisée sur maquette en vue d'étudier l'évolution de la masse volumique au plafond pour différentes conditions de rejet du mélange air-hélium.

Fumées d'incendie de bac d'heptane						Rejet air-hélium sur maquette					
Diamètre de bac D_{bac} (m)	Puissance convectée Q_c (MW)	Puissance totale Q (MW)	Température de plafond T_f (°C)	Débit au plafond q_f (m ³ /s)	Diamètre de source D (mm)	Masse volumique ρ_0 (kg/m ³)	Proportion d'air χ_{air} (%)	Débit d'hélium q_{he} (l/min)	Débit d'air q_{air} (l/min)		
0.6	0.25 (0.27)	0.36	200	1.97	30	0.744	55.90	29	37		
0.76	0.5 (0.51)	0.71	231	3.40	38	0.698	51.45	55	59		
0.98	1 (1.01)	1.43	269	6.06	49	0.648	46.64	108	95		
1.28	2 (2.03)	2.86	316	11.03	64	0.597	41.67	216	154		
1.68	4 (4.04)	5.71	370	19.99	84	0.547	36.81	424	247		
2.22	8 (7.93)	11.43	433	36.03	111	0.498	32.13	820	388		

TAB. 4.6 – Caractéristiques des fumées prédites par le modèle de feu de bac d'heptane (au plafond) et du rejet air-hélium sur maquette (obtenues en appliquant les règles de similitude).

4.3 Panache massique dans un canal non ventilé

Dans cette section, nous nous intéressons au rejet du mélange air-hélium dans le canal expérimental en l'absence de courant d'air (air ambiant au repos).

Dans un premier temps, nous proposons une description des conditions de rejet du mélange gazeux léger sur maquette en présentant notamment les techniques de mesure et de contrôle des débits d'air et d'hélium.

Dans un second temps, la campagne d'essais réalisée sur maquette est présentée. L'objectif est d'étudier l'évolution de la masse volumique au plafond pour différentes conditions de rejet du mélange air-hélium.

Enfin, nous verrons comment les résultats expérimentaux obtenus lors de cette campagne peuvent être utilisés dans le cadre de la modélisation du foyer d'incendie sur maquette.

4.3.1 Conditions expérimentales de rejet du mélange air-hélium

Le mélange air-hélium

Comme indiqué schématiquement sur la figure 4.3, l'alimentation en air est assurée par une cuve de 2 m³ d'air comprimé (sous 9 bars) équipée d'un détendeur et alimentée par un compresseur. L'alimentation en hélium est quant à elle assurée par un cadre de bouteilles stockant 109.20 m³ d'hélium (sous 180 bars) équipé d'un détendeur.

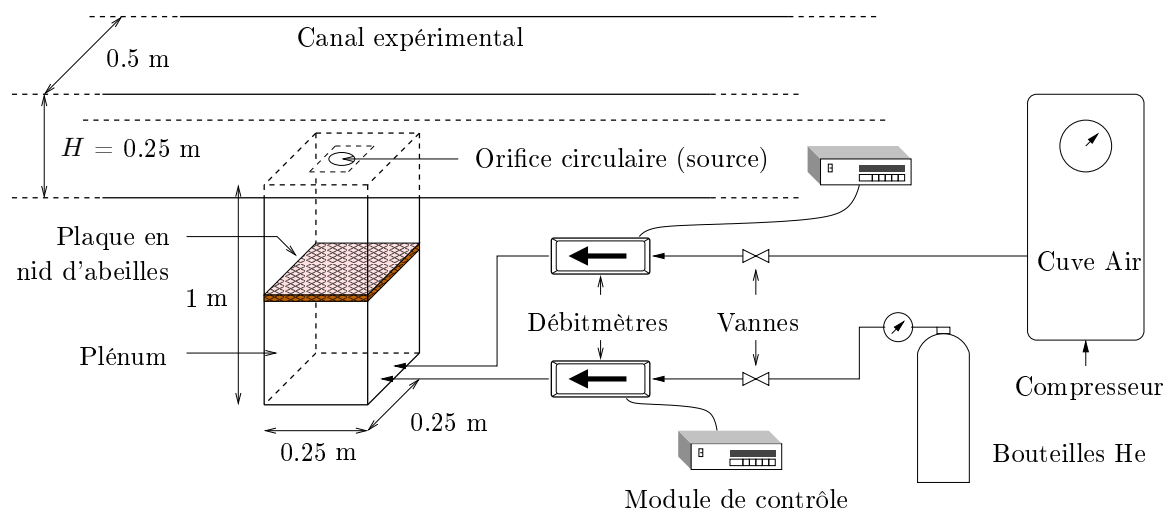


FIG. 4.3 – Schéma de principe présentant les conditions expérimentales d'alimentation en air et en hélium, de contrôle et de mesure des débits et de rejet.

Les débits d'air et d'hélium sont contrôlés par des vannes manuelles fine régulation à membrane et mesurés par deux débitmètres thermiques massiques (Bronkhorst Hi-Tec IN-FLOW F-106) qui sont calibrés et configurés pour chaque gaz. Ces débitmètres sont raccordés à deux modules d'alimentation et de contrôle par affichage numérique (Bronkhorst High-Tec, série E-7000). L'incertitude de mesure des débits est de $\pm 0.5\%$ de la valeur affichée à laquelle s'ajoute $\pm 0.1\%$ de la pleine échelle sélectionnée.

En pratique, le débitmètre calibré pour l'air permet d'ajuster la valeur de la fraction volumique d'air dans le mélange rejeté χ_{air} et donc, d'après la relation (4.33), celle de la

masse volumique :

$$\rho_0 = \rho_\infty - (1 - \chi_{air})(\rho_\infty - \rho_{he}). \quad (4.35)$$

Le débit volumique du mélange d'air et d'hélium rejeté, $q = q_{he} + q_{air}$, peut être exprimé en fonction de la fraction volumique d'air :

$$q = \frac{q_{he}}{(1 - \chi_{air})}. \quad (4.36)$$

En injectant les deux relations précédentes dans l'expression du flux de flottabilité F (4.2), nous obtenons que celui-ci ne dépend que du débit volumique d'hélium rejeté :

$$F = \frac{\rho_\infty - \rho_0}{\rho_\infty} gq = \frac{\rho_\infty - \rho_{he}}{\rho_\infty} gq_{he}. \quad (4.37)$$

Par conséquent, le débitmètre calibré pour l'hélium permet de fixer la valeur du flux de flottabilité du panache massique qui, rappelons le, est conservé avec l'altitude.

Il est intéressant de noter, à partir des relations précédemment établies, que la quantité d'air ajoutée au mélange ne modifie pas la valeur du flux de flottabilité F du panache formé par le rejet du mélange. De plus, puisque la puissance convective Q_c est liée à F par la relation (4.6), nous pouvons aussi conclure que le débit d'hélium est imposé sur la maquette par la valeur de la puissance convective d'incendie que l'on souhaite simuler.

En définitive, à flux de flottabilité fixé (q_{he} et Q_c fixés), l'ajout d'air ne modifie que la valeur de la fraction volumique d'air :

$$\chi_{air} = \frac{q_{air}}{(q_{air} + q_{he})}, \quad (4.38)$$

c'est-à-dire celle de la masse volumique ou encore celle de la température des fumées d'incendie simulées.

La source du panache

Les conduites d'alimentation en air et en hélium étant de faibles dimensions (3/4 pouce, soit environ 25 mm), les vitesses dans ces conduites sont généralement élevées. Par conséquent, comme indiqué schématiquement sur la figure 4.3, les conduites d'alimentation ne sont pas directement raccordées au canal expérimental mais à la partie basse d'un plénum de section 0.25 m × 0.25 m et de 1 m de hauteur. L'écoulement est ainsi tranquilisé et le mélange gazeux homogénéisé avant de pénétrer dans le canal expérimental qui est situé au-dessus du plénum. Notons que pour renforcer les effets de tranquilisation et de mélange, une plaque en nid d'abeilles est introduite à l'intérieur du plénum.

Bien que les caractéristiques du mélange air-hélium soient fixées et contrôlées en amont du plénum, on définit la source du panache à l'interface entre celui-ci et le canal expérimental présenté au chapitre §1. Une découpe carrée au niveau du plancher du canal permet d'insérer des plaques interchangeables de dimension 150 mm × 150 mm et de 15 mm d'épaisseur. Chaque plaque présente une découpe circulaire en son centre qui définit la taille de la source de rejet. Au nombre de six, ces plaques permettent de fixer les valeurs de diamètre de source qui figurent dans le tableau 4.6 : 30, 38, 49, 64, 84 et 111 mm.

4.3.2 Dispositif expérimental utilisé et procédure adoptée

Nous présentons dans ce paragraphe les conditions expérimentales de la campagne d'essais réalisée en vue d'étudier l'effet des variations du diamètre de source et de la quantité d'air rejetée sur l'évolution de la masse volumique au point d'impact, au plafond du canal.

Dispositif expérimental

Étant donné que l'on ne s'intéresse ici qu'au champ proche du panache, entre la source et le point d'impact au plafond, seule une portion de 2.5 m de long du canal est utilisée. Le dispositif expérimental est présenté schématiquement par la figure 4.4.

En l'absence de courant d'air, le panache massique formé par le rejet du mélange air-hélium s'épanouit dans de l'air au repos, impacte le plafond et les parois latérales du canal puis s'échappe à l'air libre, à ses deux extrémités.

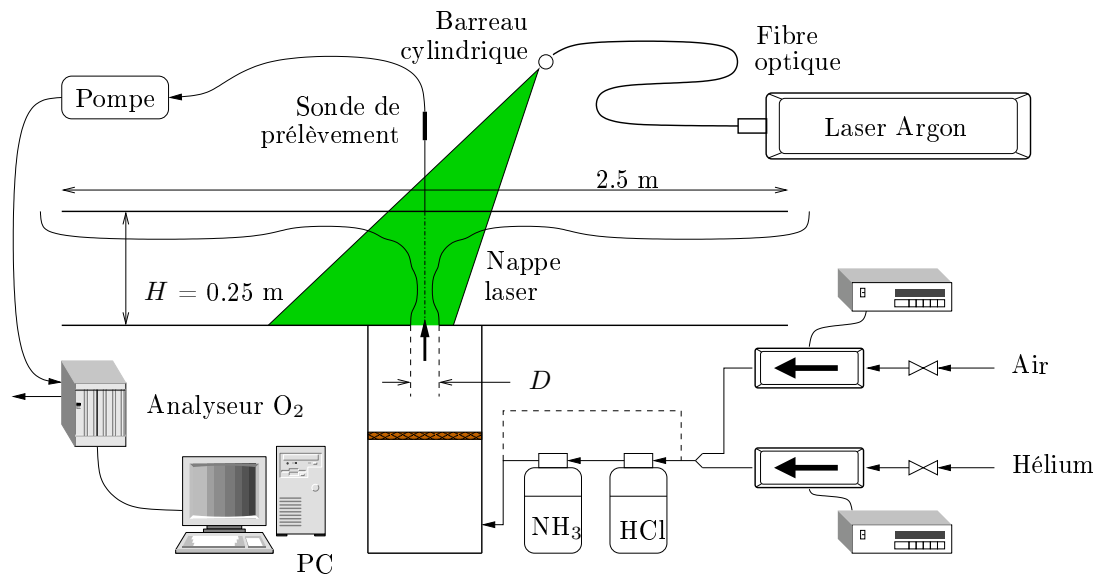


FIG. 4.4 – Schéma de principe du dispositif expérimental utilisé pour les mesures de masse volumique au point d'impact et pour les visualisations de l'écoulement en champ proche.

Les mesures de masse volumique sont réalisées à l'aide d'un analyseur d'oxygène par prélèvement de fluide au point d'impact, au plafond du canal. L'hélium utilisé étant pur à 99.9%, la quantité d'oxygène mesurée en ce point provient donc uniquement de la quantité d'air rejetée à la source et de celle qui est ensuite entraînée dans le panache.

L'air étant constitué d'environ 21% d'oxygène, la fraction volumique d'air au point d'impact, notée $(\chi_{air})_{imp}$, peut être exprimée en fonction de celle de l'oxygène : $(\chi_{air})_{imp} = (\chi_{O_2})_{imp}/0.21$. Par conséquent, la masse volumique en ce point peut être directement déduite de la mesure de fraction volumique d'oxygène :

$$\rho_{imp} = \rho_{\infty} - \left(1 - \frac{(\chi_{O_2})_{imp}}{0.21}\right) (\rho_{\infty} - \rho_{he}). \quad (4.39)$$

La fraction volumique d'oxygène au point d'impact $(\chi_{O_2})_{imp}$ est mesurée par un analyseur de traces d'oxygène (Setnag JC15V). La jauge électrochimique de l'analyseur, MicroPoas JC15V, est une jauge en zircone miniaturisée (3 mm de diamètre et 10 mm de

longueur) à référence interne métallique. La zirconie étant un électrolyte solide qui devient conductrice d'oxygène à haute température (à partir de 650 °C), la Micropoas JC15V est placée à l'intérieur d'un four dans lequel circule le gaz à analyser. Le prélèvement au point d'impact et la circulation du gaz sont respectivement assurés par une sonde de diamètre 3 mm et une pompe externe qui sont toutes deux reliées à l'analyseur. Le débit dans la Micropoas est faible (environ 3 l/h) mais un système de dérivation By-pass permet d'obtenir des débits d'aspiration importants et, donc, des temps de réponse acceptables.

La partie mesure est reliée à l'électronique qui se compose d'une carte mère, d'une carte à micro-processeur (Motorola 68HC12) et d'une carte afficheur. On peut visualiser la concentration d'oxygène en continu entre 0.01 ppm et 25% (250000 ppm). L'incertitude de mesure de la fraction volumique d'oxygène est de ± 0.1 % de la valeur affichée pour la plus grande échelle (10%–25%) et le temps de réponse est donné < 2 s.

Le panache léger étant extrêmement sensible aux perturbations atmosphériques ambiantes, l'axe de celui-ci n'est pas figé dans le temps (tache d'impact). Par conséquent, les mesures instantanées de fraction d'oxygène au droit de la source sont collectées sur un PC avec une fréquence d'acquisition de 1 Hz (logiciel d'acquisition MFC Setnag 0901) pendant 1 min puis moyennées.

En complément des mesures de masse volumique, des visualisations de l'écoulement sont réalisées par tomographie sur plan laser. Comme indiqué sur la figure 4.4, un laser à argon (Beam Lok 2060 2 W, Spectra-Physics) est utilisé pour générer une nappe laser plane dans l'axe de l'enceinte. Le mélange gazeux air-hélium étant incolore, ce dernier estensemencé par de fines particules de chlorure d'ammonium. Le circuit d'alimentation en air et en hélium passe par un ballon d'acide chlorhydrique où le mélange se charge en chlorure d'hydrogène (HCl) qui va réagir avec l'ammoniac (NH_3) contenu dans un second ballon pour former, par réaction acide-base, les particules de chlorure d'ammonium ($\text{NH}_4^+ + \text{Cl}^-$).

Notons enfin que les visualisations et les mesures de masse volumique ne sont pas réalisées simultanément puisque la présence de particules dans l'écoulement peut altérer le fonctionnement de l'analyseur d'oxygène. Par conséquent, comme indiqué sur la figure 4.4, lors des mesures de masse volumique, le circuit d'alimentation en air et en hélium est dérivé (trait en pointillé).

Procédure expérimentale

Les paramètres de l'étude proposée ici sont le flux de flottabilité du panache massique F (lié à la puissance convective simulée), le diamètre de la source D et la fraction volumique d'air du mélange rejeté χ_{air} . En pratique, le flux de flottabilité est fixé par le débit d'hélium injecté dans le plénum q_{he} , d'après la relation (4.37). La fraction volumique d'air dans le mélange est quant à elle ajustée, d'après la relation (4.38), en jouant sur le débit d'air injecté dans le plénum q_{air} .

Pour chaque configuration d'écoulement, combinant un flux de flottabilité et un diamètre de source, la fraction volumique d'air au plafond est mesurée tandis que celle du mélange rejeté est progressivement augmentée de 0 à 90% (par pas de 10%). Les six valeurs de diamètre de source figurant dans le tableau 4.6 sont ici considérées. Par contre, seules les cinq valeurs du flux de flottabilité associées aux puissances convectives d'incendie simulées 0.25, 0.5, 1, 2 et 4 MW, sont envisagées (le "cas" $Q_c = 8$ MW étant trop gourmand en hélium : $q_{he} = 820$ l/min).

Les conditions de source sont caractérisées par les gammes de nombres de Reynolds initial Re_0 (défini par la relation (3.4)) 47 – 22 780, et de Richardson initial Ri_0 (relation (3.5)) 2×10^{-3} – 908. Notons que ces paramètres expérimentaux sont ici calculés en considérant la vitesse débitante à la source :

$$w_0 = \frac{4}{\pi D^2} (q_{air} + q_{he}),$$

et en supposant que la viscosité dynamique du mélange air–hélium est constante, égale à la moyenne des viscosités dynamiques de l'air pur et de l'hélium pur : $\mu \approx 1.88 \times 10^{-5}$ kg/ms ($\mu_{air} = 1.809 \times 10^{-5}$ kg/ms et $\mu_{he} = 1.955 \times 10^{-5}$ kg/ms dans les conditions ambiantes (20 °C, 10^5 Pa)).

Dans la suite de l'étude, nous considérerons les expressions sous forme adimensionnelle du diamètre de source et du débit de flottabilité suivantes :

$$\phi = \frac{D}{H} \quad \text{et} \quad F^* = \frac{F}{g^{3/2} H^{5/2}},$$

où H et g sont respectivement la hauteur du canal ($H = 0.25$ m) et la gravité ($g = 9.81$ m/s²).

