



**Etude expérimentale et numérique du développement  
d'un écoulement chaud vertical en milieu semi-confiné  
sous l'influence d'une ventilation mécanique.  
Application à une station de métropolitain**

Bastien Giachetti

► **To cite this version:**

Bastien Giachetti. Etude expérimentale et numérique du développement d'un écoulement chaud vertical en milieu semi-confiné sous l'influence d'une ventilation mécanique. Application à une station de métropolitain. Autre. ISAE-ENSMA Ecole Nationale Supérieure de Mécanique et d'Aérotechnique - Poitiers, 2015. Français. NNT : 2015ESMA0003 . tel-01390196

**HAL Id: tel-01390196**

**<https://theses.hal.science/tel-01390196>**

Submitted on 1 Nov 2016

**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.

# THÈSE

Pour l'obtention du Grade de

DOCTEUR DE L'ÉCOLE NATIONALE SUPÉRIEURE DE  
MÉCANIQUE ET D'AÉROTECHNIQUE DE POITIERS

(Diplôme national - arrêté du 7 août 2006)

*Ecole Doctorale* : SIMMEA- Sciences et Ingénierie en Matériaux,  
Mécanique, Énergétique et Aéronautique

*Secteur de Recherche* : Energie, Thermique, Combustion

Présentée par :

**Bastien GIACHETTI**

---

**Etude expérimentale et numérique du développement  
d'un écoulement chaud vertical en milieu semi-confiné  
sous l'influence d'une ventilation mécanique -  
Application à une station de métropolitain**

---

*Directeur de Thèse* : **Frédéric PLOURDE**  
*Co-encadrant de Thèse* : **Domnique COUTON**

*Soutenue le 03 avril 2015, devant la Commission d'Examen*

**- JURY -**

<b>M. Henri-Claude BOISSON</b>	Directeur de Recherche Émérite - IMFT	(Rapporteur)
<b>M. Olivier VAUQUELIN</b>	Professeur - Université de Marseille	(Rapporteur)
<b>M. Pierre PARANTHOËN</b>	Directeur de Recherche Émérite - CORIA	(Examineur)
<b>M. Pascal DEBERTEIX</b>	Ingénieur Entité Désenfumage - RATP	(Examineur)
<b>M. Julien HASSANALY</b>	Ingénieur Entité Désenfumage - RATP	(Examineur)
<b>M. Frédéric PLOURDE</b>	Directeur de Recherche - ENSMA	(Examineur)
<b>M. Dominique COUTON</b>	Maître de conférence - Univ. Poitiers, ENSIP	(Examineur)



# Table des matières

<b>Introduction générale</b>	<b>1</b>
<b>1 Revue bibliographique et positionnement du problème</b>	<b>9</b>
1.1 Problématique d'incendie en station . . . . .	10
1.2 Jet dans un écoulement traversier . . . . .	16
1.3 Synthèse et stratégie envisagée . . . . .	26
<b>2 Dispositif expérimental et techniques de mesures</b>	<b>29</b>
2.1 Présentation de la maquette COMETH . . . . .	30
2.2 Instrumentation mise en place . . . . .	41
2.3 Validation de la maquette COMETH . . . . .	57
2.4 Conclusion partielle sur le montage COMETH . . . . .	74
<b>3 Comportement d'un jet chaud soumis à un écoulement traversier en milieu semi-confiné</b>	<b>75</b>
3.1 Identification des écoulements internes . . . . .	76
3.2 Effet du confinement vertical sur le développement du jet . . . . .	89
3.3 Conclusion partielle . . . . .	102
<b>4 Evaluation du potentiel de « contamination thermique » des accès</b>	<b>103</b>
4.1 Influence de l'ouverture par la présence d'accès sur le plafond de la station	104
4.2 Influence du facteur $r_{global}$ . . . . .	117
4.3 Influence des pertes de charge du réseau . . . . .	128
4.4 Conclusion partielle . . . . .	145
<b>5 Application à une station du métropolitain</b>	<b>147</b>
5.1 Maquette RATP . . . . .	148
5.2 Influence de différents facteurs sur le phénomène d'effet cheminée . . . .	157

---

5.3	Définition d'un critère d'efficacité de désenfumage . . . . .	166
5.4	Influence d'une ventilation initiale sur l'effet cheminée . . . . .	169
5.5	Conclusion du chapitre . . . . .	170
<b>Conclusions et perspectives</b>		<b>173</b>
<b>Bibliographie</b>		<b>175</b>
<b>ANNEXES</b>		<b>A</b>
A.1	Code de calcul . . . . .	B
A.2	Choix du maillage . . . . .	I
A.3	Incertitude de calcul sur $r$ . . . . .	M
A.4	Présentation de la maquette RATP . . . . .	P
A.5	Fonctionnement de la LDV . . . . .	W

## Nomenclature

### Symboles latins

$c_e$	Coefficient d'entraînement	$[-]$
$cp$	Chaleur spécifique à pression constante	$[J.kg^{-1}.K^{-2}]$
$D$	Diamètre interne de la conduite du jet	$[m]$
$f$	Fréquence des tourbillons	$[s^{-1}]$
$g$	Accélération de la pesanteur	$[m.s^{-2}]$
$h$	Coefficient d'échange convectif thermique	$[W.m^{-2}.K^{-1}]$
$H$	Hauteur de la station	$[m]$
$H_0$	Hauteur des tunnels	$[m]$
$L$	Longueur caractéristique	$[m]$
$\dot{m}$	Débit massique	$[kg.s^{-1}]$
$M$	Masse molaire de l'élément	$[kg.mol^{-1}]$
$P$	Pression	$[Pa]$
$PCI$	Pouvoir calorifique inférieur	$[J.kg^{-1}]$
$\dot{q}_v$	Débit volumique	$[m^3.s^{-1}]$
$\dot{Q}$	Puissance thermique	$[W]$
$Q$	Invariant de tenseur de vitesse ( $Q = S_{ij}S_{ij} - \Omega_{ij}\Omega_{ij}$ )	$[J.kg^{-1}]$
$s$	Distance d'un point situé sur la « centerline » depuis la base du jet	$[s]$
$s_p$	Section droite de passage	$[m^2]$

---

S	Surface d'échange	$[m^2]$
t	Temps	$[s]$
T	Température	$[K]$
U	Vitesse horizontale suivant l'axe X	$[m/s]$
V	Vitesse longitudinale suivant l'axe Y	$[m/s]$
W	Vitesse verticale suivant l'axe Z	$[m/s]$
X	Axe horizontal	$[m]$
Y	Axe longitudinal	$[m]$
Z	Axe vertical	$[m]$

### Symboles grecs

$\beta$	Rapport d'ouverture du diaphragme	$[-]$
$\Delta$	Différence	$[-]$
$\epsilon$	Emissivité	$[-]$
$\lambda$	Conductivité thermique	$[W.m^{-1}.K^{-1}]$
$\mu$	Viscosité dynamique	$[kg.m^{-1}.s^{-1}]$
$\nu$	Viscosité cinématique	$[m^2.s^{-1}]$
$\rho$	Masse volumique	$[kg.m^{-3}]$
$\sigma$	Constante de Stefan-Boltzmann	$[W.m^{-2}.K^{-4}]$

### Indices

$\infty$	Conditions de l'air dans l'environnement ambiant
air	Caractéristique de l'air
butane	Caractéristique du butane
COM	Relatif à la maquette COMETH
Ex	Ecoulement d'extraction
fo	Ecoulement issu du foyer
j	Ecoulement d'injection
m	Maquette
RATP	Relatif à la maquette RATP

---

RE	Echelle 1
t	Ecoulement traversier

### Exposants

( <sup>-</sup> )	Rapport d'échelle entre les grandeurs à échelle 1 et les grandeurs à l'échelle des maquettes
( <sup>'</sup> )	Fluctuation d'une grandeur
( <sup>*</sup> )	Grandeurs normées

### Nombres adimensionnels

$\alpha$	Rapport des vitesses des écoulements injection/traversier $\frac{W_j}{U_t}$	
$\theta$	Température adimensionnelle $\frac{T-T_\infty}{T_j-T_\infty}$	[-]
$\mathbf{r}$	Rapport de quantité de mouvement $\sqrt{\frac{\rho_j W_j^2}{\rho_t U_t^2}}$	
Fr	Nombre de Froude $\frac{\rho_t U_t^2}{\Delta \rho g L}$	
$Fr_H^*$	Nombre de Froude densitométrique $\frac{Q_0^2}{\Delta \rho_H / \rho_{ext}} g H (C_s A_s)^2 \frac{\rho_0}{\rho_{ext}} \frac{\rho_0}{\rho_{s,H}}$	
J	Rapport de quantité de mouvement $J = \mathbf{r}^2$	
Re	Nombre de Reynolds $\frac{U_t L}{\mu_t}$	
St	Nombre de Strouhal $\frac{f D}{U}$	



---

## Introduction générale

**L**A SÉCURITÉ INCENDIE et les conditions d'évacuation des voyageurs font l'objet d'une attention particulière de la RATP (Régie Autonome du Transport Parisien) depuis l'incendie survenu à la station de métropolitain *Couronnes* en 1903. Depuis cet événement, l'entreprise a mis en place une politique générale en matière de sécurité incendie appuyée sur :

- une démarche de prévention et de maîtrise du risque incendie, tant dans les infrastructures que sur le matériel roulant ferroviaire,
- la pratique systématique du retour d'expérience,
- la conduite d'actions de recherche en sécurité incendie.