Le paragraphe suivant présente les résultats expérimentaux obtenus pour les cinq valeurs du débit de flottabilité adimensionnel F^* (4×10^{-3} , 8×10^{-3} , 16×10^{-3} , 32×10^{-3} et 65×10^{-3}) et les six valeurs du diamètre adimensionnel ϕ (0.12, 0.152, 0.196, 0.256, 0.336 et 0.444).

4.3.3 Résultats expérimentaux

Mesures de la fraction volumique d'air au point d'impact

La figure 4.5 présente l'évolution de la fraction volumique d'air mesurée au point d'impact, au plafond, en fonction de celle du mélange injecté dans le plénum pour chaque configuration d'écoulement (*i.e.* pour chaque couple de valeurs $\phi - F^*$).

Nous observons sur cette figure que l'apport d'air à la source n'a pas toujours pour effet d'augmenter la quantité d'air mesurée au plafond. Pour certains couples de valeurs $\phi - F^*$, $(\chi_{air})_{imp}$ commence par diminuer, atteint une valeur minimale puis augmente classiquement avec χ_{air} .

L'exploitation de ces résultats expérimentaux en vue de fixer les conditions de source (débits d'air et d'hélium) permettant de reproduire des niveaux de température donnés au point d'impact sera présentée ultérieurement (au §4.7). Avant cela, nous proposons d'étudier plus en détail l'effet de l'apport d'air à la source à partir de visualisations de l'écoulement.

Visualisations de l'écoulement pour $\phi = 0.256$ et $F^* = 4 \times 10^{-3}$

La figure 4.6 présente cinq photographies de l'écoulement ensemencé (appareil photo numérique Fujifilm FinePix S9500) obtenues pour une taille de source et un flux de flottabilité donnés, $\phi = 0.256$ et $F^* = 4 \times 10^{-3}$, et cinq valeurs de χ_{air} : 0, 20, 40, 60 et 80%. Pour le couple de valeurs $\phi - F^*$ ici considéré, la figure 4.5 indique que lorsque le mélange rejeté contient peu d'air ($\chi_{air} < 40\%$), la quantité d'air mesurée au plafond diminue avec

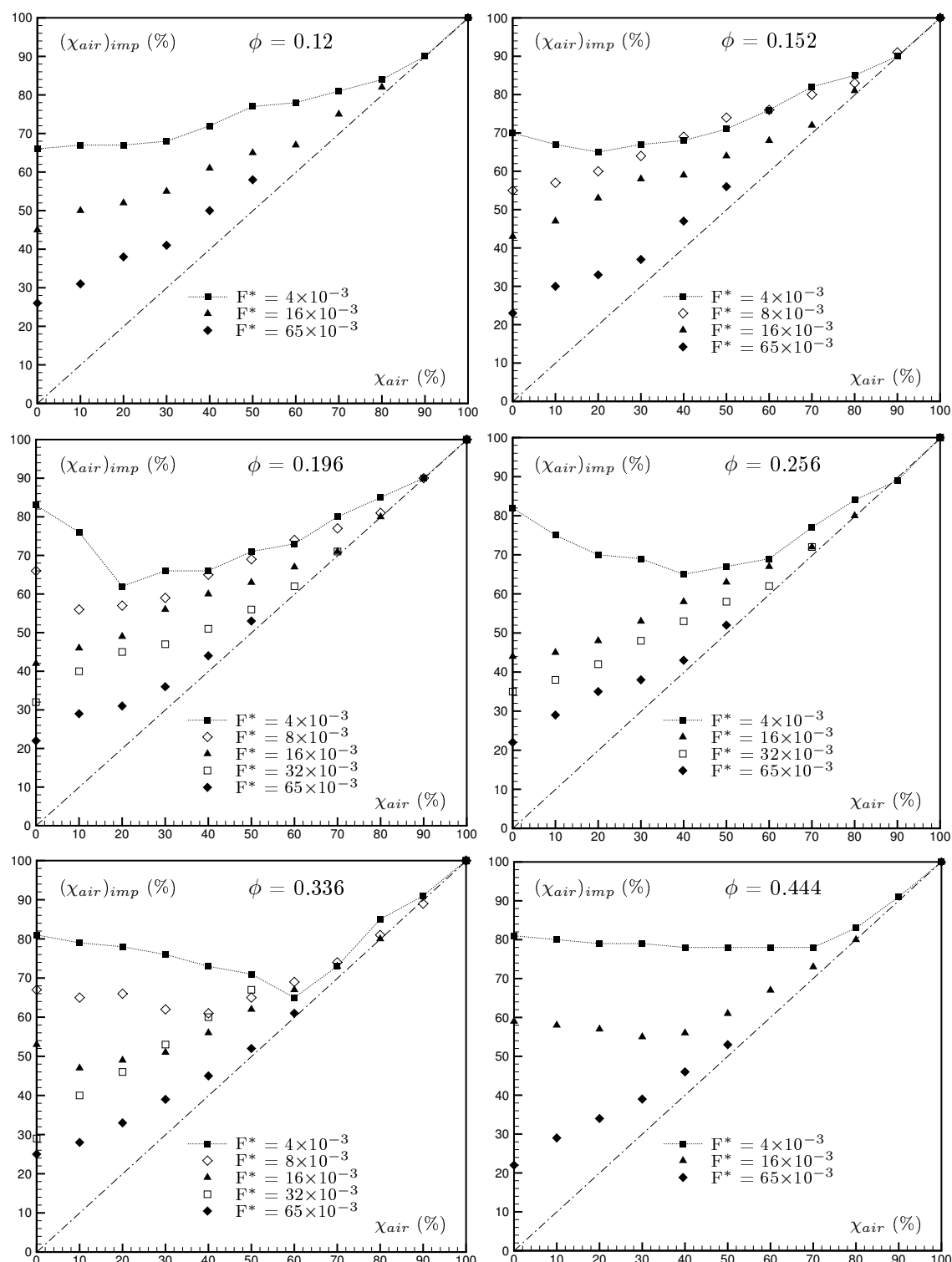


FIG. 4.5 – Évolution de la fraction volumique d'air mesurée au point d'impact, au droit de la source, en fonction de celle du mélange rejeté pour chaque configuration d'écoulement combinant un diamètre de source et un flux de flottabilité.

χ_{air} . À l'inverse, lorsque le mélange rejeté contient davantage d'air ($\chi_{air} > 40\%$), $(\chi_{air})_{imp}$ augmente classiquement avec χ_{air} .

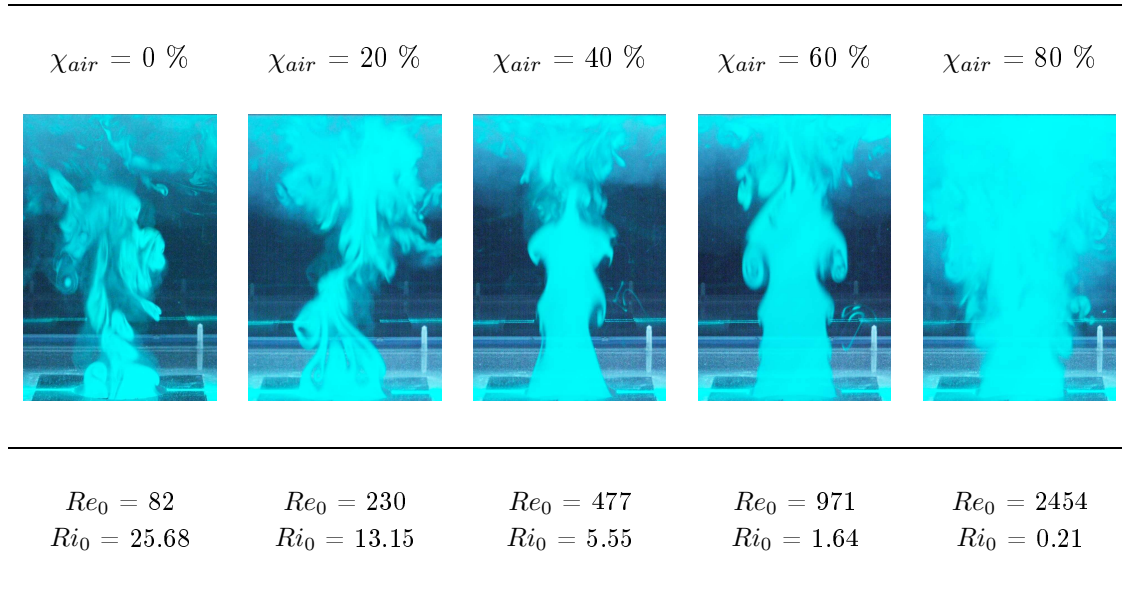


FIG. 4.6 – Photographies instantanées de l'écoulement en champ proche obtenue pour les conditions d'écoulement : $\phi=0.256$ et $F^*=4 \times 10^{-3}$.

Nous observons sur la figure 4.6 que l'augmentation de la quantité d'air injectée dans le plénum a pour effet de modifier de façon significative la morphologie de l'écoulement entre la source de rejet et le plafond du canal.

Lorsque cette quantité d'air est faible ($\chi_{air} = 0$ et 20%), le mélange air-hélium s'échappe du plénum à faible vitesse ($Re_0 \leq 230$) et est essentiellement piloté par les effets de flottabilité liés à la faible masse volumique de celui-ci ($Ri_0 \geq 13.15$). À flux de flottabilité fixé, *i.e.* à débit d'hélium constant, le débit d'air apporté est insuffisant pour repousser l'air ambiant plus lourd situé au-dessus de la source. Par conséquent, celui-ci peut s'engouffrer dans le plénum. Dans ces conditions, un écoulement de type intermittent est observé : alternativement, de grosses bouffées de gaz léger s'échappent de la source et de l'air ambiant pénètre le plénum. L'apparition de ce type d'écoulement est donc étroitement liée à la présence du plénum et à la géométrie de la source. En effet, celle-ci est définie comme une simple découpe circulaire au niveau du plancher du canal expérimental sans buse convergente ni plaque de nid d'abeille qui permettrait d'empêcher l'air de s'engouffrer dans le plénum.

Lorsque la quantité d'air injectée dans le plénum est plus importante ($\chi_{air} = 40, 60$ et 80%), l'écoulement apparaît davantage structuré entre la source de rejet et le plafond du canal. Pour $\chi_{air} = 40$ et 80% , nous observons un écoulement de type jet laminaire ($Re_0 \leq 971$) piloté à la fois par sa flottabilité et sa quantité de mouvement ($1.64 \leq Ri_0 \leq 5.55$). Nous notons aussi l'apparition des structures toroïdales en périphérie du jet dont le mécanisme a été décrit au §3.2.1. Pour $\chi_{air} = 80\%$, le mélange air-hélium s'échappe du plénum à vitesse plus élevée ($Re_0 = 2454$) et est essentiellement piloté par sa quantité de mouvement ($Ri_0 = 0.21$). Dans ces conditions, les structures toroïdales qui apparaissent au voisinage de la source s'effondrent, en s'élevant, en structures d'échelles plus petites qui participent au mélange turbulent.

La comparaison des figures 4.5 et 4.6 met en évidence que l'évolution non-monotone de $(\chi_{air})_{imp}$ avec χ_{air} est liée à la modification de la morphologie de l'écoulement. En effet, pour $\chi_{air} < 40\%$, la fraction volumique d'air mesurée au point d'impact diminue malgré l'ajout d'air dans le plénum (figure 4.5) et l'écoulement observé est de type intermittent (figure 4.6). A l'inverse, pour $\chi_{air} > 40\%$, la fraction volumique d'air mesurée au point d'impact augmente classiquement avec χ_{air} et l'écoulement observé est plus structuré, de type jet laminaire ou turbulent.

Caractérisation du régime intermittent

À partir de l'ensemble des résultats expérimentaux présentés par la figure 4.5, nous proposons maintenant de déterminer les conditions d'apparition du régime intermittent (bouffées). Sur la figure 4.7 les résultats expérimentaux sont présentés en terme de nombre Richardson initial Ri_0 en fonction du diamètre adimensionnel ϕ . Les symboles vides correspondent aux écoulements de type intermittent pour lesquels $(\chi_{air})_{imp}$ diminue alors que χ_{air} augmente. A l'inverse, les symboles pleins correspondent aux écoulements plus structurés, de type jet, pour lesquels $(\chi_{air})_{imp}$ augmente classiquement avec χ_{air} .

La condition d'apparition du régime intermittent peut être caractérisée de façon satisfaisante sur la figure 4.7 par : $Ri_0 > 50\phi^2$.

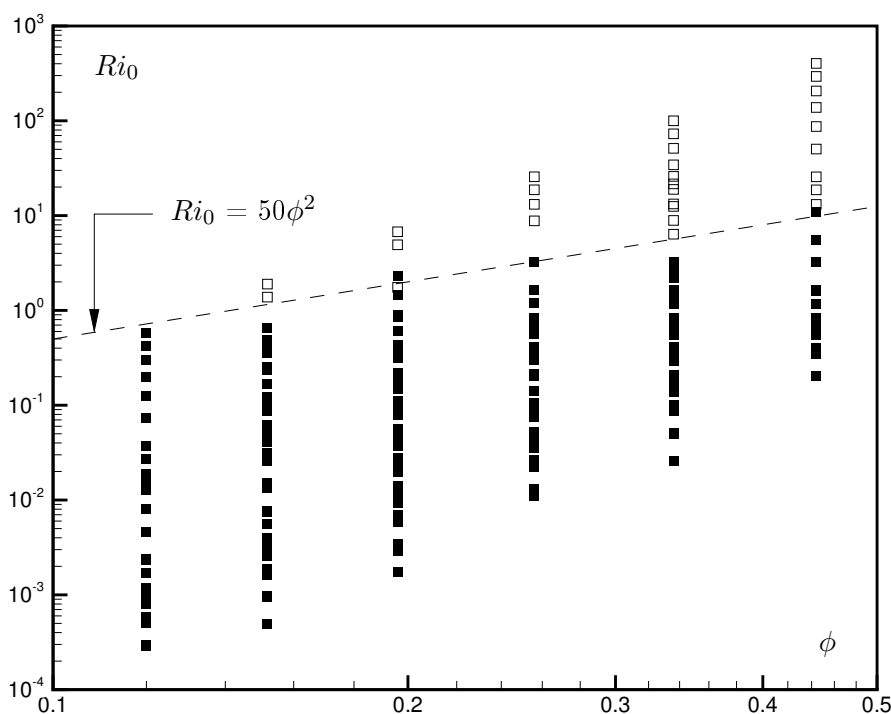


FIG. 4.7 – Résultats expérimentaux présentés en terme de nombre Richardson initial en fonction du diamètre adimensionnel. Symboles vides : écoulement de type intermittent (bouffées) ; symboles pleins : écoulement plus structuré, de type jet.

4.3.4 Application des résultats à la modélisation du foyer d'incendie

Pour la simulation d'incendie sur maquette, nous considérons toujours, d'une part, que la puissance convective Q_c représente 70 % de la puissance thermique totale Q et, d'autre part, que le diamètre de la source de rejet D correspond, via la réduction d'échelle, à la taille du bac d'heptane dégageant la puissance thermique Q . Par conséquent, pour une valeur de Q_c donnée, ϕ est fixé.

De même, pour une valeur de Q_c donnée, le flux de flottabilité adimensionnel F^* est fixé d'après la relation (4.6) qui peut être réécrite sous la forme suivante :

$$F^* = \frac{Q_c}{\rho_\infty C_p T_\infty \sqrt{gH} H^2}. \quad (4.40)$$

Rappelons ici que, puisque le flux de flottabilité F ne dépend que du débit d'hélium injecté dans le plénum q_{he} (relation (4.37)), la valeur de celui-ci peut être directement déduite de celle de Q_c .

Ainsi, parmi les trois paramètres de l'étude précédente, à savoir ϕ , F^* et χ_{air} , seule la proportion d'air dans le mélange rejeté est indépendante de la puissance convective simulée. Néanmoins, celle-ci doit permettre de reproduire les niveaux de température prédits par le modèle de feu de bac d'heptane pour une puissance d'incendie simulée donnée. Les couples de valeurs $\phi - F^*$ associés aux valeurs de puissance d'incendie simulées sont présentés dans le tableau 4.7.

Q (MW)	Q_c (MW)	ϕ	F^* (10^{-3})
0.36	0.25	0.12	4
0.71	0.5	0.152	8
1.43	1	0.196	16
2.86	2	0.256	32
5.71	4	0.336	65

TAB. 4.7 – Couples de valeurs $\phi - F^*$ associés aux valeurs de puissances thermiques d'incendie simulées.

Avec les règles de similitude retenues (réduction d'échelle sans distorsion de masse), la température des fumées simulées au point d'impact T_{imp} peut être déduite des valeurs de fraction volumique d'air mesurées expérimentalement en ce point :

$$\frac{\Delta T_{imp}}{T_\infty} = \frac{\Delta \rho_{imp}}{\rho_{imp}} = \frac{[1 - (\chi_{air})_{imp}] (\rho_\infty - \rho_{he})}{\rho_\infty - [1 - (\chi_{air})_{imp}] (\rho_\infty - \rho_{he})}. \quad (4.41)$$

La figure 4.8 présente l'évolution de la température T_{imp} ainsi déterminée en fonction de la quantité d'air injectée dans le plénum χ_{air} pour les cinq valeurs de puissance convective simulée. Il peut être noté sur cette figure que l'apport d'air a toujours pour effet de diminuer les niveaux de température. Autrement dit, pour les cinq couples de valeurs $\phi - F^*$ associés aux valeurs de puissance d'incendie simulées, l'écoulement est toujours structuré (de type jet).

À partir de cette figure, il est possible de déterminer les valeurs de température réellement simulées au plafond en utilisant le modèle de feu de bac d'heptane présenté au §4.2.3.

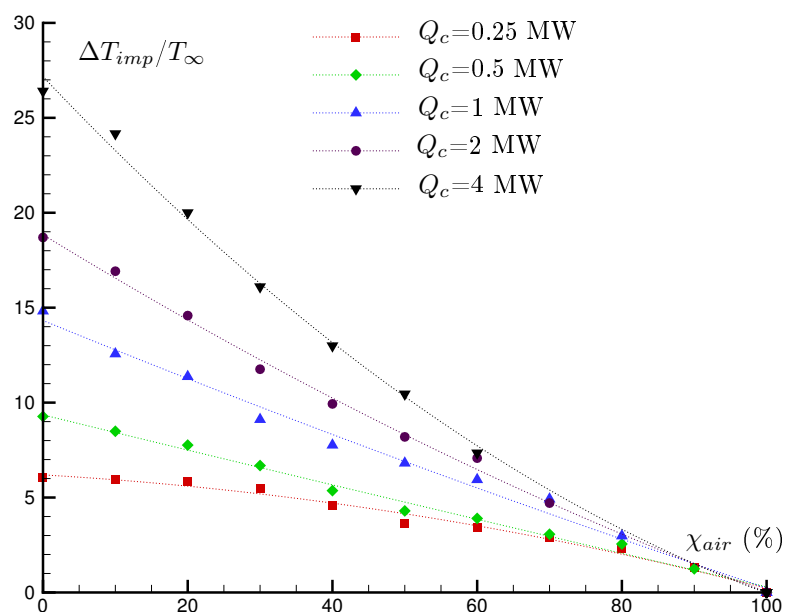


FIG. 4.8 – Écart adimensionnel de température au point d'impact en fonction de la fraction volumique d'air du mélange injecté dans le plénum pour chaque valeur de puissance d'incendie simulée (températures en °C).

Pour les valeurs de χ_{air} calculées à l'aide de ce modèle (figurant dans le tableau 4.6), nous obtenons les niveaux de température présentés par la figure 4.9 ("Modèle"). Ceux-ci sont nettement plus faibles que les valeurs de température prédites par le modèle de feu de bac d'heptane ("Mod. Feu Hept."). Ce résultat illustre le décalage discuté au §4.2.3 qui est introduit dans la méthode de détermination des conditions de rejet (les caractéristiques du mélange air-hélium, émis au niveau du plancher de la maquette, sont supposées correspondre à celles des fumées calculées au plafond).

Sur la figure 4.9 sont aussi reportées les valeurs de températures obtenues pour $\chi_{air} = 0$ ("Hélium pur") à partir de la figure 4.8. Pour de faibles puissances d'incendie ($Q_c = 0.25$ et 0.5 MW), il peut être noté que ces valeurs sont plus faibles que celles prédites par le modèle de feu de bac d'heptane. Par conséquent, la technique de simulation d'un panache d'incendie par le rejet d'air et d'hélium ne permet pas de reproduire les niveaux de température prédits par ce modèle pour de faibles puissances d'incendie.

La courbe en trait plein sur la figure 4.9 ("Alpert") correspond à la loi empirique d'Alpert [54] qui s'écrit :

$$\frac{\Delta T_{imp}}{T_{\infty}} = 0.845 \frac{Q^{2/3}}{H^{5/3}}. \quad (4.42)$$

où la température est exprimée en °C et la puissance totale Q en kW. Cette relation est établie par l'auteur à partir de résultats expérimentaux pour des puissances d'incendie comprises entre 668 kW et 98 MW et des hauteurs sous plafond allant de 4.6 à 15.5 m (échelle réelle).

Nous observons sur la figure 4.9 que les valeurs de températures prédites par le modèle empirique d'Alpert sont, d'une part, plus faibles pour les puissances considérées et, d'autre part, plus sensibles aux variations de puissance que les valeurs prédites par le modèle de feu de bac d'heptane.

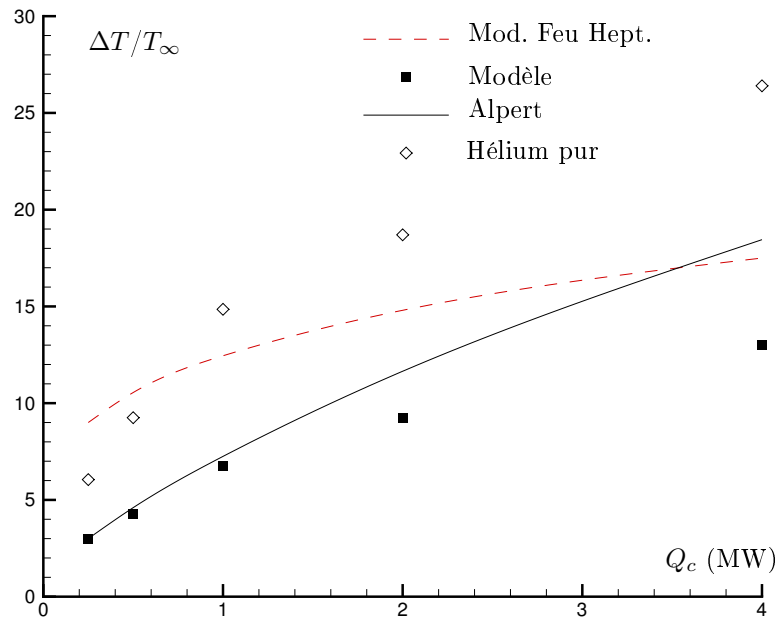


FIG. 4.9 – Comparaison des données expérimentales aux valeurs de température au plafond prédites par le modèle de feu de bac d'heptane et par le modèle d'Alpert en fonction de la puissance convective simulée.

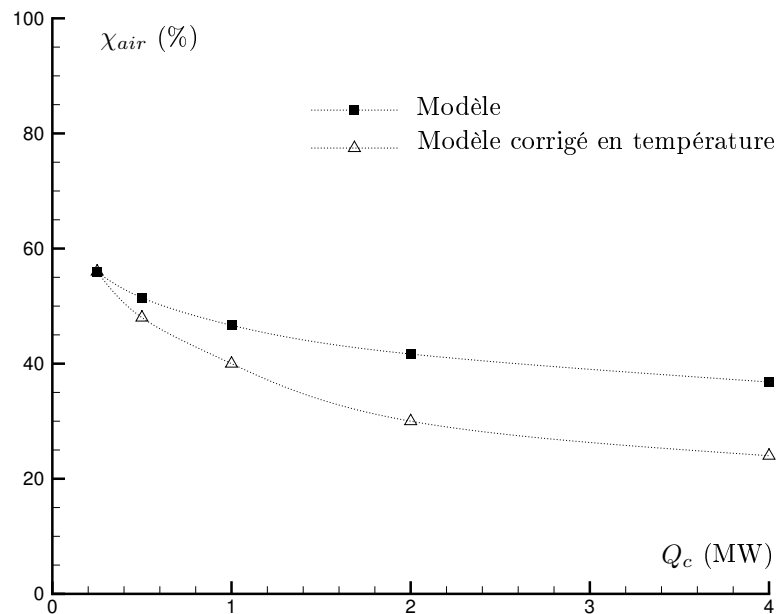


FIG. 4.10 – Comparaison du modèle de feu de bac d'heptane initial au modèle corrigé en température en terme de quantité d'air dans le mélange air-hélium en fonction de la puissance convective simulée.

Nous proposons un "modèle corrigé en température" qui consiste à ajuster sur la maquette la quantité d'air permettant de reproduire les niveaux de température de plafond prédits par le modèle d'Alpert. À partir de la figure 4.8, nous obtenons, pour chaque valeur de puissance convective simulée, les valeurs de χ_{air} présentées par la figure 4.10. Le modèle corrigé présente l'avantage de réduire la proportion d'air dans le mélange air-hélium, surtout à forte puissance. L'ajout d'air ne modifie pas la valeur de la puissance convective simulée. Néanmoins, nous avons vu au §4.1.1 que cet apport de masse supplémentaire représente une limite de l'analogie aéraulique (simulation d'un panache thermique d'incendie par un panache massique).

Le tableau 4.8 présente, pour les valeurs de puissance d'incendie simulée considérées, les conditions de rejet du mélange d'air et d'hélium obtenues à l'aide du modèle corrigé en température. Par rapport au tableau 4.6 (modèle de feu de bac d'heptane initial), seules les valeurs de température au plafond (T_{imp}), de fraction volumique d'air χ_{air} et, par conséquent, de débit d'air q_{air} sont modifiées.

Données incendie bac d'heptane		Correction en température		Rejet air-hélium sur maquette			
Diamètre de bac D_{bac} (m)	Puissance convectée Q_c (MW)	Puissance totale Q (MW)	Température de plafond T_{imp} (°C)	Diamètre de source D (mm)	Proportion d'air χ_{air} (%)	Débit d'hélium q_{he} (l/min)	Débit d'air q_{air} (l/min)
0.6	0.25 (0.27)	0.36	80	30	56	29	37
0.76	0.5 (0.51)	0.71	112	38	48	55	51
0.98	1 (1.01)	1.43	165	49	40	108	72
1.28	2 (2.03)	2.86	253	64	30	216	93
1.68	4 (4.04)	5.71	389	84	25	424	141

TAB. 4.8 – Caractéristiques du rejet air-hélium calculées à l'aide du modèle corrigé en température.

4.4 Conclusions du chapitre

La technique de simulation sur maquette d'un panache thermique d'incendie par un panache massique fait intervenir à la fois une réduction d'échelle et une analogie physique aéraulique (thermique–massique). La maquette est un canal en Plexiglas de 10 m de long, 50 cm de large et 25 cm de haut représentant, via une réduction d'échelle au 1 : 20^{ème}, un tronçon de tunnel routier de 200 m de long et de section 10 m × 5 m. Les fumées qui se dégagent du foyer d'incendie sont reproduites par le rejet, à échelle réduite, d'un mélange d'air et d'hélium à température ambiante.

Dans le cadre de l'analogie aéraulique, les écarts de température d'un panache thermique peuvent, au-delà d'une certaine distance au-dessus du foyer d'incendie, être reproduits par les différences de masse volumique d'un panache massique. En champ lointain, le comportement d'un panache thermique d'incendie peut donc être décrit par le modèle théorique présenté au chapitre 2.

Nous avons ensuite identifié, à partir de l'adimensionnement de l'équation décrivant l'évolution avec l'altitude de la fonction panache, trois nombres sans dimension caractéristiques : la fonction panache, le coefficient d'entraînement et un rapport géométrique–massique. La condition de conservation de ces nombres permet de définir les règles de similitude nécessaires à la transposition des résultats de la modélisation comme solutions des équations du phénomène réel. Les règles de similitude retenues se traduisent par la conservation du nombre de Richardson (permettant de reproduire les effets de flottabilité) sans distorsion de masse et celle du régime de l'écoulement (similitude de Reynolds restreinte).

Les sources de flottabilité du panache thermique d'incendie (foyer) et du panache massique (rejet d'air et d'hélium) étant fondamentalement différentes par nature, il est nécessaire de modéliser sur maquette le foyer de l'incendie. Une méthode simple, basée sur une analyse théorique et phénoménologique de la réaction de combustion d'un bac d'heptane, est proposé. Celle-ci permet de déduire de la puissance convective d'incendie que l'on souhaite simuler (comprise entre 0.25 et 4 MW) les caractéristiques du rejet air–hélium sur maquette.

Nous avons ensuite vu que cette méthode repose sur un certain nombre d'approximations. Elle introduit, notamment, un décalage en terme de champ de température simulée. Afin de corriger ce décalage, des mesures de masse volumique ont été réalisées au plafond du canal expérimental (au droit de la source), l'objectif étant de déterminer les conditions de source (débits d'air et d'hélium) permettant de reproduire en ce point les niveaux de température d'un incendie de puissance donnée.

Enfin, à partir des résultats expérimentaux, nous avons établi un modèle corrigé en température qui permet, d'une part de limiter la quantité d'air à la source et, d'autre part, de reproduire les niveaux de température de plafond prédits par une relation empirique issue de la littérature. Néanmoins, ce modèle alternatif présente l'inconvénient de nécessiter, pour chaque puissance d'incendie que l'on souhaite simuler, la réalisation d'essais expérimentaux préliminaires en vue d'obtenir l'évolution de la masse volumique au plafond en fonction de la quantité d'air injecté.

Comportement d'un panache de fumées d'incendie dans un tunnel ventilé

5.1 Introduction

5.1.1 Contexte de l'étude

Ce chapitre présente une étude réalisée dans le cadre du projet national RGC&U (Réseau Génie Civil & Urbain) sur l'"Optimisation de l'apport de la ventilation pour la sécurité lors d'un incendie en tunnel" [3]. L'objectif global de ce projet était de caractériser les écoulements induits dans la zone de l'incendie, résultat de l'interaction entre l'écoulement longitudinal et les effets de flottabilité. Piloté par la société SCÉTAURROUTE, il a rassemblé des laboratoires (LCD Poitiers, LMSNM-GP, Institut de Mécanique de marseille), centre de recherche (CSTB) et sociétés privées (Agefluid, TechNova).

La contribution de l'Institut de Mécanique de Marseille à ce projet a porté sur l'étude du comportement du panache de fumées qui se développe en aval d'un foyer d'incendie, dans un tunnel ventilé longitudinalement. Les travaux expérimentaux et numériques réalisés, qui s'inscrivent dans la continuité de ceux réalisés par Vauquelin & Casalé [15], proposent une description de la formation et du développement des structures tourbillonnaires induites par les effets combinés de la ventilation, du confinement et de la flottabilité des fumées.

5.1.2 Les systèmes de ventilation en tunnel

Nous ne faisons dans cette section qu'un bref exposé, loin d'être exhaustif, des enjeux et des méthodes liés à l'utilisation de la ventilation lors d'un incendie en tunnel (pour plus de détails, se référer à la Circulaire Interministérielle du 25 août 2000 [1] et aux recommandations de l'AIPCR [2]).

En fonctionnement normal, le rôle de la ventilation dans un tunnel routier (ventilation sanitaire) est d'assurer un courant d'air continu permettant de disperser les différents polluants présents au sein du tunnel (gaz d'échappement des véhicules). Lors d'un incendie, le rôle de la ventilation est, au contraire, de limiter la dispersion des fumées dans le tunnel. Elle doit permettre d'évacuer l'épaisse fumée chaude et toxique qui se dégage du foyer d'incendie tout en maintenant des conditions de visibilité acceptables et une couche d'air frais en partie basse du tunnel. Les conditions d'évacuation des personnes et d'intervention des services de secours sont étroitement liées aux capacités de contrôle par la ventilation de la propagation des fumées en tunnel.

Le système de ventilation dit transversal répond bien à cet objectif. Il consiste à maintenir une couche d'air frais en partie basse du tunnel en tirant parti de la stratification

naturelle des fumées, plus chaudes et donc plus légères que l'air ambiant. Celle-ci est caractérisée par l'existence d'une limite franche entre la nappe de fumées et la couche d'air frais présente en partie basse du tunnel. Comme indiqué sur la figure 5.1, les fumées sont extraites par des trappes de désenfumage localisées au plafond de l'ouvrage.

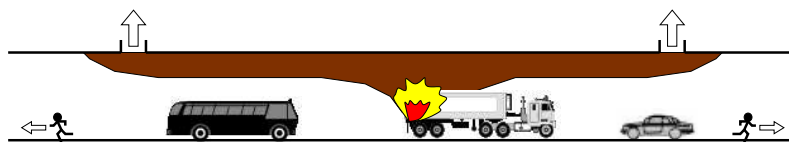


FIG. 5.1 – Schéma de principe du système de ventilation transversal.

Notons que la ventilation transversale n'est efficace que si l'on est capable de neutraliser le courant d'air longitudinal qui existe presque toujours dans un tunnel (généralisé, par exemple, par les différences de pression entre les deux têtes du tunnel ou l'effet de pistonement provoqué par l'entrée des véhicules dans le tunnel). S'il est fort, le courant d'air peut conduire à la destratification des fumées.

Le système de ventilation considéré dans ce chapitre est le système dit longitudinal. Il est couramment utilisé pour les tunnels à un seul sens de circulation et dans lesquels le risque de congestion est faible. Comme présenté schématiquement sur la figure 5.2, des accélérateurs placés sous le plafond de l'ouvrage génèrent un courant d'air dans le sens du trafic pour repousser toutes les fumées d'un seul côté du lieu du sinistre. Les véhicules qui se trouvent en aval de l'incendie peuvent sortir du tunnel normalement, tandis que ceux qui se trouvent bloqués en amont de l'incendie sont protégés de la remontée des fumées par la ventilation longitudinale.

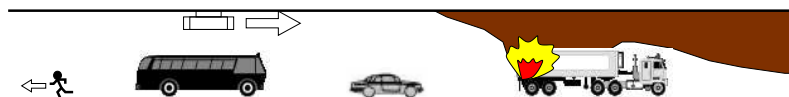


FIG. 5.2 – Schéma de principe du système de ventilation longitudinal.

Cette stratégie de ventilation est mise en défaut dès lors que la circulation est congestionnée en aval de l'incendie, des usagers pouvant alors se trouver dans la partie enfumée du tunnel.

Le comportement d'un panache de fumées en aval d'un foyer d'incendie dans un tunnel ventilé longitudinalement n'a été que rarement étudié. En particulier, les conditions de stratification des fumées restent encore mystérieuses : dans certains cas, toute la section du tunnel est affectée par les fumées tandis que, pour d'autres, la stratification naturelle des fumées est préservée. Malgré le manque d'informations sur ce sujet, il est néanmoins avéré que l'écoulement est fortement tridimensionnel en champ proche, résultat de l'interaction entre l'effet de la ventilation longitudinale et les effets combinés de flottabilité et de confinement.