## Contexte de l'étude

La démarche de prévention de la RATP repose, en premier lieu, sur la maîtrise du potentiel calorifique et du comportement au feu des matériaux dans le but de limiter la puissance et la cinétique des incendies, qu'il s'agisse des infrastructures ou du matériel roulant ferroviaire. A la RATP, **le scénario dimensionnant correspond à un incendie sur le matériel roulant sur pneumatiques**, ces derniers constituant un potentiel calorifique à fumigène important. Dans les systèmes de transports guidés souterrains, les incendies peuvent avoir lieu dans deux types d'espaces différents : soit les tunnels, soit les stations. Dans chacun de ces espaces, les incendies mettent en jeu des phénomènes physiques différents qui nécessitent des stratégies de réponse distinctes et adaptées.

Le désenfumage des parties souterraines des systèmes de transports guidés, exploités par la RATP comme les stations souterraines, a pour objet d'extraire une partie des fumées et des gaz de combustion afin de maintenir praticables les cheminements destinés à l'évacuation du public [1]. La stratégie de désenfumage mise en place à la RATP

visé à assurer cet objectif et repose principalement sur l'utilisation de ventilateurs situés en tunnels entre les stations souterraines. Les principes de désenfumage (Fig. 1) mis en œuvre à la RATP pour traiter un incendie survenant dans le volume des quais d'une station souterraine consistent à :

- assurer le renouvellement d'air du volume des quais en extrayant les fumées par les ventilateurs situés en tunnels,
- mettre en dépression relative le volume des quais par rapport au reste de la station de manière à assurer la praticabilité des cheminements destinés à l'évacuation du public.

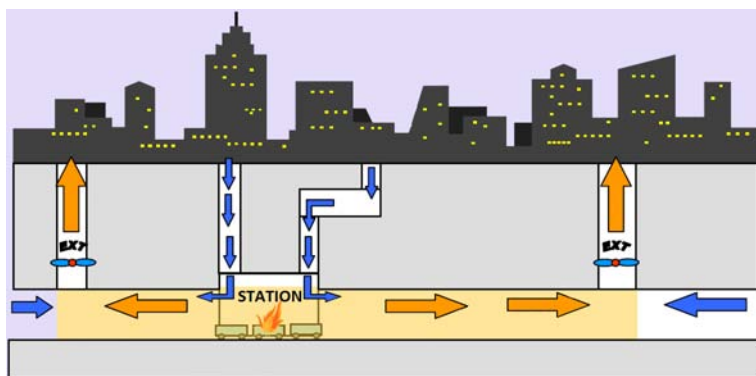


Fig. 1: Principe de désenfumage en cas de sinistre sur les quais d'une station de métropolitain (réseau pneumatique) [2].

Ces principes s'appuient sur les exigences techniques en matière de désenfumage contenues dans la réglementation incendie des gares [1], bien que cette dernière ne soit pas applicable à des infrastructures construites antérieurement à cette même réglementation. Il est à noter que ces exigences reposent essentiellement sur des objectifs de résultats et que peu d'objectifs de moyens sont spécifiés dans ce référentiel réglementaire.

Afin de satisfaire ces objectifs, la RATP utilise les ventilateurs présents sur le réseau. Ces derniers possèdent plusieurs modes de fonctionnement :

- **ventilation de confort** : les ventilateurs fonctionnent en permanence en extraction afin d'assurer le confort des voyageurs et du personnel,
- **ventilation de désenfumage** : les ventilateurs sont commandés en cas d'incendie en extraction, en insufflation ou à l'arrêt dans le but d'assurer la praticabilité des cheminements d'évacuation.

Sur les lignes à roulement sur pneumatiques, cas étudié ici, le débit d'extraction de désenfumage est généralement plus important que celui de confort.

## Approche scientifique

### Travaux en tunnel

En sécurité ferroviaire, l'événement redouté est l'incendie sur un train immobilisé en **tunnel**. La RATP a lancée depuis plusieurs années des études numériques et expérimentales sur les incendies en tunnel dont notamment deux thèses de doctorat CIFRE-RATP [3, 4] conduites au sein de l'ENSMA (Institut PPrime, département Fluide Thermique Combustion - axe Convection Optimisation Systèmes Thermique - anciennement Laboratoire d'Etudes Thermiques) sur une maquette thermique de tunnel à l'échelle 1/30<sup>ème</sup> (cf. Fig. 2).

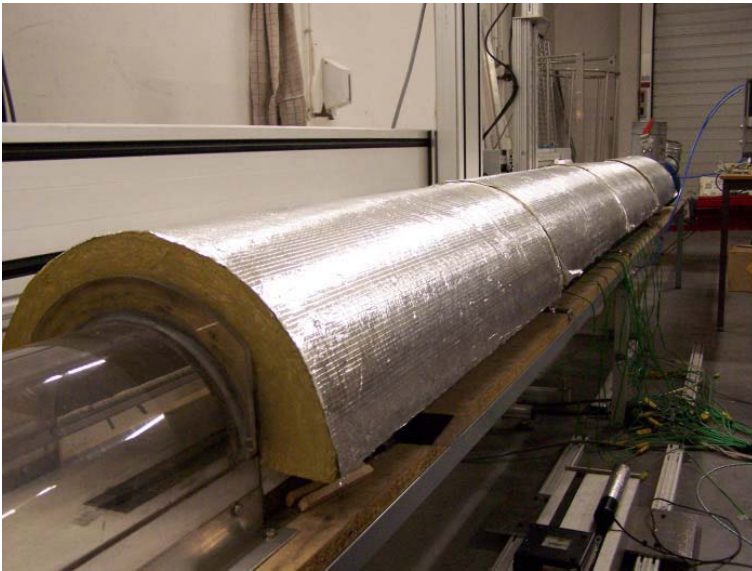


Fig. 2: Photographie de la maquette thermique de tunnel RATP [3, 4].

Ces travaux ont permis de mieux appréhender les écoulements de fumées liés à un incendie en tunnel, les interactions entre la ventilation de désenfumage et le comportement des fumées et enfin de caractériser les phénomènes à l'origine de la stratification thermique des fumées en amont et en aval du foyer [3, 4].

### Travaux en station

Après s'être consacrée au volet incendie en tunnel, la RATP a souhaité orienter ses efforts de recherche sur la problématique de l'incendie d'un train en **station**. L'incendie survenu à la station *Simplon* sur la ligne 4 en août 2005 a en effet mis en exergue certaines difficultés liées à la gestion de la ventilation et à la praticabilité des cheminements d'évacuation, comme l'illustre la figure 3 [5].



Fig. 3: Photographie de la sortie de la station Simplon lors de l'incendie de 2005.

Une première action de recherche réalisée par l'intermédiaire d'un contrat d'études en 2007 avec le laboratoire a permis de concevoir et de réaliser une maquette réaliste de station à l'échelle 1/30<sup>ème</sup> dénommée maquette RATP qui sera présentée en détail en annexe A.4. Une vue générale de principe est illustrée figure 4. Une première série de résultats [6] a permis de qualifier la maquette et fourni une idée globale du comportement des fumées au sein de la maquette dans des configurations diverses dont un exemple est présenté ici (cf. Fig. 4).