5.1.3 Description phénoménologique d'un panache d'incendie en tunnel ventilé longitudinalement

Lorsque le courant d'air reste modéré, nous avons vu au chapitre 3 qu'une nappe de fumées peut remonter à contre-courant. Dans le cas de l'incendie en tunnel, cette couche de

fumées qui se développe en amont du foyer d'incendie est appelée "*backlayering*". La vitesse limite du courant d'air, à partir de laquelle la nappe de retour disparaît, est appelée "vitesse critique". À titre d'ordre de grandeur, cette vitesse varie de 1.5 à 4 m/s en fonction de la puissance de l'incendie. Du fait de son intérêt pour le dimensionnement de la ventilation longitudinale, la vitesse critique a fait l'objet de nombreuses études aussi bien théoriques [55, 56, 57] qu'expérimentales [58, 59].

Si la limite entre le *backlayering* et l'air frais est généralement nette et stable, en aval du foyer l'interface entre les fumées et l'air frais est beaucoup moins nette, le mouvement des fumées étant fortement tridimensionnel. En effet, comme nous allons le voir ici, le panache est gouverné en champ proche par la formation de structures tourbillonnaires induites par les effets combinés de la ventilation, du confinement et de la flottabilité des fumées.

Effet de la ventilation longitudinale

Au voisinage du foyer d'incendie, le panache thermique qui se développe au-dessus de celui-ci s'incline sous l'action de l'écoulement transverse. Même si le panache thermique est soumis à des effets de flottabilité, son comportement présente des similitudes avec celui d'un jet (sans écarts de température) en écoulement transverse qui a fait l'objet de nombreuses études.

Ces études montrent que l'interaction complexe entre les deux écoulements se traduit par l'apparition de structures tourbillonnaires caractéristiques représentées schématiquement par la figure 5.3. Quatre types de structures cohérentes sont identifiés expérimentalement par Fric & Roshko [60] dans le champ proche du jet : la paire de tourbillons contra-rotatifs, les structures "en fer-à-cheval" et de sillage, et les structures de cisaillement dans la couche de mélange entre le jet et le fluide ambiant.

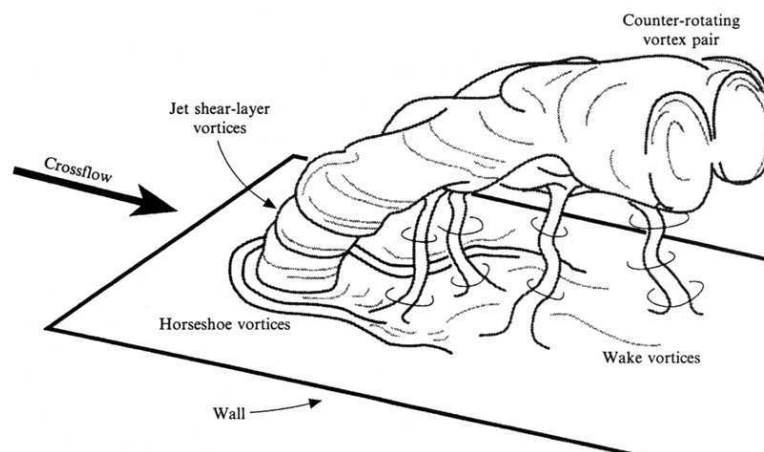


FIG. 5.3 – Représentation schématique des quatre types de structure cohérente caractéristiques du champ proche d'un jet en écoulement transverse (sans écarts de température) : paire de tourbillons contra-rotatifs (*Counter-rotating vortex pair*), structures "en fer-à-cheval" (*Horseshoe vortices*), de sillage (*Wake vortices*) et de cisaillement dans la couche de mélange (*Jet shear-layer vortices*). D'après Fric & Roshko [60].

Certaines de ces structures peuvent être observées dans le cas d'un panache thermique en écoulement transverse. La figure 5.4 présente une photographie d'un panache d'incendie

de forte puissance soumis à l'effet du vent (d'après McGrattan *et al.* [61]). Nous observons un phénomène de séparation du panache de fumée qui est lié à la formation et au développement des tourbillons contra-rotatifs qui tendent à s'éloigner l'un de l'autre avec l'altitude.



FIG. 5.4 – Phénomène de séparation d'un panache de fumées produit par un incendie de forte puissance sous l'action de la paire de tourbillons contra-rotatifs. D'après McGrattan *et al.* [61].

Comme l'indiquent les figures 5.3 et 5.4, la dynamique du jet ou du panache en écoulement transverse est dominée par la formation et le développement de la paire de tourbillons contra-rotatifs CVP (*Counter-rotating vortex pair*) qui occupe rapidement toute la section du jet ou du panache (entre 5 et 10 fois le diamètre en aval de la source).

Effet combiné du confinement et des écarts de masse volumique

Lorsque le panache thermique se développe en milieu confiné, dans un tunnel par exemple, l'écoulement est fortement tridimensionnel au voisinage du foyer d'incendie. Une première conséquence notable du confinement est que les tourbillons contra-rotatifs induits par l'écoulement transverse restent liés. Comme le montre la figure 5.4, lorsque le panache se développe en champ libre, celui-ci finit par se scinder en deux parties sous l'effet de l'écoulement transverse.

D'autre part, comme l'indique la figure 5.5 le panache en milieu confiné est rapidement dominé non pas par une mais deux paires de tourbillons contra-rotatifs. La seconde paire de tourbillons est induite par les effets combinés de confinement et de flottabilité. Après impact au plafond, les fumées chaudes s'étalent sous celui-ci, impactent les parois latérales du tunnel et, par conséquent, plongent vers la couche d'air frais localisée en partie basse. Cet effet des parois latérales, dit de "gravité négative" [15], combiné aux effets de flottabilité

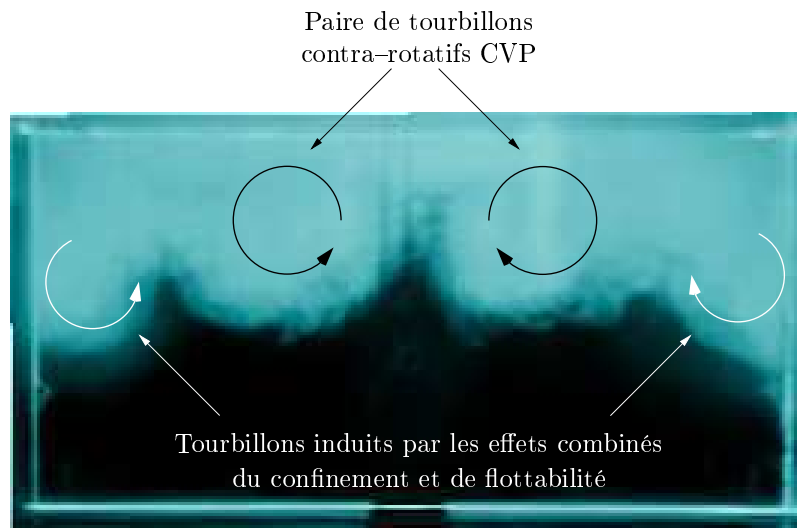


FIG. 5.5 – Visualisation par tomographie sur plan laser en champ proche d'un panache massique (air-hélium) dans la section droite d'un canal ventilé longitudinalement.

(les fumées chaudes remontent) conduit à la formation de cellules de recirculation dans les coins supérieurs du tunnel.

Ainsi, juste en aval d'un feu, le panache est gouverné par la formation de structures tourbillonnaires induites par les effets combinés de la ventilation, du confinement et de la flottabilité des fumées. L'objectif des travaux expérimentaux et numériques présentés par la suite est, d'une part, de mettre en évidence l'existence de ces structures et, d'autre part, d'étudier leur interaction et leur développement en aval du foyer.

5.2 Approche expérimentale

5.2.1 Dispositif expérimental

Le dispositif expérimental utilisé dans le cadre de cette étude est présenté schématiquement par la figure 5.6. Les techniques de mesure et de visualisation sont identiques à celles décrites au §3.3.2. Le plan laser est ici généré perpendiculairement à l'axe du canal et peut être déplacé longitudinalement de façon à obtenir des visualisations de l'écoulement dans la section droite du canal pour différentes positions en aval de la source. La lumière réfléchiée par les particules d'ensemencement présentes dans l'écoulement (sels d'ammonium) est capturée par un caméscope numérique Sony (Handycam DCR-PC350E, capteur CCD, format Mini-DV) qui est introduit au sein même du canal.

La position de chaque plan d'observation est repérée, par rapport à la source, à l'aide d'un ruban gradué fixé à la paroi latérale du canal, en partie basse.

Afin de conserver la mise au point du caméscope ainsi que la taille de la zone capturée, le caméscope et la tête de la fibre optique contenant le barreau cylindrique (*i.e.* le plan laser) sont solidarisés et sont donc déplacés ensemble suivant l'axe du canal. Pour différentes positions en aval de la source, nous réalisons ainsi des séquences vidéo de l'écoulement dans la section droite du canal avec une fréquence d'acquisition de 15 images/sec et une résolution de 640×480 . Par la suite, pour chaque plan d'observation, une image moyenne de l'écoulement est obtenue à partir de 16 images instantanées extraites de la séquence vidéo.

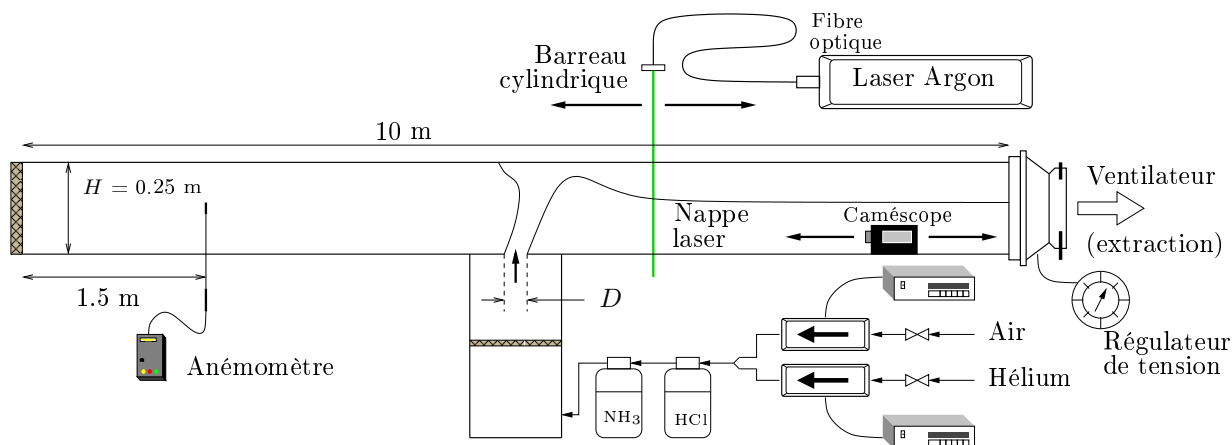


FIG. 5.6 – Schéma du dispositif expérimental utilisé pour les visualisations de l'écoulement dans la section droite du canal pour différentes positions en aval de la source.

5.2.2 Procédure expérimentale

La position de chaque plan d'observation est fixée à partir de la source et adimensionnée par la hauteur du canal ($H = 0.25$ m). Elle est donc notée x/H . Comme l'indique schématiquement la figure 5.7, la plupart des visualisations sont réalisées en champ proche, de $x/H = 0.2$ à $x/H = 2$ avec un pas de 0.2 entre chaque plan. Entre $x/H = 2$ et $x/H = 4$ puis entre $x/H = 4$ et $x/H = 8$, ce pas est augmenté, passant respectivement à 0.4 et 1. Au-delà de la position $x/H = 8$, les derniers plans sont localisés en $x/H = 10, 12, 14$ et 16.

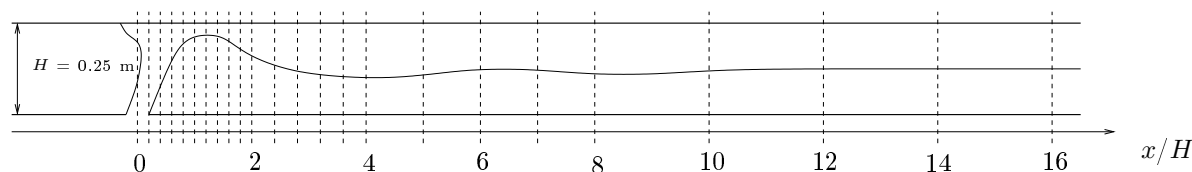


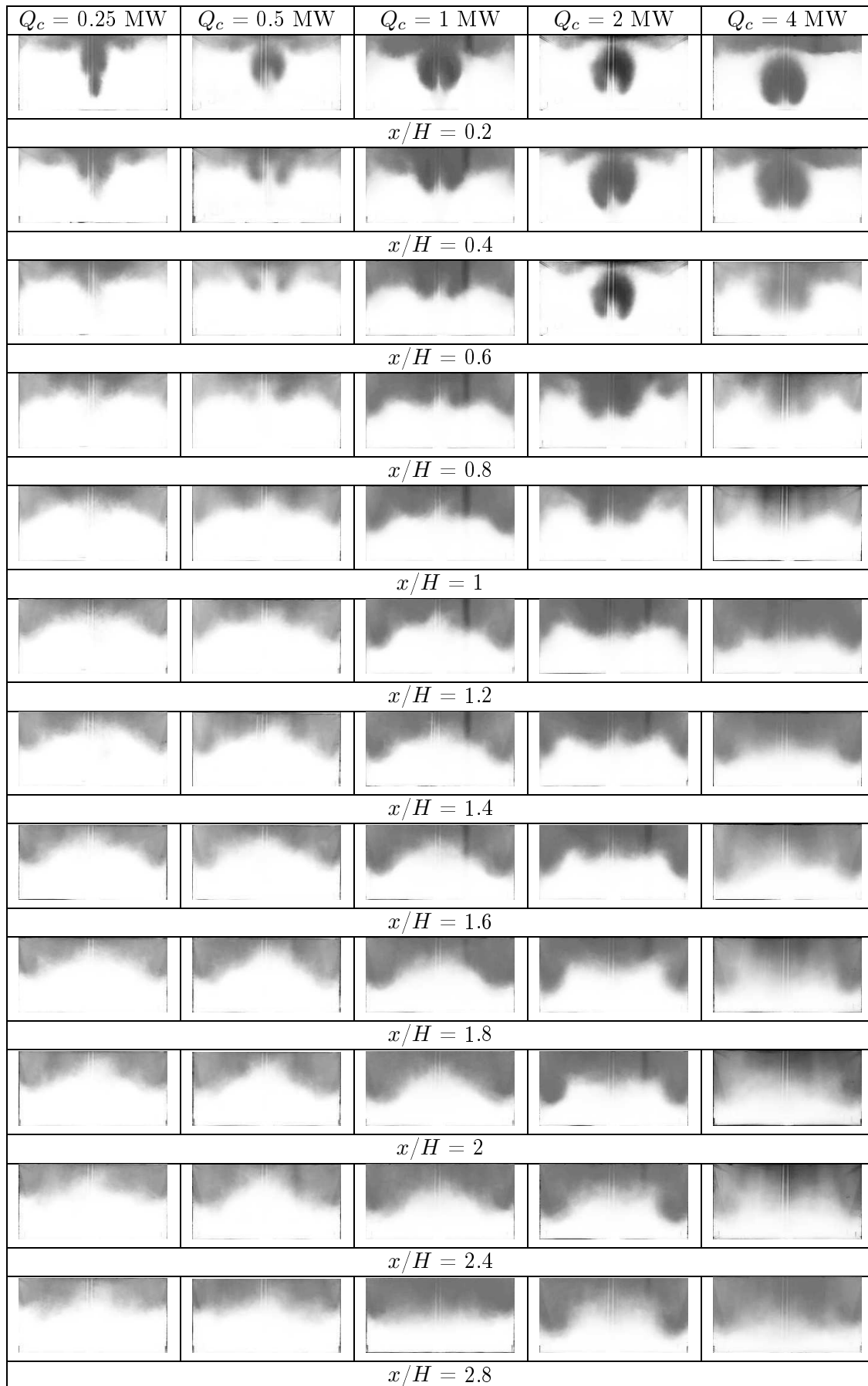
FIG. 5.7 – Position des plans d'observation de l'écoulement dans la section droite du canal.

$\phi = D/H$	Q_c (MW)	q_{he} (l/min)	χ_{air} (%)	$(U_d)_{crit}/(gH)^{1/2}$
0.120	0.25	29	54	0.192
0.152	0.5	55	51	0.211
0.196	1	108	48	0.243
0.256	2	216	44	0.294
0.336	4	424	41	0.319

TAB. 5.1 – Conditions de rejet du mélange air-hélium et de ventilation sur maquette.

Pour ces essais expérimentaux, les cinq valeurs de puissance convective d'incendie considérées au chapitre précédent sont simulées (à savoir 0.25, 0.5, 1, 2 et 4 MW à pleine échelle).

Les conditions d'émission du mélange air-hélium associées à chaque valeur de puissance simulée sont rappelées dans le tableau 5.1. Notons que les valeurs de la fraction volumique d'air χ_{air} sont ici calculées en utilisant le modèle initial de Mégret [12]. Pour chaque puissance convective simulée, la vitesse longitudinale est fixée à sa valeur "critique", notée $(U_d)_{crit}$ (absence de *backlayering*). Les valeurs de vitesse critique (moyenne débitante) mesurées figurent également dans le tableau 5.1.



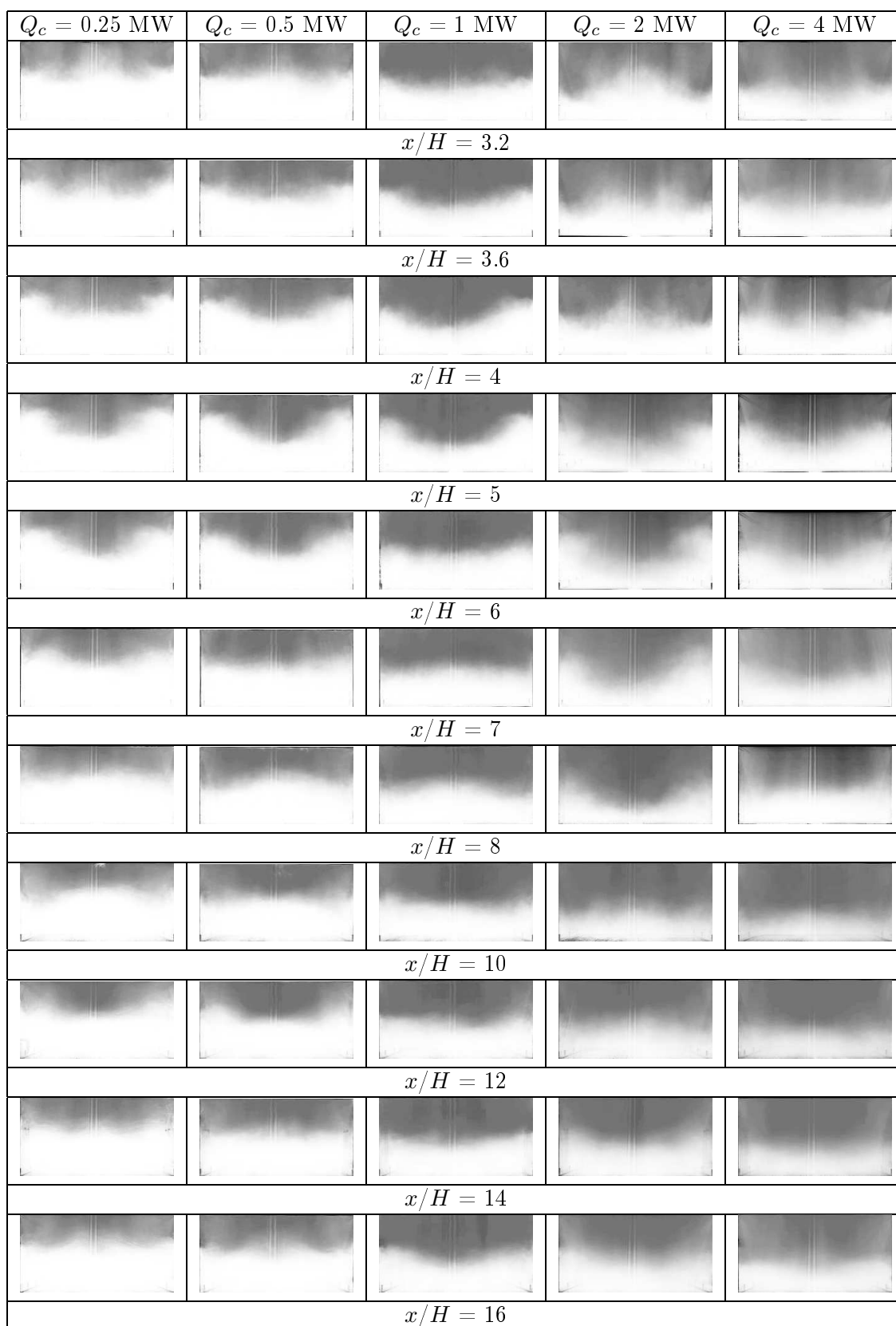


FIG. 5.8 – Images moyennes de l'écoulement obtenues dans la section droite du canal pour différentes positions x/H en aval de la source et pour chaque puissance simulée.

5.2.3 Visualisations expérimentales

Pour chaque essai associant une puissance convective simulée et une vitesse de ventilation, une exploration longitudinale du panache massique est réalisée. Cette exploration s'appuie sur l'analyse des images moyennes obtenues dans les 23 plans d'observation, depuis la source de rejet jusqu'au voisinage de l'extrémité aval du canal expérimental.

Les images moyennes obtenues lors des essais sont présentées par la figure 5.8 pour les cinq valeurs de la puissance convective d'incendie simulée Q_c .

À partir de ces images moyennes, il est possible de localiser, pour chaque puissance convective simulée, la position de l'interface entre les fumées et l'air frais. Le terme "fumées" désigne ici le mélange d'air et d'hélium ensemençé. La position de l'interface permet alors de tracer l'évolution de l'épaisseur de la nappe de fumées le long du canal, depuis la source. Les figures 5.9 à 5.13 présentent, pour les quatre valeurs de Q_c considérées, l'évolution de cette épaisseur, adimensionnée par la hauteur du canal e/H . Comme indiqué sur la figure 5.9, pour chaque plan d'observation, l'épaisseur de la nappe de fumées est évaluée dans le plan de symétrie du canal (e_c), au quart de la largeur (e_q) et au voisinage de la paroi latérale (e_p).

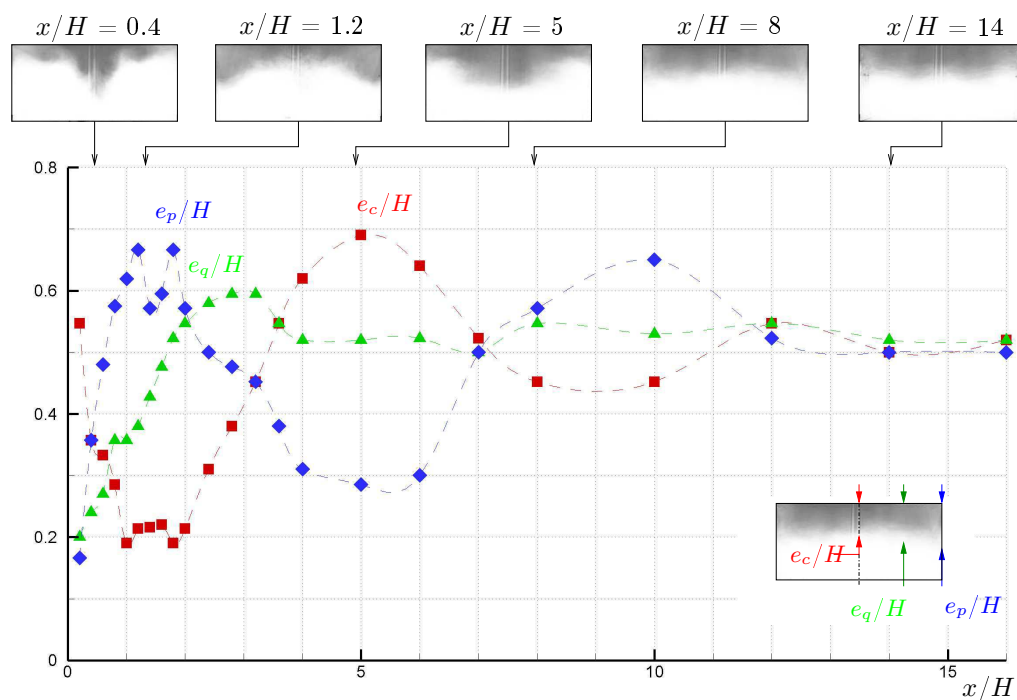


FIG. 5.9 – Évolution longitudinale de l'épaisseur de la nappe de "fumées" dans trois plans longitudinaux situés au centre (e_c), au quart de la largeur (e_q) et à la paroi (e_p) du canal pour $Q_c = 0.25$ MW.

Nous pouvons tout d'abord observé dans le plan $x/H = 0.4$ l'existence de la paire de tourbillons contra-rotatifs (CVP) quelle que soit la valeur de la puissance Q_c simulée. D'autre part, nous obtenons que l'épaisseur de fumées évolue, dans un plan longitudinal fixé, sous la forme d'oscillations qui s'atténuent avec la distance à la source. Ces oscillations sont associées à l'apparition de "creux" et de "ventres" de fumées dans les sections droites du canal. Elles traduisent donc totalement le caractère tridimensionnel de l'écoulement juste en aval de la source.

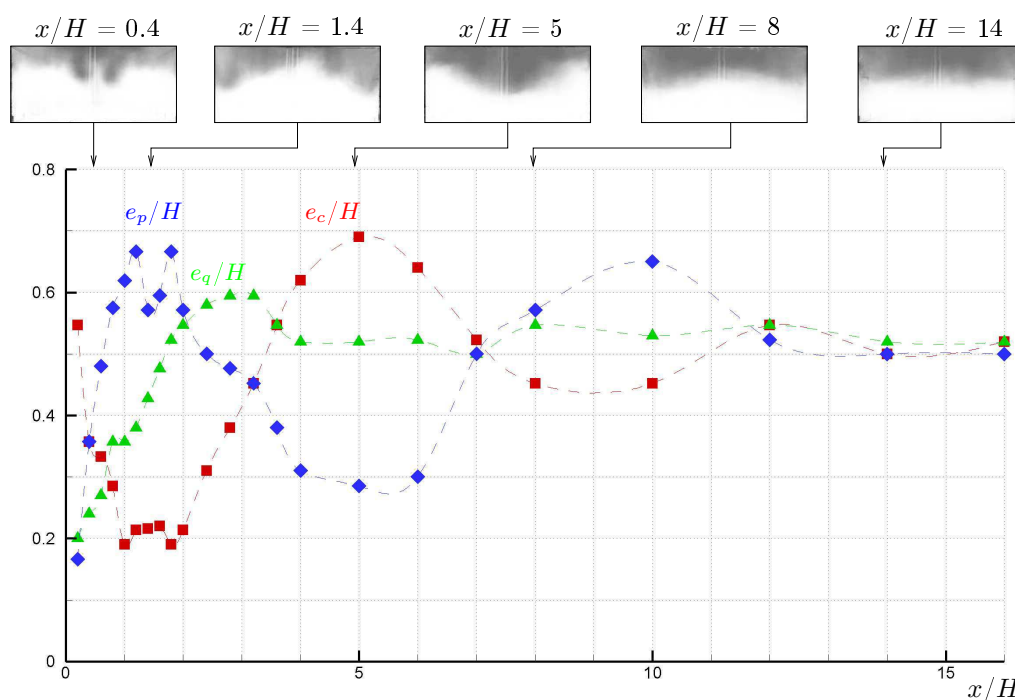


FIG. 5.10 – Évolution longitudinale de l'épaisseur de la nappe de "fumées" dans trois plans longitudinaux situés au centre (e_c), au quart de la largeur (e_q) et à la paroi (e_p) du canal pour $Q_c = 0.5$ MW.

Lorsque les fumées sont confinées dans les coins supérieurs de la section droite du canal, celles-ci prennent la forme d'un creux. Un tel creux de fumées se caractérise donc par une épaisseur de fumées plus importante aux parois du canal qu'en son centre ($e_p/H > e_c/H$). On peut identifier sur les figures 5.9 à 5.13 l'apparition de deux creux de fumées pour chaque valeur de Q_c . Le premier, de forte amplitude, apparaît à une abscisse comprise entre $x/H = 1.2$ (pour $Q_c = 0.25$ MW) et $x/H = 2$ (pour $Q_c = 4$ MW) tandis que le second, d'amplitude plus faible, apparaît pour $8 < x/H < 10$.

À l'inverse, lorsque les fumées se concentrent au centre de la section droite du canal, celles-ci prennent la forme d'un ventre. Dans ce cas, l'épaisseur mesurée au centre est plus importante que celle mesurée à la paroi ($e_p/H < e_c/H$). Un tel ventre de fumée peut être observé pour chaque valeur de Q_c , pour $5 < x/H < 6$ d'après les figures 5.9 à 5.13.

Les fortes variations, tant latérales que longitudinales, de l'épaisseur de la nappe de fumées mettent en évidence le caractère fortement tridimensionnel de l'écoulement juste en aval de la source. Plus loin, l'épaisseur de nappe ne varie plus de façon significative et l'écoulement peut être considéré comme étant bidimensionnel. Les figures 5.9 à 5.13 indiquent que l'épaisseur de fumées ne varie plus latéralement au-delà de $x/H = 12$ pour l'ensemble des essais. Les images moyennes de l'écoulement obtenues pour $x/H = 14$ montrent une interface entre l'air et les fumées relativement régulière et horizontale (voir la figure 5.8).

Pour l'ensemble des puissances convectives d'incendie simulées, l'analyse des visualisations expérimentales présentées ici permet de distinguer différentes étapes de développement du panache de fumées en aval de la source.

À proximité de celle-ci ($x/H < 0.6$), l'écoulement de fumées est dominé par la paire de tourbillons contra-rotatifs (CVP) qui résulte de l'interaction entre le panache ascendant

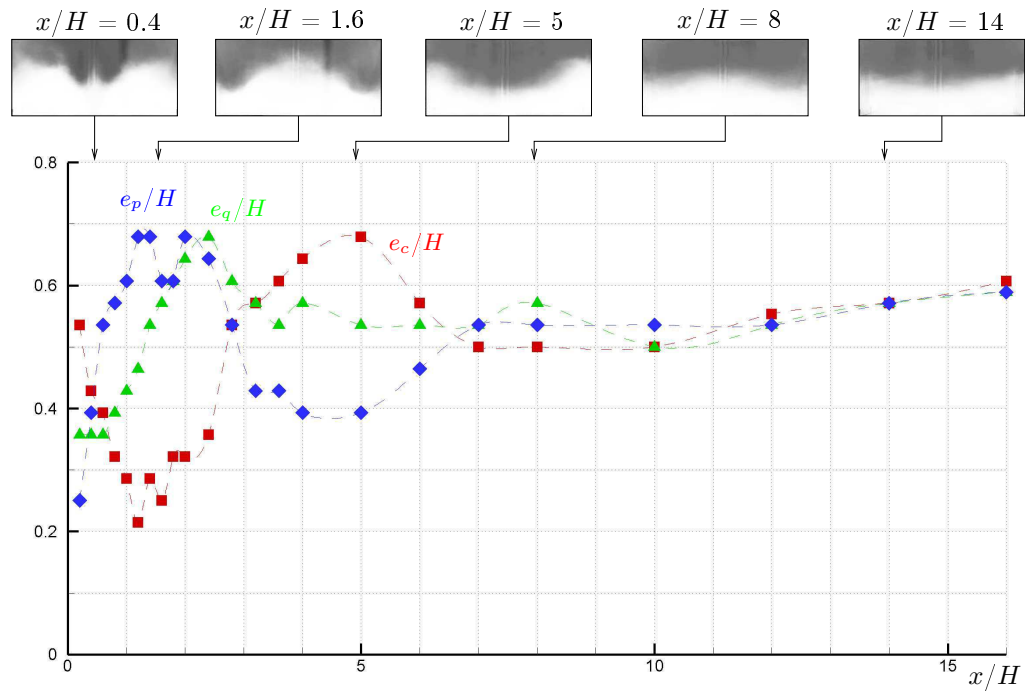


FIG. 5.11 – Évolution longitudinale de l'épaisseur de la nappe de "fumées" dans trois plans longitudinaux situés au centre (e_c), au quart de la largeur (e_q) et à la paroi (e_p) du canal pour $Q_c = 1 \text{ MW}$.

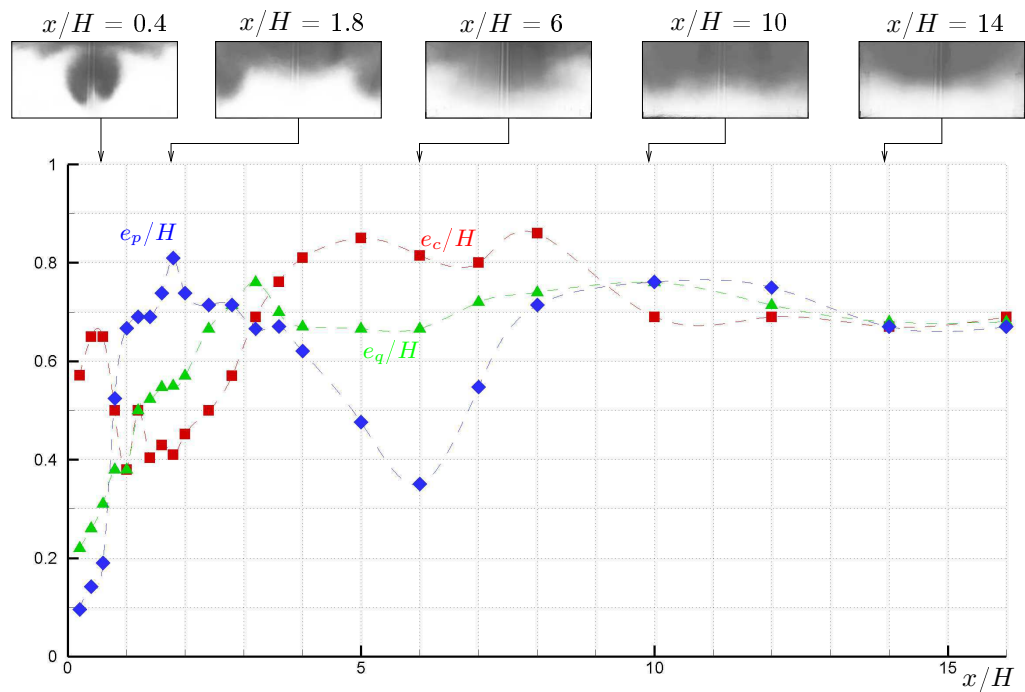


FIG. 5.12 – Évolution longitudinale de l'épaisseur de la nappe de "fumées" dans trois plans longitudinaux situés au centre (e_c), au quart de la largeur (e_q) et à la paroi (e_p) du canal pour $Q_c = 2 \text{ MW}$.