Il ressort de cette première étude que :

- la présence d'une ventilation de confort lors du départ de l'incendie est défavorable à la remontée de fumées dans les accès passagers,
- dans le cas où l'effet cheminée (§1.1.4) est en place, le débit de ventilation nécessaire afin de le contrer est élevé,
- l'analyse de la phase transitoire, après le départ de l'incendie, est trop complexe à mettre en place et n'a que peu d'intérêt direct, notamment par la non conservation de la dimension temporelle entre l'étude à échelle réduite et la réalité.

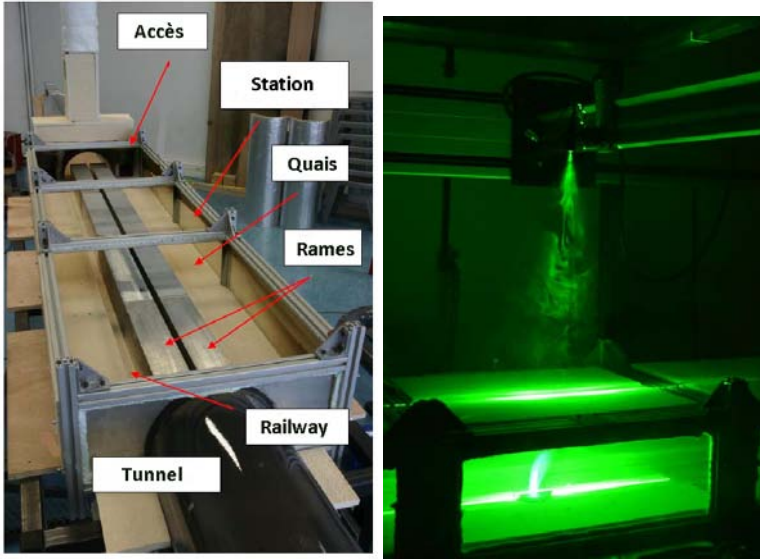


Fig. 4: Vue de la station sur la maquette RATP (a) et visualisation de l'incendie par tomographie laser (b).

La maquette RATP permet de connaître les conditions d'entrée/sortie (thermique et dynamique) des différentes ouvertures (tunnels, accès, systèmes de ventilation) et, par ce biais, d'avoir une bonne idée des déplacements d'air et de fumées globaux. Cependant, de part sa conception et sa complexité, elle ne permet pas de visualiser les écoulements internes à la station et aux accès.

## Objectifs des travaux de thèse

### Objectifs

Cette thèse a été réalisée dans le cadre d'un financement CIFRE, réunissant la RATP et l'Institut P' avec comme objectif l'amélioration des connaissances fondamentales des mouvements de fumées issues d'un feu se déclarant au sein d'une station de métropolitain. La problématique est complexe car la géométrie confinée (station) offre de nombreuses ouvertures et sorties possibles aux fumées. De plus, les protocoles de désenfumage doivent être parfaitement anticipés afin d'assurer une ventilation optimale de l'ensemble de l'infrastructure et de permettre l'évacuation en toute sécurité de l'ensemble des personnes. Ainsi, ce travail consiste à modéliser de tels mouvements à partir d'une maquette à échelle réduite, tout en reproduisant les organes principaux (station, tunnels, accès, foyer, ...) et à définir des critères permettant de préserver les itinéraires d'évacuation (accès passagers), escaliers reliant les quais (souterrain) à l'extérieur, de la propagation des fumées.

Les objectifs de l'étude sont ici :

- d'appréhender le phénomène d'effet cheminée pouvant s'établir dans un volume de station de métropolitain dans des conditions de ventilation de désenfumage et de déterminer les paramètres mis en jeu,
- de déterminer un ou des critères aérauliques permettant d'assurer la praticabilité des cheminements d'évacuation par la ventilation de désenfumage.

Sur la base des paramètres retenus comme prépondérants sur le phénomène d'effet cheminée et de la stratégie de désenfumage, l'étude doit déterminer s'il est possible de bâtir un ou plusieurs critères permettant de dimensionner une ventilation de désenfumage assurant la praticabilité des cheminements d'évacuation.

### Méthodologie de réponse

La **compréhension des phénomènes physiques** est importante pour répondre à cette problématique. Nous chercherons tout au long de ce manuscrit à décrire et à comprendre l'influence que peuvent avoir certains paramètres sur le développement et le comportement des écoulements dans la station et dans les itinéraires d'évacuation (accès passagers). Pour cela, les travaux seront basés sur le développement d'une maquette de recherche (COMETH) complémentaire à la maquette RATP et une démarche de simulation numérique associée à la maquette COMETH sera également mise en œuvre.

Ce manuscrit s'organise alors autour de cinq chapitres :

Une étude bibliographique permettra tout d'abord une brève analyse des comportements d'un incendie en milieu semi-confiné et ventilé. Puis une étude plus spécifique de la confrontation entre un écoulement chaud vertical (symbolisant le rejet des fumées issues de la combustion) et d'un écoulement froid horizontal (symbolisant le système de ventilation permettant le désenfumage) sera menée et discutée.

Dans une deuxième partie, la définition, la conception, la réalisation et la validation du banc expérimental COMETH ainsi que la métrologie associée seront présentés. Le banc expérimental est basé sur la confrontation d'un écoulement vertical chaud et d'un écoulement traversier froid.

Dans un troisième chapitre, nous procéderons à l'étude des écoulements internes à la maquette dans le cas d'une confrontation écoulement vertical chaud/écoulement traversier froid en **l'absence d'accès**. Pour ce faire, nous analyserons l'influence de la ventilation sur les écoulements internes et notamment sur l'inclinaison du jet chaud. Une étude numérique complémentaire nous permettra d'évaluer l'influence du rapport entre la hauteur de la station et la hauteur des tunnels.

Une fois ces déplacements d'air internes à la station connus pour différents écoulements traversiers, nous pourrions quantifier **l'influence des accès** (nombres et positions) dans un quatrième chapitre. Nous évaluerons également l'influence que peuvent avoir les pertes de charges du tunnel amont, sur ces écoulements internes.

Le dernier chapitre de ce manuscrit, s'appuyant sur les principaux résultats obtenus sur le maquette COMETH, a pour objectif de décrire l'influence de la ventilation sur la maquette RATP et de vérifier son efficacité. Pour cela, ce chapitre sera divisé en deux étapes :

- la première présentera le niveau de similitude sur la remontée d'air chaud et des débits de ventilation dans les accès entre les deux maquettes,
- la seconde abordera une analyse et une discussion sur la définition d'un critère de désenfumage.

Enfin, les principaux éléments de réponse apportés par ces travaux et quelques perspectives intéressantes qu'ils engendrent seront proposés.





## Revue bibliographique et positionnement du problème

### Sommaire

<b>1.1</b>	<b>Problématique d'incendie en station</b>	<b>10</b>
1.1.1	Le foyer	10
1.1.2	Le confinement	11
1.1.3	La ventilation	13
1.1.4	L'effet thermosiphon	13
1.1.5	Bilan bibliographique	15
<b>1.2</b>	<b>Jet dans un écoulement traversier</b>	<b>16</b>
1.2.1	Généralités	16
1.2.2	Aspects stationnaires	18
1.2.3	Aspects instationnaires	22
<b>1.3</b>	<b>Synthèse et stratégie envisagée</b>	<b>26</b>

*Une première étape consiste à poser la problématique des incendies en milieu semi-confiné et ventilé en se focalisant notamment sur l'aspect de la propagation des fumées. Ceci conduit plus particulièrement à s'intéresser aux écoulements mixtes au sein desquels à la fois les forces gravitationnelles et convectives interviennent. L'aspect de modélisation à échelle réduite de ces mécanismes sera également souligné. Dans un second temps une présentation plus spécifique, centrée sur la confrontation d'un écoulement chaud vertical et d'un écoulement froid traversier sera effectuée.*

SÉCURISER LES passagers voyageant au sein des stations de métropolitain est au cœur de l'approche « *désenfumage* » à la RATP. Sauvegarder les itinéraires d'évacuation passant les accès est donc primordial pour atteindre cet objectif. Pour assurer cette charge, il est alors important de connaître les éléments pouvant influencer sur les écoulements de fumées et d'air chaud issus de la source (en cas d'incendie) au sein de la station, des tunnels et des accès. Pour cela, une étude bibliographique de ces problématiques a été menée.

## 1.1 Problématique d'incendie en station

La problématique d'un incendie en station fait depuis une dizaine d'année l'objet d'une attention toute particulière et ce par l'ensemble des partenaires intervenants (pouvoirs publics, industriels, exploitants, universitaires) et schématiquement les études sur le développement d'un incendie en station reposent sur les points suivants :

1. le foyer, c'est-à-dire la source de l'incendie,
2. le confinement, c'est-à-dire l'environnement physique et les conditions aux limites géométriques dans lesquels se développe l'incendie,
3. la ventilation, qui peut être soit naturelle ou le plus souvent forcée par un système mécanique,
4. l'effet thermosiphon, c'est-à-dire la potentialité qu'a l'écoulement à se développer dans les conduites (accès passagers).

Un état de l'art sur ces quatre points principaux est alors proposé.

### 1.1.1 Le foyer

Il est possible d'observer à travers la littérature scientifique, abondante sur ce sujet, que pour modéliser un incendie, il existe de nombreux systèmes se déclinant en deux catégories majeures : ceux basés sur une approche avec combustion, représentatives de la réalité mais produisant de nombreuses suies et des températures très élevées et ceux issus d'une approche sans combustion, négligeant les aspects réactionnels et radiatifs d'une flamme mais permettant une approche simplifiée.

L'une des modélisations les plus utilisées dans le domaine de la combustion est la piscine de combustible liquide. De tels dispositifs sont souvent pris comme sources car la taille, le volume et surtout les caractéristiques du combustible sont assez bien connus. Par exemple, BLANCHARD *et al.* [7] mettent en évidence des échanges radiatifs entre le foyer et les parois en fonction de la vitesse critique, grâce à une piscine d'heptane représentant, suivant la similitude de **Froude**, une puissance dégagée de 256 kW. INGASON & LI [8] utilisent le bois pour simuler un incendie de camions en tunnel (basé sur le nombre de **Froude**). Les avantages de ce combustible est qu'il est peu coûteux et facile à mettre en œuvre, mais la maîtrise d'un tel matériau est compliquée, notamment de part la teneur en humidité du bois qui peut influencer sur la combustion. DEBERTEIX [3] met en fonctionnement un brûleur au butane d'une puissance de 1,4 kW dans un tunnel

permettant d'observer dynamiquement et thermiquement la présence d'une couche de fumée en amont du foyer, dite « couche de retour » pour en extraire une vitesse critique nécessaire à contrer cet écoulement à la paroi.

La représentation d'un foyer a également été simulée en simplifiant le problème et en s'affranchissant des mécanismes de combustion. Par exemple, VAUQUELIN [9] a traité expérimentalement la problématique des incendies par le biais des différences de masse volumique entre le milieu chaud et léger (panaches issus du feu simulé par un jet d'hélium) et le milieu ambiant froid et lourd (air). RUSCH *et al.* [10] ont eu recours à un jet d'air chaud afin de s'affranchir du « feu » et de produire des essais en milieu « propre ». Dans ce cas, le foyer est représenté par une vitesse d'injection caractéristique et une température de fluide chaud. Si l'aspect « combustion » n'existe pas au sens propre, le jet chaud représente le développement du feu à travers deux paramètres : la vitesse initiale et la différence de densité entre l'air chaud et l'air ambiant. Enfin, les incendies peuvent être simulés aussi par un panache thermique, source chaude entraînant un écoulement de convection naturelle pure, comme le montre par exemple MAHMOUD *et al.* [11]. Dans ce cas, aucune réaction de combustion n'est considérée, mais cette méthode permet d'envisager une approche thermique permettant de caractériser la diffusion de la chaleur et d'identifier les mécanismes physiques mis en jeu lors des confrontations des écoulements chaud et froid.

Soulignons également que la plupart des études d'incendie effectuées à échelle réduite basent leur approche sur la similitude de **Froude**. Si la modélisation du foyer s'effectuant à partir d'une réaction de combustion (brûleur, bois ou combustible liquide) offre des conditions très proches d'un incendie, de nombreux inconvénients limitent l'analyse soit à cause de la production de suies, soit à cause des températures très élevées du feu (supérieures à 1000 °C). Ces inconvénients réduisent l'utilisation des techniques de métrologie laser limitant ainsi les investigations expérimentales. En parallèle, les systèmes sans combustion (jet chaud, panache, fluide à faible densité) ne permettent pas d'être reproductible de l'échelle 1 en température mais assurent une prospection facilitée de l'écoulement et offrent une véritable opportunité pour identifier les mécanismes physiques mis en jeu.

### 1.1.2 Le confinement

Un second paramètre concernant la présente étude est le confinement de l'incendie. Un foyer est dit « **confiné** » si sa taille est suffisamment grande par rapport à celle du local le contenant ou si sa puissance rapportée au volume d'étude est importante. Si une ouverture ou plusieurs sont présentes dans le local, on parle alors de « semi-confinement ».

Dans la suite de ce paragraphe, seuls les exemples semi-confinés et surtout non ventilés sont étudiés. Par une approche expérimentale, NAFFOUTI *et al.* [12] utilisent une source chaude maintenue à 300 °C entre deux parois verticales pour montrer que le confinement du panache tend à détruire les grosses structures tourbillonnaires pour en créer de plus petites. ICHIMIYA & ABE [13] ont recours à l'approche numérique pour mettre

en avant l'évolution du flux impactant un plafond en fonction du rapport de taille hauteur/largeur de la veine lorsqu'une source chaude est maintenue dans une huile de silicone. LUCCHESI [14], lors de ses travaux de thèse, montre le déversement d'un panache thermique depuis la pièce source vers une pièce adjacente, en mettant en évidence les épaisseurs de fumée et la longueur d'impact avec une bonne corrélation entre les cas « froid » (fluide à faible densité) et « chaud » (piscine de combustible). Enfin, l'étude expérimentale de NGONDIEP [15] repose sur le développement d'un jet chaud dans une pièce munie d'une ouverture basse et d'une ouverture haute. Il observe que le comportement de l'écoulement interne se développe selon 3 régimes différents, fonction du nombre de **Froude** modifié ( $Fr^*$ ) : a) pour  $Fr^* < 2$ , des déplacements d'air de bas en haut s'effectuent (Fig. 1.1(a)) ; b) pour  $Fr^* = 2$ , les entrées et sorties d'air interviennent par la partie basse de la pièce (Fig. 1.1(b)) et c) enfin pour  $Fr^* > 2$ , un blocage des entrées-sorties et une recirculation interne du jet chaud sont identifiés dans la pièce (Fig. 1.1(c)).

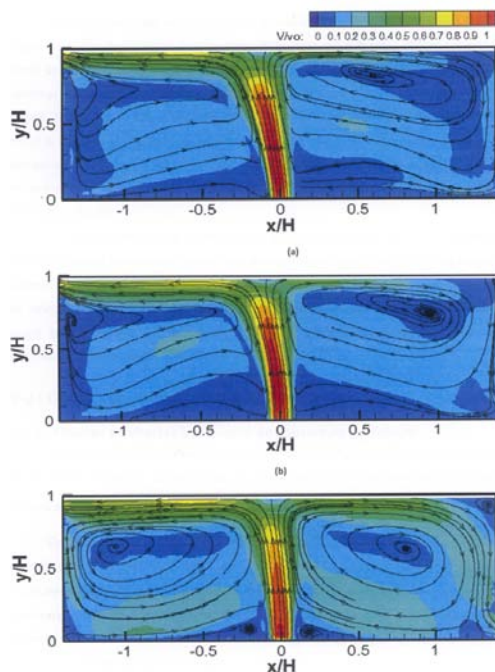


Fig. 1.1: Champs de vitesse verticale dans le plan médian pour les 3 modes de fonctionnement définis par NGONDIEP [15].

Dans un milieu confiné ou semi-confiné, l'absence d'écoulement secondaire (ventilation par exemple) augmente le risque de stratification et de dommages appliqués au milieu. Ces cas sont souvent étudiés dans le cadre de la « sécurité incendie », notamment en ce qui concerne les bâtiments, afin d'étudier la propagation des fumées dans les pièces attenantes à la pièce source, soit à travers les ouvertures, soit par les conduits de ventilation ou les conduits d'extraction... L'ensemble des études effectuées sur cette problématique souligne la très grande complexité du confinement piloté par la présence de

stratification. Cette dernière est par ailleurs très sensible à tout mouvement d'air induit par les mélanges entre air chaud et air froid.