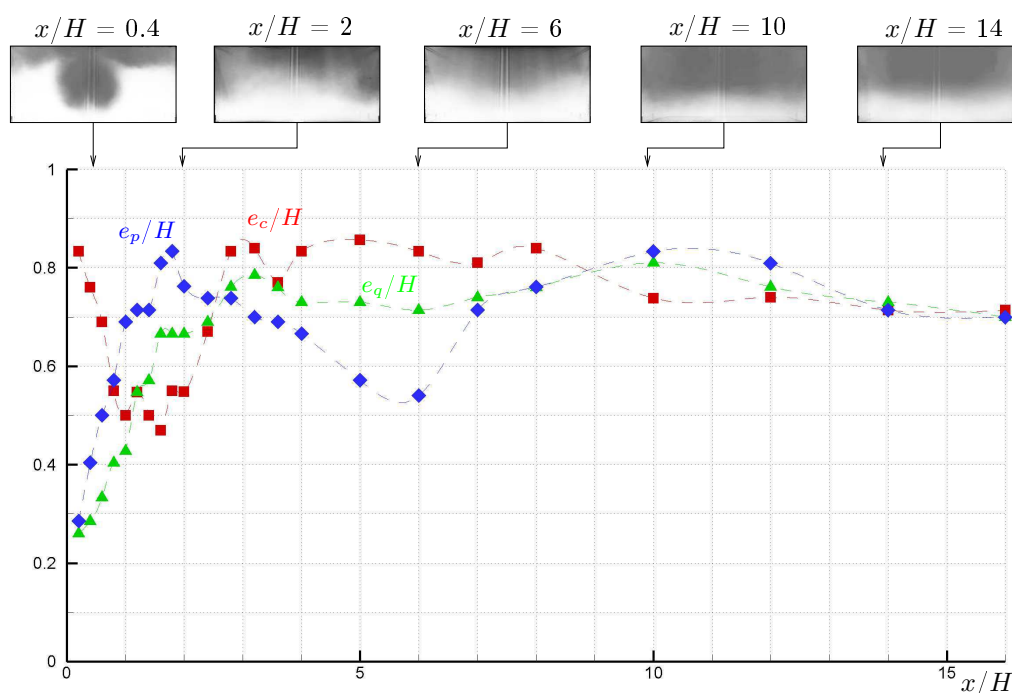


FIG. 5.13 – Évolution longitudinale de l'épaisseur de la nappe de "fumées" dans trois plans longitudinaux situés au centre (e_c), au quart de la largeur (e_q) et à la paroi (e_p) du canal pour $Q_c = 4$ MW.

et la ventilation longitudinale (interaction de type "jet en écoulement transverse"). Ces structures sont convectées vers le plafond où elles s'étirent latéralement après impact.

Lorsque les fumées atteignent les parois latérales du canal, une seconde paire de tourbillons contra-rotatifs apparaît dans les coins supérieurs de la section droite du canal ($x/H = 0.8$). Celle-ci résulte, pour sa part, de la combinaison des effets de confinement (phénomène de "gravité négative") et de flottabilité. La formation de cette seconde paire de tourbillons contra-rotatifs se traduit par une concentration des fumées dans les coins supérieurs de la section droite du canal et conduit à la formation du premier creux de fumées ($1.2 < x/H < 2$). Plus en aval, ces structures grossissent jusqu'à dominer complètement l'écoulement de fumées. Elles ont alors pour effet de ramener les fumées des parois latérales vers le centre du tunnel, d'où l'apparition du ventre de fumées ($5 < x/H < 6$). Par la suite, un second creux de fumées apparaît avec une amplitude nettement plus faible que celle du premier ($8 < x/H < 10$). Puis, au-delà de $x/H = 14$, l'écoulement de fumées devient quasiment bidimensionnel quelles que soient les valeurs de Q_c et de la vitesse longitudinale associée.

Malgré les similarités observées pour l'ensemble des puissances convectives d'incendie simulées, il peut être noté que le comportement du panache demeure étroitement lié à la fois à la puissance simulée et à la vitesse de ventilation qui lui est associée. En effet, nous observons que l'augmentation de Q_c (et $(U_d)_{crit}$) s'accompagne de celles de l'épaisseur de la nappe de fumées et de la distance à la source où apparaît un phénomène donné (creux ou ventre de fumées, par exemple).

5.3 Approche numérique

5.3.1 Cas simulés numériquement

En complément aux essais expérimentaux, des simulations numériques sont réalisées en vue de comparer les résultats et surtout, sous réserve que cette comparaison soit satisfaisante, d'obtenir davantage d'informations sur l'évolution des structures tourbillonnaires du panache de fumées. Les simulations numériques sont réalisées à l'aide du code de calcul Fire Dynamic Simulator (FDS) présenté au chapitre 3.

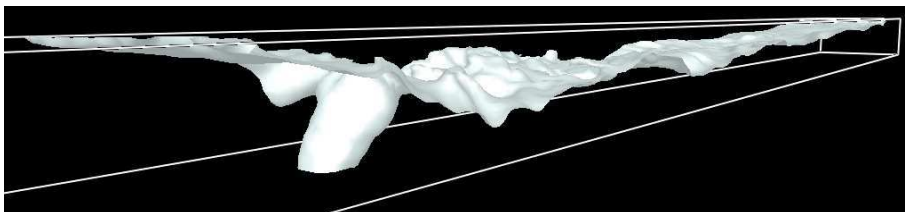


FIG. 5.14 – Vue d'ensemble du domaine de calcul où est représentée l'enveloppe du panache de fumées (surface iso-densité $\rho = 1.18 \text{ kg/m}^3$) obtenues par la simulation numérique pour $Q_c = 0.25 \text{ MW}$.

Les conditions de calcul sont identiques à celles décrites au §3.3.2 : "maquette numérique" constituée de 640 000 mailles, conditions de vitesse en entrée et de pression en sortie, calcul réalisé en LES. Les figures 5.14 et 5.15 présentent respectivement une vue d'ensemble du domaine de calcul et le maillage utilisé. Rappelons ici que la source de rejet, circulaire sur la maquette expérimentale, est représentée à surface équivalente par une source de section carrée pour les simulations réalisées avec FDS.

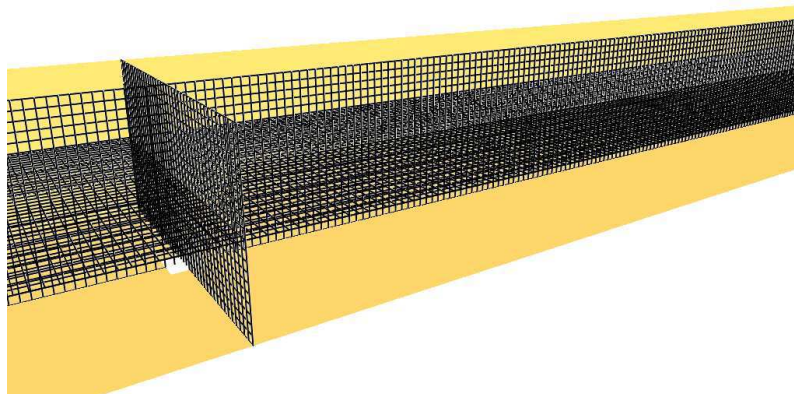


FIG. 5.15 – Vue du champ proche de la source de rejet d'air et d'hélium (section carrée) et du maillage généré pour les simulations numériques FDS.

Le temps de simulation est fixé à 100 s et les résultats obtenus sont moyennés sur les 50 dernières secondes. Dans l'objectif de comparer les données expérimentales aux résultats de simulations, des images moyennées de l'écoulement sont générées à partir des résultats de calcul dans les mêmes sections droites que sur la maquette, *i.e.* de $x/H = 0.2$ à $x/H = 16$ (voir la figure 5.16).

Nous proposons de comparer les résultats de simulations numériques aux données expérimentales pour deux valeurs de la puissance convective d'incendie simulée : $Q_c = 0.25$

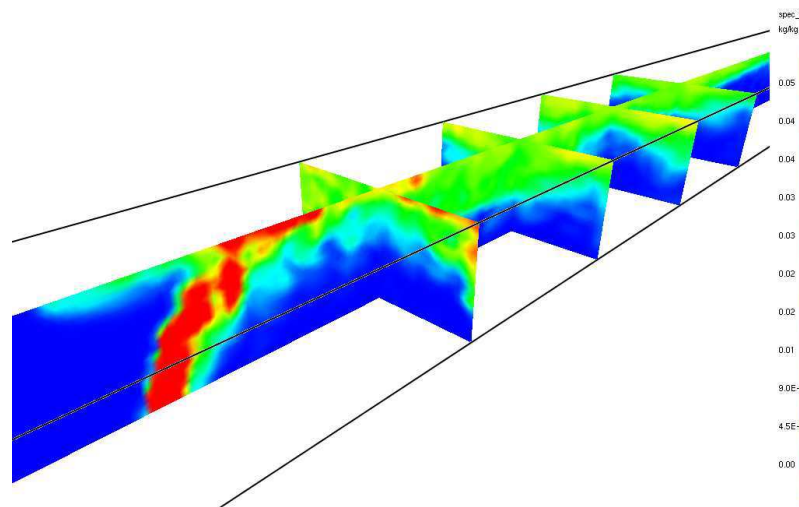


FIG. 5.16 – Plans d'observation dans la section droite de la "maquette numérique" pour différentes positions en aval de la source de rejet du mélange air-hélium ($Q_c = 1 \text{ MW}$).

et 1 MW.

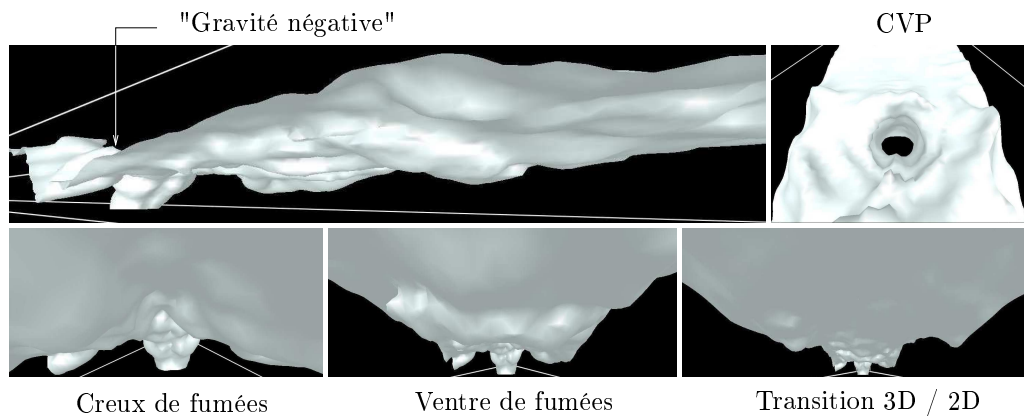


FIG. 5.17 – Enveloppe du panache de fumée (isosurface $\rho = 1.18 \text{ kg/m}^3$) obtenue par la simulation numérique pour $Q_c = 1 \text{ MW}$.

D'un point de vue qualitatif, la figure 5.17 présente quelques vues 3D de la surface iso-densité $\rho = 1.18 \text{ kg/m}^3$ que nous interpréterons à partir de maintenant comme étant l'enveloppe du panache. Cette figure met en évidence que certains phénomènes observés expérimentalement tels que l'apparition de la paire de tourbillons contra-rotatifs (CVP) au sein du panache et l'effet de "gravité négative" au voisinage des parois latérales du canal sont correctement reproduits par le code. Nous pouvons aussi observer, sur les trois images inférieures de la figure 5.17, le caractère fortement tridimensionnel du panache en champ proche (formation d'un creux et d'un ventre de fumées) puis quasiment bidimensionnel au loin (Transition 3D/2D).

5.3.2 Résultats de simulations numériques

Afin de comparer plus en détail les résultats des simulations numériques aux observations expérimentales, nous considérons dans un premier temps l'évolution de l'épaisseur de

la nappe de fumées au centre, au quart de la largeur et à la paroi du canal. L'interface entre les fumées et l'air frais est ici supposée correspondre à l'iso-densité $\rho = 1,18 \text{ kg/m}^3$ (ce qui correspond à une élévation de 5°C par rapport à la température ambiante).

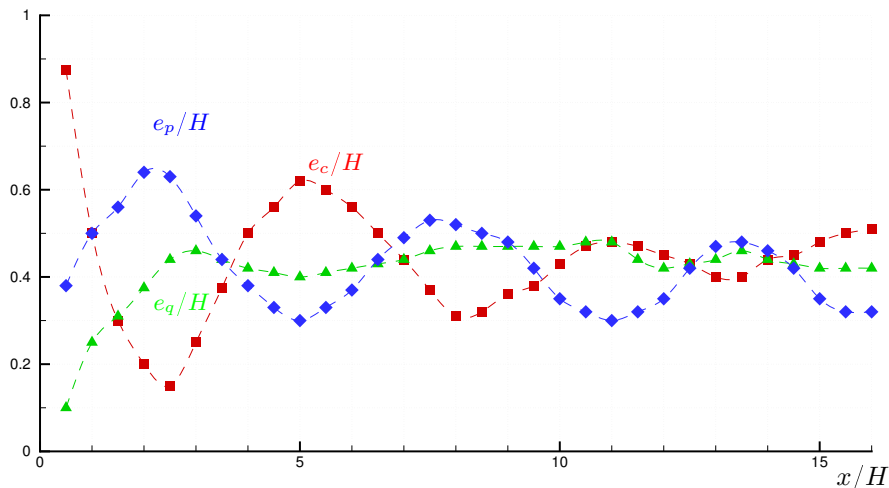


FIG. 5.18 – Évolution longitudinale de l'épaisseur de la nappe de "fumées" obtenue numériquement pour $Q_c = 0.25 \text{ MW}$.

La figures 5.18 et 5.19 présentent les variations longitudinales des épaisseurs de fumées e_p/H , e_c/H et e_q/H pour $Q_c = 0.25$ et 1 MW , respectivement. Nous obtenons que les oscillations observées expérimentalement (figures 5.9 et 5.11) sont reproduites de façon satisfaisante par le code de calcul. En particulier, les deux creux et le ventre de fumées sont identifiables sur les figures 5.18 et 5.19 pour des positions x/H en aval de la source comparables.

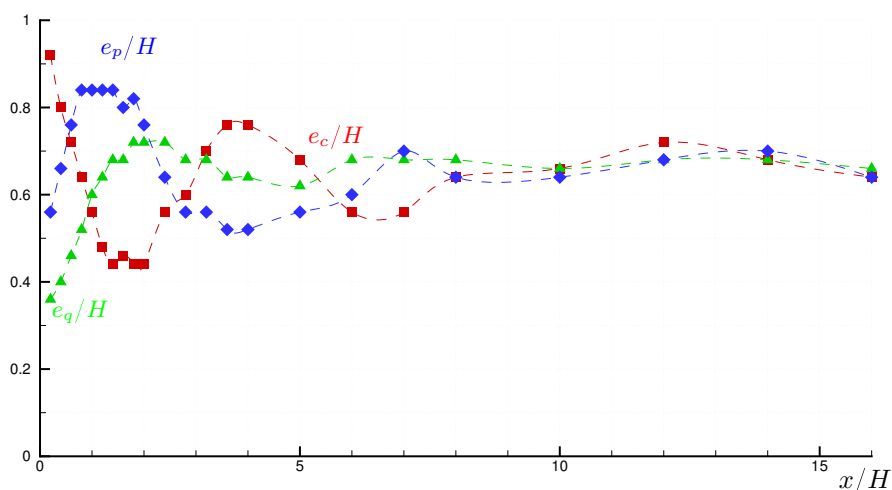


FIG. 5.19 – Évolution longitudinale de l'épaisseur de la nappe de "fumées" obtenue numériquement pour $Q_c = 1 \text{ MW}$.

Nous nous proposons dans un second temps de comparer les images moyennes obtenues

expérimentalement et numériquement dans la section droite du canal. Pour une puissance d'incendie simulée $Q_c = 1$ MW, la figure 5.20 présente quelques-unes de ces images pour différentes positions en aval de la source. La première colonne reprend les images expérimentales tandis que les deux suivantes présentent les résultats numériques sous forme d'iso-densités et de lignes de courant (seconde colonne), et de champs de vorticité (dernière colonne).

  partir des images moyennes présentées par la figure 5.20, nous pouvons, d'une part, comparer les résultats numériques aux visualisations expérimentales et, d'autre part, tenter de comprendre et de décrire, par l'apport de la simulation numérique, les mécanismes à l'origine de la formation et du développement des structures tourbillonnaires observées expérimentalement.

La comparaison des résultats expérimentaux et numériques en terme d'évolution de l'enveloppe du panache de fumées (caractérisée par $\rho = 1.18$ kg/m³ pour les résultats de simulation numérique) appar it satisfaisante. En effet, nous obtenons que les creux et le ventre de fumées ainsi que la transition vers un écoulement quasiment bidimensionnel apparaissent à peu près aux mêmes abscisses x/H .

  partir de l'analyse de l'évolution avec la distance à la source des lignes de courant et des champs de vorticité, nous proposons une description de l'évolution des structures tourbillonnaires d'un panache. Celle-ci est exposée ci-dessous.

Tout d'abord, pour $0.4 \leq x/H \leq 1.6$, en accord avec les observations expérimentales, la section droite du panache est successivement dominée par les deux paires de tourbillons contra-rotatifs d j   identifiées : les tourbillons induits par la ventilation (CVP), puis ceux liés aux effets de "gravité négative" (localisés dans les coins supérieurs du canal). Si nous considérons uniquement la partie droite des images (ce qui sera toujours le cas par la suite), ces structures ont une vorticité négative et un sens de rotation identique, horaire.

Les tourbillons, initialement distincts ($x/H = 0.4$), semblent ensuite fusionner en une structure unique ($x/H = 0.8$), localisée dans les coins supérieur du canal ($x/H = 1.2$). Ce phénomène conduit à la formation du premier creux de fumées identifié en $x/H = 1.6$.

Nous pouvons observer que, pour $x/H = 1.2$, une troisième paire de tourbillons contra-rotatifs appar it dans les coins inférieurs du canal. Ces tourbillons semblent être induits par les tourbillons présents dans la partie supérieure de la section du canal. Ils ont une vorticité positive et un sens de rotation opposé, anti-horaire. Ces nouvelles structures s'élèvent ($x/H = 1.6$) et se développent jusqu'à devenir dominantes ($x/H = 2.8$). Elles ont pour effet de ramener les fumées des parois latérales vers le centre du canal, d'où la formation du ventre de fumées en $x/H = 4$ (identifié expérimentalement en $x/H = 5$).

Le mécanisme ainsi amorcé conduit à la formation de nouveaux tourbillons dans les coins inférieurs du canal (visibles en $x/H = 4$). Ces derniers, de sens de rotation horaire (vorticité négative), ont pour effet de repousser de nouveau les fumées du centre vers les parois latérales du canal. Ils conduisent ainsi à la formation du second creux de fumées en $x/H = 7$ (identifié expérimentalement en $x/H = 8$).

Il peut être conclu de l'analyse précédente que le comportement d'un panache massique dans un canal ventilé longitudinalement est caractérisé par l'apparition, le développement et la disparition de paires de tourbillons contra-rotatifs successives. Un mécanisme de transfert de vorticité de la partie haute du canal vers la partie basse semble gouverner l'allure du plafond de fumées et être à l'origine de la formation successive des creux et ventre de fumées.

Ce mécanisme est illustré et quantifié par la figure 5.21. Elle présente l'évolution le long

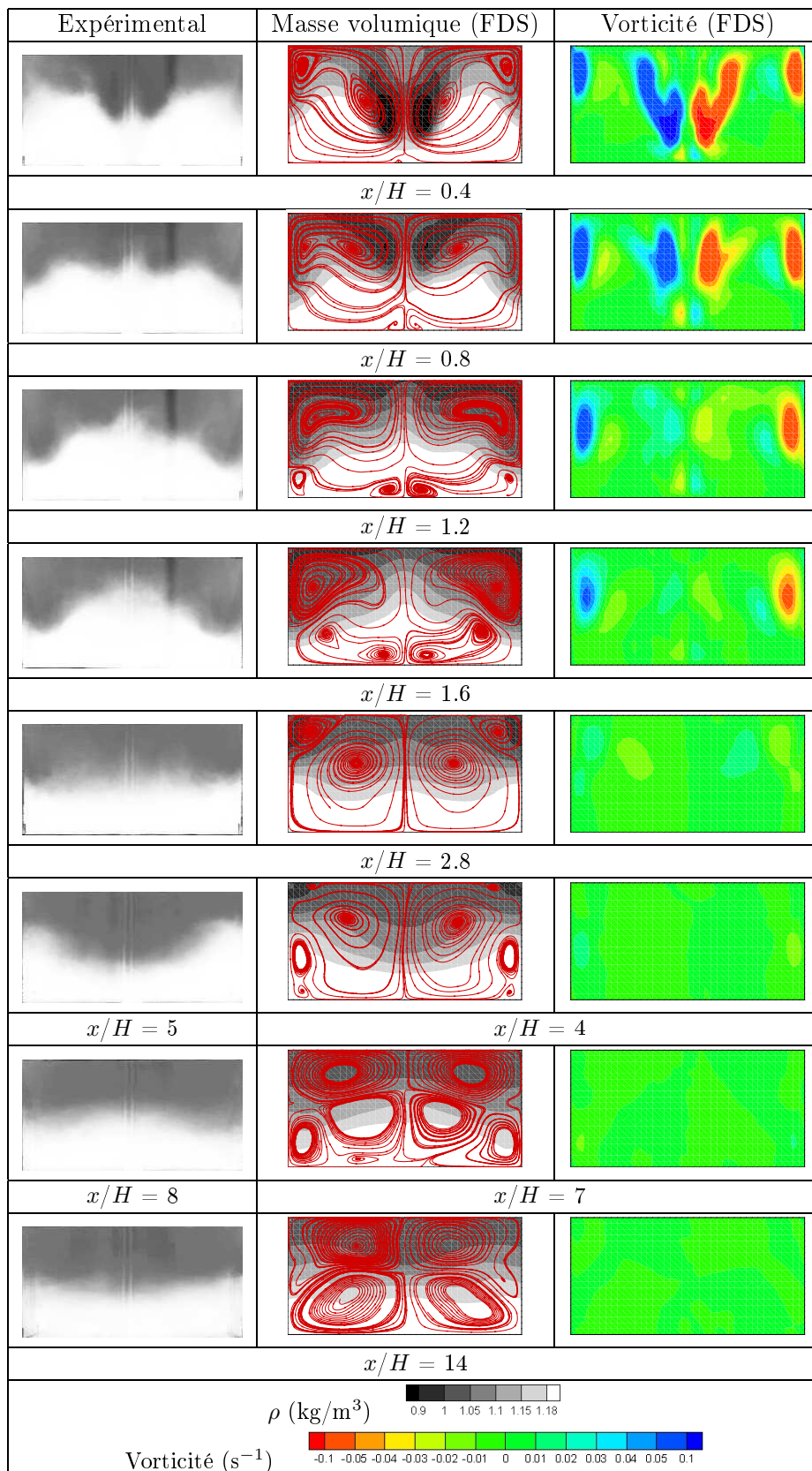


FIG. 5.20 – Comparaison entre les visualisations expérimentales et les résultats de simulation numérique obtenus pour $Q_c = 1$ MW.

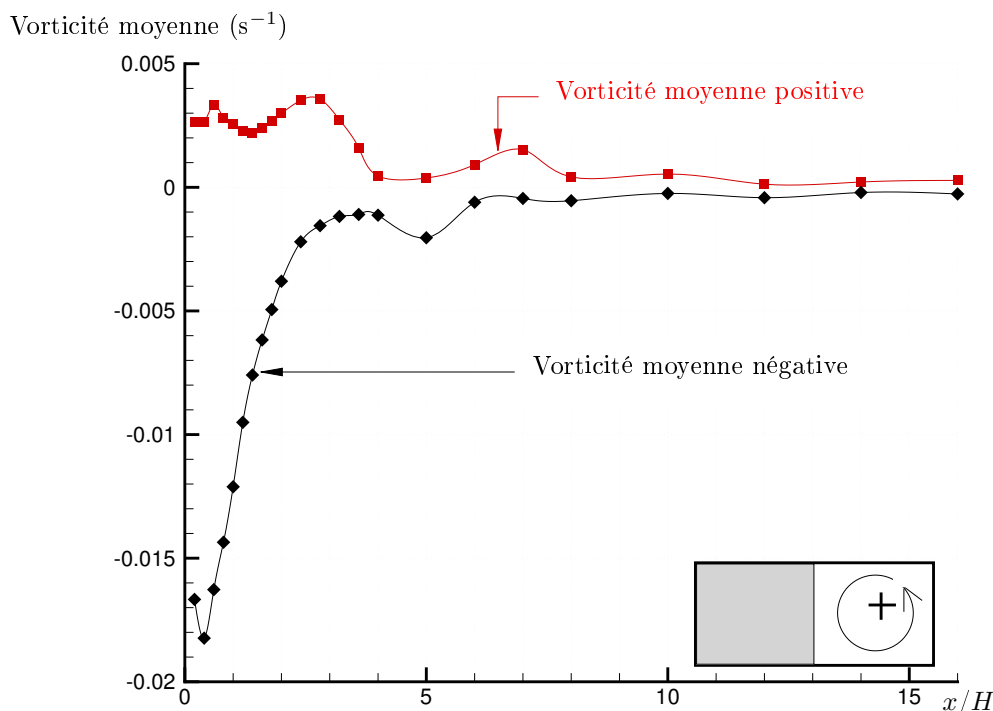


FIG. 5.21 – Évolution longitudinale des vorticités moyennes positive et négative dans une demi-section droite du canal. Résultats de simulation numérique FDS pour $Q_c = 1$ MW.

du canal des vorticités moyennes positive et négative dans la partie droite de la section du canal. Ces résultats sont obtenus à partir des données de simulation numérique pour $Q_c = 1$ MW. Pour chaque position x/H considérée, les résultats en terme de vorticité sont filtrés en fonction du signe de celle-ci, puis moyennés (par rapport au nombre de points concernés par une valeur positive ou négative de la vorticité). Nous observons sur la figure 5.21 que des transferts d'énergie entre structures de sens de rotation horaire (vorticité négative) et structures de sens de rotation anti-horaire (vorticité positive) interviennent en permanence avec une intensité qui décroît très vite en aval. En particulier, il peut être noté que les maxima atteints par la vorticité moyenne négative pour $x/H \approx 0.5$ et $x/H \approx 5$ conduit à la formation des creux de fumées. À l'inverse, le maximum atteint par la vorticité moyenne positive pour $x/H \approx 3$ conduit à la formation du ventre de fumées.

5.4 Conclusions du chapitre

Les observations expérimentales présentées dans ce chapitre nous ont permis de mettre en évidence qu'un panache de faible masse volumique se développant dans un canal ventilé longitudinalement est fortement tridimensionnel en champ proche. Celui-ci est initialement dominé par deux paires de tourbillons contra-rotatifs, puis par un phénomène de battement caractérisé par la formation en alternance de creux et de ventres. Plus loin en aval, au-delà d'environ douze fois la hauteur du canal, le panache léger apparaît sous la forme d'une nappe bidimensionnelle (épaisseur constante sur la largeur du canal).

Nous avons aussi montré que l'augmentation simultanée de la puissance convective simulée et de la vitesse longitudinale se traduit, d'une part, par celle de l'épaisseur de nappe et, d'autre part, par un décalage spatial de l'apparition des phénomènes observés.

D'un point de vue qualitatif, les simulations numériques réalisées avec le code de calcul Fire Dynamic Simulator (FDS) ont donné des résultats satisfaisants, en bon accord avec les essais sur maquette.

Les résultats de simulations numériques mettent en évidence que le comportement d'un panache massique dans un canal ventilé longitudinalement est gouverné par l'apparition, le développement et la disparition de paires de tourbillons contra-rotatifs successives. Ce phénomène semble être lié à un mécanisme de transfert de vorticité de la partie haute vers la partie basse du canal conduisant à la formation des creux et ventre observés expérimentalement.

Les résultats expérimentaux et numériques présentés dans ce chapitre ne peuvent pas être directement transposés au cas de l'incendie en tunnel à echelle réelle. En particulier, ils ne permettent pas de conclure sur les conditions de stratification des fumées en aval du foyer. Comme nous l'avons montré au chapitre 3, le modèle de sous-maille du code de calcul FDS est trop dissipatif. Sur la maquette, l'écoulement a tendance à "re-laminariser" au-delà d'une certaine distance de la source (du fait de la faible masse volumique de l'hélium). De plus, pour les deux approches, les échanges thermiques aux parois ne sont pas reproduits. Par conséquent, que ce soit expérimentalement ou numériquement, les niveaux de stratification sont surestimés : l'interface entre la couche de gaz léger supérieure et la couche d'air inférieure est toujours bien marquée loin en aval de la source.

Néanmoins, les résultats apportent davantage d'informations sur les mécanismes qui sont à l'origine du caractère fortement tridimensionnel, en champ proche, d'un panache d'incendie dans un tunnel ventilé longitudinalement.   l'aide des approches expérimentale et numérique, nous avons mis en évidence que le comportement du panache est gouverné par le développement de différentes structures tourbillonnaires qui s'accompagne d'un processus de transfert de vorticité de la couche de fumées supérieure vers la couche d'air frais en partie basse.

Conclusion & perspectives

Ce mémoire de thèse présente un ensemble d'études relatives au comportement d'un panache massique se développant dans différentes configurations.

Les objectifs des travaux de recherche étaient multiples. Il s'agissait tout d'abord de développer ou d'évaluer les potentialités de moyens d'étude complémentaires à la maquette, puis de définir une technique expérimentale de simulation d'incendie et, enfin, d'étudier la propagation des fumées et l'interaction entre celle-ci et la ventilation en tunnel.

Le modèle théorique présenté au chapitre 2 permet de décrire le comportement d'un panache massique formé par le rejet d'un fluide de faible masse volumique en champ libre, dans un fluide ambiant au repos non stratifié. En pratique, par exemple dans le cadre de comparaisons à des résultats expérimentaux ou numériques, l'utilisation de ce modèle est limitée par la validité des hypothèses sur lesquelles s'appuie son développement (entraînement, forme des profils...). Néanmoins, il permet de prédire par des relations simples l'évolution avec l'altitude des caractéristiques principales du panache : son rayon, sa vitesse verticale ainsi que sa masse volumique.

Nous avons ensuite montré que l'utilisation d'un jeu de variables particulier (rayon modifié, vitesse verticale et déficit de masse volumique adimensionnel) permet d'exprimer chacune de ces variables en fonction d'un seul paramètre : la fonction panache. Pour une utilisation pratique du modèle, les fonctions intégrales qui lient ce paramètre à l'altitude au-dessus de la source peuvent être tabulées.

À titre d'exemple concret d'application du modèle, nous nous sommes tout d'abord intéressé aux différences de comportement nettes qui existent entre les panaches qualifiées, en fonction de leurs conditions de source, de forcé, pur et paresseux. Nous avons montré que le cas du panache paresseux est remarquable puisqu'il peut présenter un maximum de vitesse verticale (pic de vitesse) et un minimum de rayon (col). Les valeurs et positions au-dessus de la source de ces extrema ont ensuite été déterminées en utilisant les résultats théoriques du modèle. Nous avons ensuite mis en évidence que l'erreur introduite par l'approximation de Boussinesq dans le cas d'un panache à forte différence de masse volumique conduit à des résultats très différents. Enfin, une méthode simple de correction d'origine virtuelle a été proposée afin d'approcher le comportement du panache par des solutions simples (affines).

Le code de calcul FDS (Fire Dynamic Simulator) du NIST (National Institute of Standards and Technology) a fait l'objet d'une étude spécifique dont l'objectif était d'évaluer ses potentialités pour la simulation d'un panache massique. Il ressort de cette étude préalable à l'utilisation du code comme maquette numérique, présentée au chapitre 3, les points suivants :

- les résultats de simulation ne sont pas sensibles à la taille du domaine de calcul,
- par contre ils sont très sensibles au maillage (pour une taille de maille de l'ordre du millimètre),
- le modèle de sous-maille de Smagorinsky utilisé par FDS en LES est trop dissipatif,
- la DNS donne des résultats satisfaisants (qui semblent être liés à une diffusion numérique) mais nécessite des temps de calcul conséquents,
- et la diminution de la valeur de la constante de Smagorinsky du modèle de sous-maille (LES) améliore les résultats (le modèle étant alors moins dissipatif) mais augmente le temps de calcul requis.

Pour ces raisons, il a été conclu que l'utilisation de FDS n'est pas envisageable dans le cadre de l'étude du champ proche d'un panache massique en champ libre. Par contre, il semble être mieux adapté au cas d'un panache massique se développant en milieu confiné et ventilé (de type tunnel).

Suite à la présentation des outils complémentaires théorique et numérique, nous avons exposé au chapitre 4 la technique de simulation utilisée sur maquette qui permet de reproduire un panache thermique d'incendie par un panache massique formé par le rejet à température ambiante d'un mélange d'air et d'hélium. La maquette est un canal en Plexiglas de 10 m de long, 50 cm de large et 25 cm de haut représentant, via une réduction d'échelle au 1 : 20^{ème}, un tronçon de tunnel routier de 200 m de long et de section 10 m × 5 m.

Nous avons tout d'abord identifié, à partir de l'adimensionnement de l'équation décrivant l'évolution avec l'altitude de la fonction panache, trois nombres sans dimension caractéristiques : la fonction panache, le coefficient d'entraînement et un rapport géométrique-massique. La condition de conservation de ces nombres a ensuite permis de définir les règles de similitude nécessaires à la transposition des résultats de la modélisation comme solutions des équations du phénomène réel. Les règles de similitude retenues se traduisent par la conservation du nombre de Richardson (permettant de reproduire les effets de flottabilité) sans distorsion de masse et celle du régime de l'écoulement (similitude de Reynolds restreinte).

Les sources de flottabilité du panache thermique d'incendie (foyer) et du panache massique (rejet d'air et d'hélium) étant fondamentalement différentes par nature, nous avons vu qu'il était nécessaire de modéliser le foyer d'incendie. Par conséquent, une méthode simple, basée sur une analyse théorique et phénoménologique de la réaction de combustion d'un bac d'heptane a été proposée. Celle-ci permet de déduire de la puissance convective d'incendie que l'on souhaite simuler (comprise entre 0.25 et 4 MW), les caractéristiques du rejet air-hélium sur maquette.

Cette méthode présentant l'inconvénient majeur d'introduire un décalage en terme de champ de température simulé, un modèle corrigé est proposé. Celui-ci s'appuie sur des mesures expérimentales de masse volumique au plafond du canal expérimental, au droit de la source, et fixe les conditions de source (débits d'air et d'hélium) permettant de reproduire en ce point les niveaux de température d'un incendie de puissance donnée. Néanmoins, ce modèle alternatif présente l'inconvénient de nécessiter, contrairement au modèle initial, la réalisation d'essais expérimentaux préliminaires en vue de déterminer, pour une puissance simulée donnée, la proportion d'air nécessaire dans le mélange air-hélium.

Enfin, nous avons présenté au chapitre 5 les résultats expérimentaux et numériques

d'une étude mise en œuvre dans le cadre du projet de recherche national RGC&U sur l'"Optimisation de l'apport de la ventilation pour la sécurité lors d'un incendie en tunnel". Les observations expérimentales réalisées lors de cette étude nous ont permis de mettre en évidence qu'un panache de faible masse volumique se développant dans un canal ventilé longitudinalement est fortement tridimensionnel en champ proche. En effet, nous avons mis en évidence que celui-ci est initialement dominé par deux paires de tourbillons contra-rotatifs, puis par un phénomène de battement caractérisé par la formation en alternance de creux et de ventres. D'un point de vue qualitatif, les simulations numériques réalisées avec le code de calcul Fire Dynamic Simulator (FDS) ont donné des résultats satisfaisants, en bon accord avec les essais sur maquette. Les résultats numériques ont montré que le comportement d'un panache massique dans un canal ventilé longitudinalement est gouverné par l'apparition, le développement et la disparition de paires de tourbillons contra-rotatifs successives. Ce phénomène semble être lié à un mécanisme de transfert de vorticité de la partie haute vers la partie basse du canal conduisant à la formation des creux et ventre observés expérimentalement.