### 1.1.3 La ventilation

Les travaux portant sur un milieu semi-confiné et ventilé de manière forcée concernent majoritairement les cas typiques des tunnels. YUCEL *et al.* [16] utilisent une piscine d'alcool de 2,3 kW de puissance. Le feu se développe dans un local central possédant un tunnel de chaque côté. L'étude porte sur l'évolution de la température dans le local en fonction de la vitesse de l'écoulement lors d'essais de courte durée (de l'ordre de 4 minutes environ). Les résultats expérimentaux ont alors été comparés à des modèles théoriques.

D'autre part, RECKER *et al.* [17] se servent d'un jet d'air à température ambiante dans un écoulement traversier de même température afin de rechercher la ligne centrale du jet et d'étudier le développement des tourbillons contra-rotatifs 3D afin de valider un code de calcul, servant à l'optimisation de « Micromix » (combustion par hydrogène). BLAISE [18] a mis au point une approche expérimentale basée sur une source chaude de forme et de gradients de température divers, soumise à un écoulement vertical. Un changement d'axe ou d'inclinaison du panache en fonction de la source et du débit d'air vertical est observé, ces travaux permettant d'identifier notamment les vitesses et les températures maximales ainsi que le point source virtuel du foyer.

Les travaux de recherche relatifs à l'étude de la ventilation s'efforcent de caractériser des vitesses critiques et des vitesses limites de ventilation afin d'éviter, d'une part, le développement des couches de retour et d'autre part, la création et le développement d'écoulements secondaires... Ces deux phénomènes sont typiquement identifiables dans le cas d'incendies en tunnel ou bien encore dans le cas d'un écoulement de jet chaud balayé par un écoulement traversier désigné par l'acronyme anglophone JICF pour « *Jet In Cross Flow* ». Ainsi, au regard de ces études, des paramètres de sécurité ont pu être définis pour les incendies en tunnel comme la vitesse critique, la hauteur de stratification voire encore la longueur de la couche de retour...

### 1.1.4 L'effet thermosiphon

Le thermosiphon est un circuit aéraulique de transport convectif de chaleur dans lequel s'établit un écoulement naturel sous l'effet des forces d'Archimède dues aux variations de masse volumique du fluide. Le mouvement ascendant d'une particule d'air à masse volumique plus faible que l'air l'entourant est appelé flottabilité. Ces forces génératrices de mouvement sont, en général, localisées dans une partie du circuit aéraulique. Qu'il soit vertical ou incliné, son fonctionnement reste encore mal connu dans ses principes mais les applications notamment dans le bâtiment, les énergies renouvelables ou encore les incendies, lui confèrent un certain regain d'intérêt. Bien que normalement appliqué uniquement pour des régimes de convection naturelle pure où seule la paroi du conduit est chauffée, cette terminologie est aussi utilisée sous l'appellation « *tirage thermique* » ou encore effet cheminée, lorsqu'une source chaude entraîne des mouvements

d'air « chaud » dans des conduits verticaux, amenant possiblement un échauffement des parois et pouvant amplifier les écoulements. Cet effet est piloté par une **différence de masse volumique de l'air**, entraînant alors une différentielle de pression pouvant s'écrire sous la forme :  $\Delta P = C^{ste} P_{\infty} H \left( \frac{1}{T_{froid}} - \frac{1}{T_{chaud}} \right)$ .

Par exemple, ZINOUBI *et al.* [19] ont développé une approche expérimentale basée sur une source chauffée à 300 °C entourée par un cylindre. Ils étudient alors les profils de vitesse et de température à la sortie du cylindre en fonction de la hauteur de celui-ci et de la distance le séparant de la source chaude. Les résultats montrent une grande sensibilité aux deux paramètres précédents et sont applicables à la dissipation des polluants à la sortie des cheminées industrielles.

CHOW [20], quant à lui, utilise une piscine de combustible dans une pièce source se déversant dans un canal en verre. L'approche expérimentale utilisée permet de rechercher l'écartement optimal entre une paroi de la pièce et la paroi externe d'un immeuble (« double peau » des immeubles modernes) afin d'avoir un gain d'espace et des températures minimales sur les faces en verre. L'application concerne la sécurité incendie en bâtiment tertiaire ou en immeuble collectif.

Les travaux numérique de CHEN *et al.* [21] sont les plus proches de la présente étude. En effet, la source de chaleur est représentée par une source fictive de 5 MW avec dégagement de particules dans un tunnel horizontal muni de deux conduits d'évacuation verticaux placés à chaque extrémité dont la section peut varier. L'observation du déplacement des particules dans l'enceinte en fonction de la position du foyer et des sections des canaux est étudiée (Fig. 1.2). Les fumées s'évacuent naturellement toujours par l'orifice (conduite verticale) le plus proche du foyer ce qui se traduit par une notion de distance minimale. Dans le cas d'une position centrale du foyer, les fumées s'évacuent par l'orifice (conduite verticale) le plus étroit ce qui sous entend que le fluide migre là où les pertes de charges sont minimales.

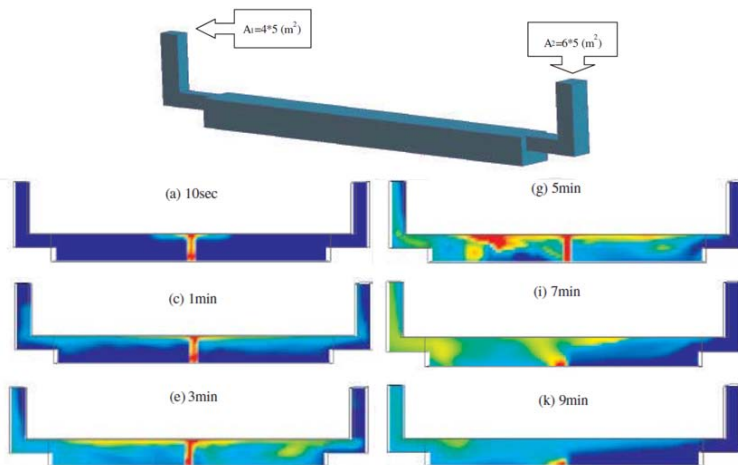


Fig. 1.2: Déplacement des fumées en fonction du temps dans le volume de simulation numérique pour des section d'accès de 4x5 m<sup>2</sup> et 6x5 m<sup>2</sup> d'après CHEN *et al.* [21].

L'étude des thermosiphons est souvent associée à la sécurité incendie dans les bâtiments. CHEN *et al.* [21] présentent en effet une source chaude, un milieu semi-confiné et la présence de conduits d'évacuation verticaux. Cette étude montre la sensibilité de l'évacuation des fumées à la position du foyer dans le volume semi-confiné, à la distance foyer/conduits d'évacuation, à la taille de ces évacuations ou encore à l'effet de « tirage thermique » entre les conduits : lorsque la fumée est évacuée naturellement par l'un des deux conduits, il y a alors un tirage forçant l'air frais à pénétrer dans le second conduit.

### 1.1.5 Bilan bibliographique

Cette étude bibliographique non exhaustive a permis d'identifier assez peu de travaux relatifs à la configuration envisagée, notamment dans un cas où la convection naturelle et la flottabilité des gaz chauds ne sont pas les seuls effets physiques mis en jeu. En effet, et sauf erreur de notre part, il n'existe pas dans la littérature d'étude regroupant à la fois un foyer se développant dans un environnement semi-confiné, soumis à une ventilation dédiée et en présence potentiellement d'effet thermosiphon. En se basant sur les démarches précédemment soulignées, force est de constater que la plupart des études sont expérimentales à échelle réduite, par similitude de **Froude** comme par exemple dans les travaux de désenfumage dans les tunnels (DEBERTEIX [3] ou GAILLOT [4]). De plus, elles n'intègrent pas l'ensemble des mécanismes pris séparément, sans doute en raison de leur complexité dans leur couplage éventuel. Par exemple, les travaux de NGONDIEP [15] ont abordé les écoulements caractéristiques d'un incendie se développant en milieu semi-confiné et les effets potentiels de la ventilation naturelle, sans conduits d'évacuations.