Les résultats expérimentaux et numériques présentés dans ce dernier chapitre ne peuvent pas être directement transposés au cas de l'incendie en tunnel à échelle réelle. En particulier, ils ne permettent pas de conclure sur les conditions de stratification des fumées en aval du foyer. Le modèle de sous-maille du code de calcul FDS est trop dissipatif. Sur la maquette, l'écoulement a tendance à "re-laminariser" au-delà d'une certaine distance de la source (du fait de la faible masse volumique de l'hélium). De plus, pour les deux approches, les échanges thermiques aux parois ne sont pas reproduits. Par conséquent, que ce soit expérimentalement ou numériquement, les niveaux de stratification sont surestimés : l'interface entre la couche de gaz léger supérieure et la couche d'air inférieure est toujours bien marquée loin en aval de la source.

Néanmoins, les résultats apportent davantage d'informations sur les mécanismes qui sont à l'origine du caractère fortement tridimensionnel, en champ proche, d'un panache d'incendie dans un tunnel ventilé longitudinalement. À l'aide des approches expérimentale et numérique, nous avons mis en évidence que le comportement du panache est gouverné par le développement de différentes structures tourbillonnaires qui s'accompagne d'un processus de transfert de vorticité de la couche de fumées supérieure vers la couche d'air frais en partie basse.

Je conclurais ce mémoire par quelques perspectives relatives à chaque axe de recherche abordé au cours de la thèse.

Concernant le modèle théorique, il est envisagé de coupler une représentation gaussienne de l'écoulement à une représentation de type top-hat. L'objectif est de décomposer un panache en deux zones distinctes : le champ proche qui peut être décrit par des variables top-hat (profils uniformes à la source) et le champ lointain pouvant être décrit par des variables gaussiennes. La difficulté réside dans la détermination de l'altitude à laquelle le raccordement doit être opéré.

Concernant maintenant le code de calcul FDS, quelques simulations numériques ont été réalisées pour un panache d'incendie en tunnel à échelle réelle. Cette étude mérite d'être poursuivie pour étudier les potentialités des modèles de combustion et de rayonnement du code. Dans cette optique, les résultats de simulation peuvent être comparés à des données d'essais sur site et expérimentales (maquette thermique). L'effet des échanges thermiques

qui ne sont pas pris en compte sur la maquette froide air-hélium pourrait être étudié dans le même temps.

Une étude a été entreprise pour améliorer la modélisation du foyer d'incendie sur maquette. L'objectif est d'ajuster les conditions de rejet du mélange air-hélium pour une puissance simulée donnée en considérant, non pas une correction en température au plafond de la maquette, mais de la fonction panache $\Gamma(z)$. Le paramètre de source $\Gamma_0 = \Gamma(z = 0)$ n'étant pas défini dans le cas d'un panache d'incendie, l'idée est d'opérer un "recalage" sur la fonction panache à une altitude donnée. À condition d'être capable de calculer la valeur de Γ d'un panache d'incendie pour une puissance et une altitude données, il est possible de "remonter" à la valeur du paramètre de source Γ_0 du panache massique correspondant (par unicité de la décroissance de la fonction $\Gamma(z)$).

Enfin, il est prévu de poursuivre les études expérimentale et numérique du comportement d'un panache d'incendie en tunnel pour des conditions de ventilation plus complexes, autres que la ventilation longitudinale à vitesse critique. Dans cette optique, des essais préliminaires ont été réalisés sur maquette en ventilation transversale multi-trappes, ou encore naturelle (transparences aérauliques). En parallèle, quelques simulations numériques ont aussi été réalisées.

Bibliographie

- [1] Ministère de l'équipement des transports et du logement. Circulaire interministérielle n°2000-63 du 25 août 2000 relative à la sécurité dans les tunnels du réseau routier national. 2000.
- [2] AIPCR. Maîtrise de l'incendie et des fumées dans les tunnels routiers. *Comité technique AIPCR de l'Exploitation des Tunnels routiers (C5)-réf. 05.05.B.*, 1999.
- [3] Casalé É. & Biollay H. Optimisation de l'apport de la ventilation pour la sécurité lors d'un incendie en tunnel. *Compte rendu de fin de recherche d'opération d'une recherche financée par le Ministère de la Jeunesse, de l'Éducation Nationale et de la Recherche*, 2007.
- [4] Studiengesellschaft Stahlanwendung e.V. Eureka-project eu 499 : Firetun - fires in transport tunnels ; report on full-scale tests. *Verlag und Vertriebsgesellschaft Düsseldorf*, 1995.
- [5] Memorial Tunnel Fire Ventilation Test Program. Tests report. *Massachusetts Highway Department and Federal Highway Administration*, 1995.
- [6] Casalé É. & Biollay H. A fully controlled ventilation response in the case of a fire tunnel. *Fourth International Conference on Safety in Road and Rail Tunnels - ITC Madrid*, 2001.
- [7] Casalé É. Housseaux B. Weatherhill A. Guigas X. Marlier E. & Brousse B. Full scale fire tests performed in the mont blanc tunnel - evaluation of the efficiency of the fully automatic ventilation responses. *Fourth International Conference on Tunnel Fires - TMI Bâle*, 2002.
- [8] Deberteix P. Étude thermoaéraulique des écoulements en conduite ventilée en présence d'une source de chaleur - application à la propagation des fumées d'incendie en tunnel. *Thèse de Doctorat ; Université de Poitiers*, 2000.
- [9] Yao X. Characterization of fire induced flow transport along ceilings using salt-water modeling. *PhD thesis ; University of Maryland - College Park*, 2006.
- [10] Moss A. Modèles phénoménologiques pour la simulation d'incendies en tunnel routier. *Thèse de Doctorat ; Université Claude Bernard - Lyon 1*, 2005.
- [11] Vauquelin O. Simulations d'incendies en tunnel sur maquette froide. *Rapport Env. N° 59 - Institut de Mécanique des Fluides de Marseille*, 1995.
- [12] Mégret Olivier. Etude expérimentale de la propagation des fumées d'incendie en tunnel pour différents système de ventilation. *Thèse de Doctorat ; Université de Valenciennes*, 1999.
- [13] Demouge F. Contribution à la modélisation numérique de la stratification des fumées dans le cas d'un incendie en tunnel routier. *Thèse de Doctorat ; Université Claude Bernard - Lyon 1*, 2002.

- [14] Rahmani A. Simulation des grandes échelles pour les incendies en tunnels. *Thèse de Doctorat; Université Claude Bernard - Lyon 1*, 2006.
- [15] Vauquelin O. & Casalé E. Analysis of the flow structure downstream of a fire in a tunnel. *BHR Group Vehicle Tunnels*, 1997.
- [16] Telle D. Contribution à l'étude de la propagation et du confinement d'un panache densimétrique dans un canal - application aux incendies dans les tunnels. *Université de Valenciennes*, 2002.
- [17] Mégret O. & Vauquelin O. A model to evaluate tunnel fire characteristics. *Fire Safety Journal*, 34:393–401, 2000.
- [18] McGrattan K. Fire dynamic simulator (version 4)-user's guide. *NIST Special Publication 1019, National Institute of Standards and Technology*, 2005.
- [19] Morton B.R. Taylor G.I. & Turner J.S. Turbulent gravitational convection from maintained and instantaneous sources. *Proc. R. Soc. Lond. A*, 234:1–23, 1956.
- [20] Delichatsios M.A. Strong turbulent buoyant plumes. i. similarity. *Comb. Sc. Tech.*, 24:191–195, 1981.
- [21] Rooney G.G. & Linden P.F. Similarity considerations for non-boussinesq plumes in an unstratified environment. *J. Fluid Mech.*, 318:237–250, 1996.
- [22] Hunt G.R. & Kaye N.B. Lazy plumes. *J. Fluid Mech.*, 533:329–338, 2005.
- [23] Fannelöp T.K. Fluid mechanics for industrial safety and environmental protection. *Industrial Safety Series*, 3:Elsevier, 1994.
- [24] Turner J.S. Turbulent entrainment: the development of the entrainment assumption, and its application to geophysical flows. *J. Fluid Mech.*, 173:431–471, 1986.
- [25] Ricou F.P. & Spalding D.B. Measurements of entrainment by axisymmetrical turbulent jets. *J. Fluid Mech.*, 8:21–32, 1961.
- [26] Morton B.R. Forced plumes. *J. Fluid Mech.*, 5:151–163, 1959.
- [27] Morton B.R. & Middleton J. Scale diagrams for forced plumes. *J. Fluid Mech.*, 58:165–176, 1973.
- [28] List E.J. Turbulent jets and plumes. *Ann. Rev. Fluid Mech.*, 14:189–212, 1982.
- [29] Hunt G.R. & Kaye N.G. Virtual origin correction for lazy turbulent plumes. *J. Fluid Mech.*, 435:377–396, 2001.
- [30] Carlotti P. & Hunt G.R. Analytical solutions for turbulent non-boussinesq plumes. *J. Fluid Mech.*, 538:343–359, 2005.
- [31] Fischer H.B. List E.J. Koh R.C.Y. Imberger J. & Brooks N.H. Mixing in inland and coastal waters. *Academic*, 1979.
- [32] Papanicolaou P.N. & List E.J. Investigations of round vertical turbulent buoyant jet. *J. Fluid Mech.*, 195:341–391, 1988.
- [33] Fannelöp T.K. & Webber D.M. On buoyant plumes rising from area sources in a calm environment. *J. Fluid Mech.*, 497:319–334, 2003.
- [34] Baines W.D. A technique for the direct measurement of volume flux of a plume. *J. Fluid Mech.*, 132:247–256, 1983.
- [35] Ma T.G. & Quintiere J.G. Numerical simulation of axi-symmetric fire plumes: accuracy and limitations. *Fire Safety Journal*, 38:467–492, 2003.
- [36] Friday P.A. & Mowrer F.W. Comparison of fds model predictions with fm/snl fire test data. *NIST technical Report GCR 01-810*, 2001.
- [37] McGrattan K. Fire dynamic simulator (version 4)-technical reference guide. *NIST Special Publication 1018, National Institute of Standards and Technology*, 2005.

- [38] Viollet P.L. Mécanique des fluides à masse volumique variable. *Presses de l'école nationale des Ponts et chaussées*, 1997.
- [39] Cetegen B.M. & Ahmed T.A. Experiments on the periodic instability of buoyant plumes and pool fires. *Comb. and Flame*, 93:157–184, 1993.
- [40] Cetegen B.M. & Kasper K.D. Experiments on the oscillatory behavior of buoyant plumes of helium and helium-air mixtures. *Physics of Fluids*, 8:2974–2984, 1996.
- [41] Cetegen B.M. Behaviour of naturally unstable and periodically forced axisymmetric buoyant plumes of helium and helium-air mixtures. *Physics of Fluids*, 9:3742–3752, 1997.
- [42] Yildirim B.S. & Agrawal A.K. Full-field measurements of self-excited oscillations in momentum-dominated helium jets. *Exp. in Fluids*, 38:161–173, 2005.
- [43] Satti R.P. & Agrawal A.K. Flow structure in the near-field of buoyant low-density gas jets. *Heat and Fluid Flow*, 27:336–347, 2006.
- [44] Huerre P. & Monkewitz P.A. Absolute and convective instabilities in free shear layers. *J. Fluid. Mech.*, 159:151–168, 1985.
- [45] Boujemaa S. Amielh M. & Chauve M.P. Analyse spatio-temporelle de jets axisymétriques d'air et d'hélium. *C.R. Mécanique*, 332:933–939, 2004.
- [46] Koseki H. & Yumoto T. Air entrainment and thermal radiation from heptane pool fires. *Fire Technology*, 24:33–47, 1988.
- [47] Beyler C.L. Fire plumes and ceiling jets. *Fire Safety Journal*, 11:53–75, 1986.
- [48] Heskestad G. Dynamics of the fire plume. *The Royal Society*, 356:2815–2833, 1998.
- [49] Delichatsios M.A. Air entrainment into buoyant jet flames and pool fires. *Combustion and Flame*, 70:33–46, 1987.
- [50] Cetegen B.M. A phenomenological model of near-field fire entrainment. *Fire Safety Journal*, 31:299–312, 1998.
- [51] McCaffrey B.J. Purely buoyant diffusion flames: some experimental results. *Nat. Bur. Stand. (U.S.) NBSIR 79-1910*, 1979.
- [52] Lide D.R. Crc handbook of chemistry and physics. *87th Edition*, 2006.
- [53] Rohsenow W.M. & Hartnett J.P. Handbook of heat transfer. 1973.
- [54] Alpert R.L. Calculation of response time of ceiling-mounted fire detectors. *Fire Technology NBSIR 181-195*, 1972.
- [55] Thomas P.H. The movement of smoke in horizontal passages against an air flow. *Fire Research note 723/1968, Fire Research Station*, 1968.
- [56] Kennedy W. Critical velocity; past, present and future. *Seminar on smoke and critical velocity in tunnels, London, ITC*, 1996.
- [57] Kunsch J.P. Simple model for control of fire gases in a ventilated tunnel. *Fire Safety Journal*, 37:67–81, 2002.
- [58] Oka Y. & Atkinson G.T. Control of smoke flow in tunnel fires. *Fire Safety Journal*, 25:305–322, 1995.
- [59] Vauquelin O. Parametrical study of the back flow occurrence in case of a buoyant release into a rectangular channel. *Experimental Thermal and Fluid Science*, 29:725–731, 2005.
- [60] Eric T.F. & Roshko A. Vortical structures in the wake of a transverse jet. *J. Fluid. Mech.*, 279:1–47, 1994.
- [61] McGrattan K.B. Baum H.R. & Rehm R.G. Numerical simulation of smoke plumes from large oil fires. *Atmospheric Environment*, 30:4125–4136, 1996.

ÉTUDES SUR LA DYNAMIQUE D'UN PANACHE MASSIQUE EN CHAMP LIBRE ET EN MILIEU CONFINÉ VENTILÉ. APPLICATION À LA SIMULATION SUR MAQUETTE DES FEUX EN TUNNELS.

Mots clés : Panache massique ; Variations de masse volumique ; Modèle intégral ; Essais expérimentaux ; Simulations numériques ; Maquette ; Similitude ; Feux en tunnel.

Résumé : Les travaux de recherche présentés dans ce mémoire portent sur la simulation sur maquette d'un panache d'incendie en tunnel par un panache massique formé par le rejet continu en canal d'un gaz léger (air-hélium). L'objectif de ces travaux est d'améliorer la technique de simulation à partir d'études théorique, expérimentale et numérique sur la dynamique d'un panache massique en champ libre ainsi qu'en milieu confiné ventilé.

Dans un premier temps, un modèle théorique de type intégral est développé pour décrire le comportement d'un panache massique se développant en champ libre, dans un fluide ambiant au repos et non stratifié. Ce développement théorique met en évidence que les évolutions avec l'altitude des caractéristiques du panache peuvent être déduites de celle d'un paramètre unique, la "fonction panache". Dans un second temps, des simulations numériques sont réalisées à l'aide du code de calcul Fire Dynamic Simulator (FDS) dans des situations de plus en plus complexes : panache massique d'hélium en champ libre puis en milieu confiné et ventilé (type tunnel). Les résultats de simulations numériques obtenus pour un milieu confiné et ventilé sont encourageants, en bon accord avec des données expérimentales. Les résultats numériques et expérimentaux, obtenus dans le cadre d'un projet de recherche national RGC&U, permettent de mettre en lumière les mécanismes à l'origine du caractère fortement tridimensionnel d'un panache d'incendie dans un tunnel ventilé longitudinalement. Enfin, dans le cadre des essais sur maquette, les règles de similitude pour la simulation d'un panache d'incendie réel par un panache massique sont établies à partir des équations physiques. Le foyer est modélisé par le rejet d'un mélange gazeux léger air-hélium dont les caractéristiques sont ajustées afin de correctement reproduire la masse volumique des fumées d'incendie.

STUDIES OF THE DYNAMICS OF A BUOYANT PLUME EVOLVING INTO A FREE MEDIUM AND IN A CONFINED AND VENTILATED ENVIRONMENT. APPLICATION TO THE SIMULATION ON SCALE-DOWN MODEL OF TUNNEL FIRES.

Key words: Buoyant plume ; Density variations ; Integral model ; Experiments ; Numerical simulations ; Scale-down model ; Similarity ; Tunnel fires.

Abstract: Research works presented in this thesis deal with the modelling on a scale-down model of a tunnel fire plume by a densimetric plume formed by the steady release into a channel of a light gas (air-helium). The objective of these works is to improve the modelling technique from theoretical, experimental and numerical studies of the dynamics of a buoyant plume evolving into a free medium as well as in a confined and ventilated environment.

At first, an integral model is developed in order to describe the behaviour of a buoyant plume rising in free medium, unstratified and at rest. This theoretical development highlights the fact that evolutions with height of plume characteristics can be deduced from the one of a single quantity, the "plume function". Then, numerical simulations are performed with the Fire Dynamic Simulator code (FDS) on increasingly complex situations : helium plume rising in a free medium and in a confined and ventilated environment (like a tunnel). Numerical results obtained for a confined and ventilated environment are encouraging, in good agreement with experimental data. Numerical and experimental results, obtained during a RGC&U national research project, allow to highlight the phenomena which are responsible for the tridimensional behaviour of a fire plume in a longitudinally ventilated tunnel. Finally, for experiments on a scale-down model, similarity rules are derived from the governing equations to simulate a fire plume by a light gas plume. The fire is modelled by the release of a light gas air-helium mixture. Source characteristics are adjusted in order to reproduce the density of the fire induced smoke.