En définitive, l'étude bibliographique montre que peu d'études soit expérimentales, soit numérique, abordent cette problématique complexe du développement aéraulique et thermique en milieu semi-confiné. Pour des raisons de simplification et par choix volontaire d'approche thermique, l'incendie sera simulé dans nos travaux fondamentaux (§2 à 4) par un **jet chaud**, choix conforté par l'étude précédente. Le développement de l'incendie se manifestera donc par le développement du jet chaud en milieu semi-confiné, c'est à dire dans un milieu géométriquement limité (station). Diverses ouvertures (accès et tunnels) seront présents. Enfin, l'opportunité d'analyse de la ventilation sera faite soit par voie naturelle (effet cheminée), soit par voie forcée (ventilation mécanique). Ainsi, l'étude bibliographique permet de justifier le choix des paramètres retenus pour simuler un incendie dans une station de métropolitain, comme l'illustre la figure 1.3.

Finalement, la présente étude repose sur l'analyse du développement d'une source chaude en milieu semi-confiné, dont il est nécessaire d'analyser le comportement lorsqu'il est soumis à une ventilation forcée. C'est la raison pour laquelle la seconde partie de ce chapitre aborde plus particulièrement la confrontation d'un jet chaud soumis à un écoulement traversier froid en espace libre comme en espace confiné.



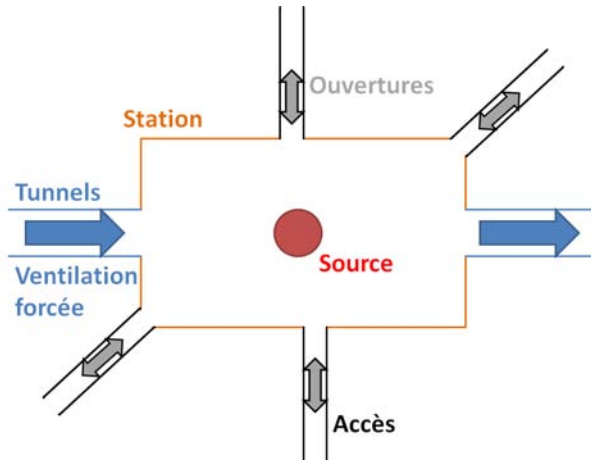


Fig. 1.3: Schéma de principe de l'étude fondamentale.

## 1.2 Jet dans un écoulement traversier

### 1.2.1 Généralités

La confrontation entre deux écoulements perpendiculaires, dénommée Jet In Cross Flow (JICF), est une thématique largement étudiée depuis les années 1970, avec de nombreuses applications comme la dispersion des fumées à la sortie des cheminées industrielles (SAID *et al.* [22]), la décharge des eaux usées dans l'océan (MORTON & IBBETSON [23]), l'injection de fuel dans les moteurs (SCHLÜTER & SCHÖNFELD [24]) ou encore le principe du film-cooling pour le refroidissement (LALIZEL *et al.* [25]) et la protection des parois dans les réacteurs lors de la combustion. C'est donc la relation entre un jet et un écoulement traversier à deux masses volumiques différentes (ou non) qui est caractérisée, comme le montre la figure 1.4.

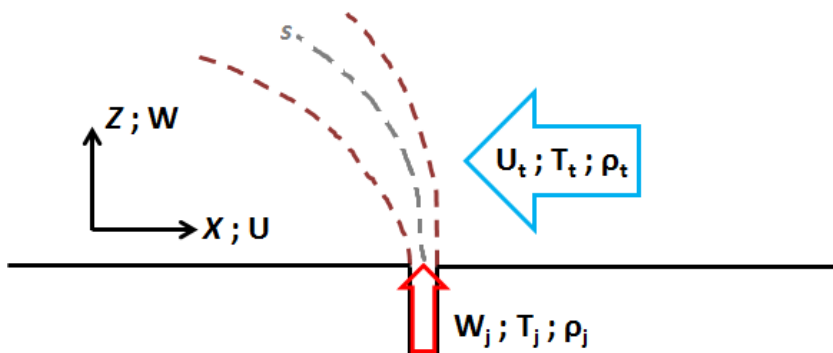


Fig. 1.4: Illustration du Jet In Cross FLOW - issue de la publication de CAMBONIE *et al.* [26].

où,  $U_t$  et  $W_j$  représentent respectivement la vitesse horizontale de l'écoulement traversier et la vitesse verticale du jet ;  $T_t$  et  $T_j$  les températures des écoulements ;  $\rho_t$  et  $\rho_j$  leurs masses volumiques. L'axe suivant la ligne de description du jet, par rapport au centre du jet  $[0; 0]$ , est classiquement notée «  $s$  » présenté §1.2.2.

Que ce soit par approche numérique ou expérimentale, la littérature regorge de publications sur cette thématique. Beaucoup de ramifications ont été apportées au cas classique du jet chaud vertical dans un écoulement froid horizontal, comme par exemple le fait de confiner le jet par un « plafond », de changer l'angle d'injection (KOLLA *et al.* [27]), le nombre de MACH des écoulements (KAWAI & LELE [28]), le nombre d'injecteurs (HOLDEMAN *et al.* [29]), la nature des écoulements (CLERX *et al.* [30]), la présence d'obstacles (RUNDSTRÖM & MOSHFEGH [31])... Afin de traiter des configurations proches de celles attendues dans l'écoulement à étudier, seules les études concernant le JICF avec un jet vertical unique seront étudiées.

Afin de pouvoir comparer les différentes études réalisées sur ce sujet, l'utilisation de plusieurs nombres adimensionnels, mis en place au cours des décennies précédentes, a été privilégiée. Ces nombres sont principalement :

- le rapport des vitesses entre le jet et l'écoulement principal «  $\alpha$  » également noté  $V_R$  dans la littérature :

$$\alpha = \frac{W_j}{U_t} \quad (1.1)$$

- le rapport des densités de flux de quantités de mouvement volumique «  $J$  » ou  $C_R$  :

$$J = \frac{\rho_j}{\rho_t} \left[ \frac{W_j}{U_t} \right]^2 \quad (1.2)$$

- plus récemment, c'est le facteur  $r$  qui est le plus utilisé :

$$r = \sqrt{\frac{\rho_j}{\rho_t} \left[ \frac{W_j}{U_t} \right]^2} = \sqrt{J} \quad (1.3)$$

A noter que si les écoulements traversier et d'injection sont à la même température, les trois grandeurs identifiées ( $\alpha$ ,  $J$  et  $r$ ) sont identiques.

Il est facile de comprendre que pour des rapports  $\rho_j/\rho_t$  équivalents, c'est le rapport de vitesses  $W_j/U_t$  qui pilote le facteur. Il est alors naturel d'observer que plus le facteur  $r$  est grand ( $W_j > U_t$  à densité équivalente), plus le jet pénètre loin dans l'écoulement traversier comme le souligne ANDREOPOULOS [32].

Il est donc nécessaire d'approfondir les études dédiées aux écoulements de jet soumis à un écoulement traversier et notamment en soulignant l'influence de certains paramètres afin de mieux approfondir l'organisation potentielle des écoulements résultants, comme :

1. les conditions aux limites des deux écoulements,
2. la hauteur sous plafond,
3. les structures tourbillonnaires.

Deux approches sont donc possibles et surtout complémentaires. Dans un premier temps, l'aspect stationnaire sera souligné. Il permet d'observer l'inclinaison du jet en fonction des différents paramètres caractéristiques. Dans un second temps, les aspects instationnaires seront présentés notamment par le biais de la topologie des structures tourbillonnaires mises en jeu.

### 1.2.2 Aspects stationnaires

Les JICF sont généralement caractérisés dans une première approche par leurs trajectoires (cf. Fig. 1.5). Ces dernières, directement liées au facteur  $r$  les caractérisant, servent notamment :

- à décrire l'inclinaison du jet dans l'écoulement traversier,
- à définir l'expansion du jet par la description de ses frontières amont et aval (lignes OD et OE - Fig. 1.5).

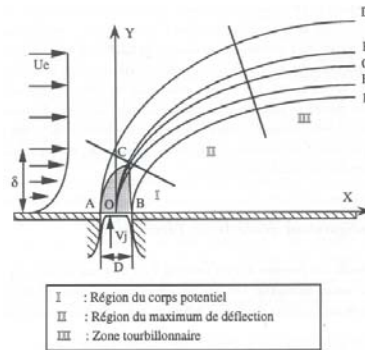


Fig. 1.5: Illustration des frontières du jet et des différents axes le caractérisant par BRIZZI [33].

L'axe du jet peut revêtir quatre définitions différentes : soit il correspond à la ligne passant par les vitesses maximales (ligne OF), soit par le traceur maximum (température ou concentration - ligne OH), soit par les maximales de vorticité (CVP) ou encore la ligne passant par le centre des lignes amont et aval (ligne OG).

Il est généralement admis que les lignes décrites par les structures tourbillonnaires et celles suivant les maxima thermiques se confondent, comme le rappelle par ailleurs MARGASON [34] lors de sa revue bibliographique en 1993 dans le cas où la température du jet est différente de celle de l'écoulement principal. La ligne de vitesse maximale est généralement différente des autres déflexions. Elle s'en trouve décalée vers le haut par rapport aux autres définitions (cf. Fig. 1.6).

En fait, à partir de la compilation des résultats sur le positionnement de l'axe du jet, des approches analytiques ont été proposées pour le définir et les formes les plus souvent utilisées sont celles présentées par les équations 1.4 et 1.5 :

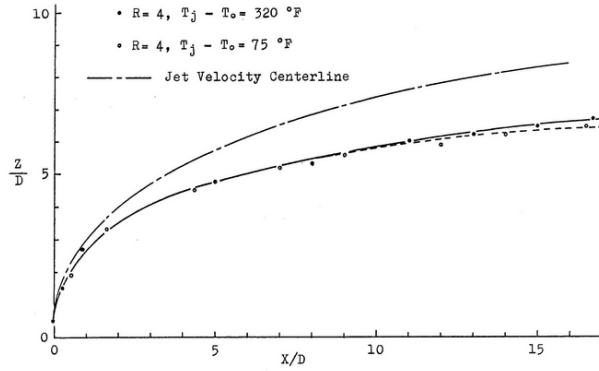


Fig. 1.6: Profils de vitesse et de température pour deux valeurs du facteur  $r$  différentes d'après KAMOTANI & GREBER [35].

– par le rapport  $X/D$

$$\frac{Z}{D} = \alpha r^\beta \left( \frac{X}{D} \right)^\gamma \quad (1.4)$$

– par le rapport  $X/rD$

$$\frac{Z}{rD} = A \left( \frac{X}{rD} \right)^B \quad (1.5)$$

Sous ces formes analytiques, chaque auteur a proposé son jeu de paramètres optimisés (cf. Tab. 1.1.) et une multitude de corrélations existent, MARGASON de 1993 [34] donnant notamment plus de détails.

Auteurs	Jeu de paramètres	Grandeur	Année
KAMOTANI & [35]	$\alpha = 0,89 ; \beta = 0,94 ; \gamma = 0,36$	Vitesse	1972
GREBER [35]	$\alpha = 0,89 ; \beta = 0,94 ; \gamma = 0,36$	Vitesse	1972
PATRICK [36]	$\alpha = 1 ; \beta = 0,85 ; \gamma = 0,38$	Concentration	1967
FEARN & WESTON [37]	$\alpha = 0,347 ; \beta = 1,127 ; \gamma = 0,429$	CVP	1974
PRATTE & BAINES [38]	$A = 2,05 ; B = 0,28$	Concentration	1967
MARGASON [34]	$1,2 < A < 2,6 ; 0,28 < B < 0,34$		1993
HASSELBRINK & MUNGAL [39]	$A = (2/c_{ej})^{0,5} ; B = 0,5$ (champ proche) $A = (3/c_{ej})^{1/3} ; B = 1/3$ (champ lointain) $c_{ej}$ , le coefficient d'entraînement $= 0,32$ , d'après RICOU & SPALDING [40]	Centre	2001

Tab. 1.1: Présentation non exhaustive des équations des positions centrales du jet dans la littérature.

L'inclinaison du jet et la caractérisation des lignes caractéristiques dépendent en grande partie du rapport  $r$  entre le jet et l'écoulement traversier, mais également de divers paramètres propres à chaque expérience, comme la forme de l'injecteur, le profil de vitesse d'injection, la hauteur de la couche limite, ...

Le premier point, permettant de caractériser le jet et ayant une importance non négligeable sur son comportement dans l'écoulement dans la partie proche de la sortie, est la forme de l'injecteur. HAVEN & KUROSAKA [41] montrent notamment que le rapport d'aspect (taille de l'orifice dans le sens de l'écoulement sur l'autre dimension) joue un rôle important sur la distance entre les tourbillons contra-rotatifs, indiquant ainsi que plus le rapport d'aspect est faible (orifice plus long que large dans le sens de l'écoulement), plus le jet pénètre l'écoulement traversier.

Le développement du jet dans la première région appelée « zone potentielle » dépend uniquement de l'injection. L'écoulement traversier n'a que peu d'influence car la vitesse du jet est très proche de celle de l'injection ( $W_j$ ) et la température  $y$  est à son maximum. Cette zone a une taille variable dépendant bien évidemment du facteur  $r$  mais également du profil d'injection de l'air chaud. En effet, plusieurs études ont montré que le profil d'injection (parabolique ou carré) dans l'écoulement traversier a un impact direct sur l'évolution et la pénétration du jet dans l'écoulement principal. Lors de leurs travaux dans de l'eau, NEW *et al.* [42] ont mis en évidence que la pénétration du jet dans l'écoulement est plus importante lorsque le profil est de type parabolique que lorsqu'il est de type carré.

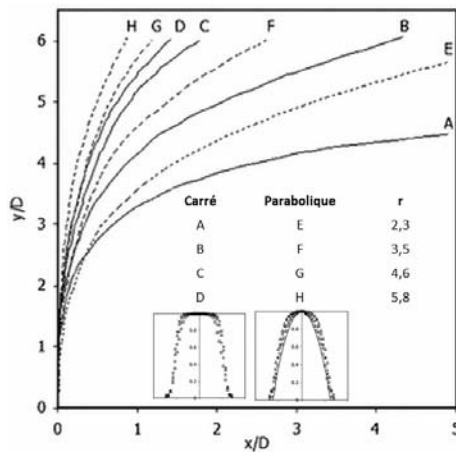


Fig. 1.7: Lignes caractéristiques issues de tests en eau avec une injection parabolique (pointillée) et carrée (trait plein) pour 4 valeurs du facteur  $r$  différents NEW *et al.* [42].

MUPPIDI *et al.* [43, 44] ont également travaillé sur ce sujet. La trajectoire de la ligne centrale (jet/traversier) est fortement dépendante de la forme du profil du jet et des conditions initiales de l'écoulement traversier. Effectivement, ils observent qu'un jet avec un profil parabolique pénètre plus facilement dans l'écoulement traversier (relevant la trajectoire) qu'un jet avec un profil plat (pour des facteurs  $r$  et des couches limites de l'écoulement traversier identiques). Parallèlement, pour des jets identiques à valeurs de

$r$  données, le jet évolue plus facilement lorsque la couche limite est grande que lorsque celle-ci est fine. En se basant sur les travaux de SU & MUNGAL [45] où le rapport de quantité de mouvement  $r$  est égal à 5,7 pour des nombres de **Reynolds** de jet d'environ 5000, MUPPIDI *et al.* [44] ont cherché à valider leur approche numérique. En plus d'avoir trouvé une bonne ressemblance entre l'expérience et la simulation numérique, ils ont pu mettre en évidence l'influence des paramètres de la turbulence [45] et l'énergie cinétique de turbulence qui subit une très forte variation aux abords du jet. En effet, l'énergie de turbulence augmente jusqu'à une hauteur équivalente à 4 fois le diamètre ( $4D$ ), diminue alors rapidement (vers  $8D$ ) puis se stabilise en s'éloignant de la sortie.

Bien que la majorité des études a lieu dans un environnement semi-infini ou sans interaction avec éventuellement la présence d'un plafond, KAMOTANI & GREBER [35] ont montré que la présence d'un plafond, pour un facteur  $r$  donné, limite le développement du jet. Dès lors qu'il n'y a pas d'interaction possible entre le plafond et le jet, la hauteur  $H/D$  n'a aucune influence sur l'axe du jet. Par exemple, pour  $r = 2,83$  ( $J = 8$ ), quelle que soit la valeur prise par le rapport  $H/D$  ( $\rightarrow \infty$ , 16 ou 12) dans leur étude, le positionnement du jet est strictement identique. Pour des valeurs plus faibles,  $H/D = 8$ , une légère déviation est observée (cf. Fig. 1.8).

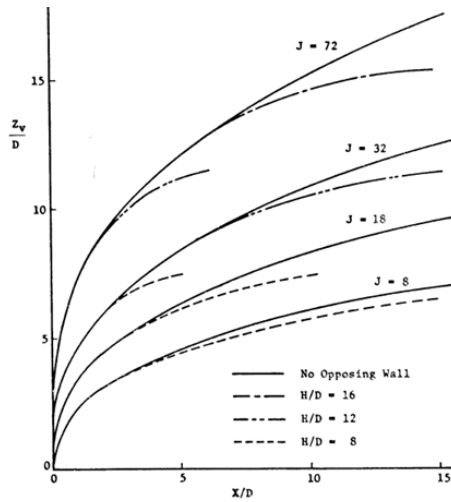


Fig. 1.8: Evolution spatiale du centre du jet défini par les vitesses - pour 4 valeurs du facteur  $J$  différents et pour 4 rapports  $H/D$ , d'après KAMOTANI & GREBER[46].

D'ailleurs, peu d'études se sont intéressées au jet impactant une paroi en présence d'un écoulement traversier. Sans écoulement traversier, au contraire, un nombre conséquent d'études a été mené sur l'impact de jet dans un environnement ouvert et stable dont ROUX [47], notamment pour identifier l'amplification des échanges thermiques ayant lieu à la paroi et assurer par la même un meilleur refroidissement de cette dernière.

### 1.2.3 Aspects instationnaires

Le JICF est par nature un mécanisme de confrontation aéraulique extrêmement tri-dimensionnel. De cette complexité se dégage un comportement purement instationnaire au sein duquel 4 types de structures tourbillonnaires peuvent être identifiées :

- tourbillons en fer à cheval (I),
- tourbillons de couche de cisaillement (II),
- paire de tourbillons contra-rotatifs (III),
- tourbillons de sillage (IV).

Ces structures, schématiquement présentées Fig. 1.9 (d’après FRIC & ROSHKO [48]), seront par la suite détaillées.

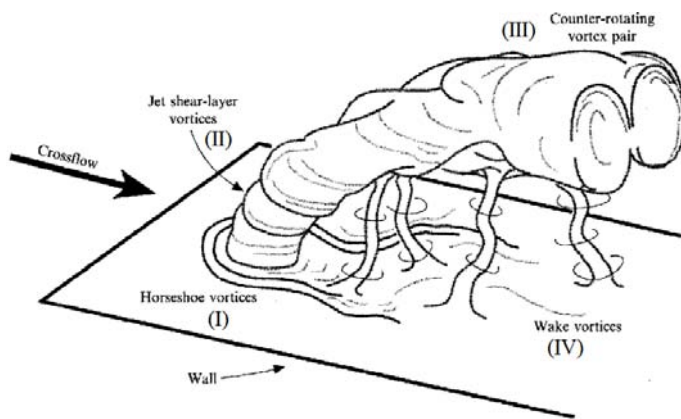


Fig. 1.9: Structures tourbillonnaires types d'un JICF. Schéma d'après FRIC & ROSHKO [48].

#### STRUCTURES EN FER A CHEVAL

Les tourbillons dits « fer à cheval » ou « Horseshoe vortices » sont issus de l'interaction entre la couche limite de l'écoulement transversal et le jet. Basés en amont du jet et en proche paroi, ces tourbillons sont similaires aux tourbillons rencontrés lors de l'étude d'un écoulement à l'arrière d'un cylindre perpendiculaire à l'écoulement principal. Lors de l'étude des fréquences tourbillonnaires caractérisées par un nombre de **Strouhal** (**St**), KELSO & SMITS [49] donnent, pour des valeurs du facteur  $r$  allant de 2 à 6, la trajectoire des tourbillons en fer à cheval ainsi qu'une description de la formation de ces derniers. La formation de ces mécanismes est par ailleurs similaire à celle décrite par ANDREPOULOS & RODI [32]. Plus récemment, SAU *et al.* [50] étudient le phénomène de fer à cheval pour un facteur  $r = 2,5$  sortant d'une buse carrée. A l'aide de calculs numériques, il a été démontré que les particules participant au tourbillon en fer à cheval sont recyclées par la suite, soit dans les vortex de sillages (IV), soit dans les CVP (*Counter Vortex Paire* - III).

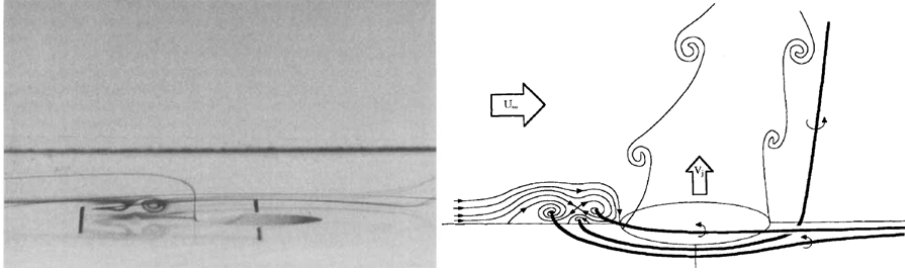


Fig. 1.10: Structures tourbillonnaires des fers à cheval issues des travaux de KELSO & SMITS [49].

### COUCHE CISAILLÉE - COUCHE DE MÉLANGE

La couche de cisaillement dans les JICF est initialement présente sur le profil amont du jet. Elle prend son origine à la base de la confrontation, là où les vecteurs vitesses du jet et ceux de l'écoulement traversier sont différents. Il s'en dégage alors de petites structures tourbillonnaires de type Kelvin-Helmholtz, semblables à celles mises en jeu au sein d'un jet libre, qui grandissent au fur et à mesure de leur remontée le long de la ligne amont du jet, visibles seulement sur les champs instantanés.

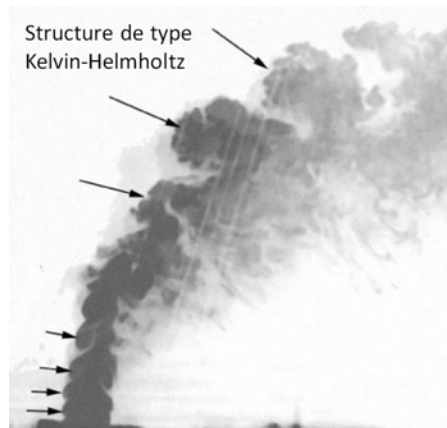


Fig. 1.11: Structures tourbillonnaires des couches de mélanges d'après RIVERO [51].

Lors de l'étude d'un jet turbulent dans un écoulement turbulent (nombre de **Reynolds** traversier basé sur le diamètre du jet de 6600, avec un rapport de vitesse de 3,8), RIVERO [51] montre bien l'évolution des tourbillons le long de la ligne amont du jet. Il est visible sur la figure 1.11 [51] que les tourbillons grossissent et que la distance les séparant augmente lors de leur élévation. Parallèlement, MEGERIAN *et al.* [52] montrent que la fréquence des tourbillons ( $St$ ) diminue lorsque le facteur  $r$  augmente de 4 à  $\infty$ ,



que le nombre de **Reynolds** du jet soit de 2000 ou 3000. KELSO & SMITS [49] donnent une estimation du nombre de **Strouhal** basé sur l'écoulement principal  $St$  de 0,65 pour un rapport  $r = 2$  et une fréquence caractéristique de 7,1  $Hz$ .

### TOURBILLONS CONTRA-ROTATIFS

La paire de tourbillons contra-rotatif ou CVP est composée de deux structures, fortement turbulentes, évoluant ensemble et de manière symétrique. Elles sont notamment révélées par l'aspect moyen des champs de vitesse. Les CVP sont attribués à la réorientation des anneaux issus de la couche cisailée et à la confrontation de l'écoulement transverse avec celui de l'injection et plus précisément du cisaillement latéral que subit le jet lors de son contournement. Des études comme celles de LIM *et al.* [53] montrent bien ce mécanisme. En effet, lors de tests en eau, les bords du jet sont mis en rotation par l'action de l'écoulement principal. D'après cette étude, les « bras » issus des vortex de la couche de mélange se réorientent pour former des paires de tourbillons contra-rotatifs. De tels phénomènes sont également décrits par KELSO & SMITS [49] dans l'air, pour des rapports  $r$  similaires ou encore par HAVEN & KUROSAKA [41] pour des formes d'orifices différentes (rectangulaire, carrée, ronde, ovale).

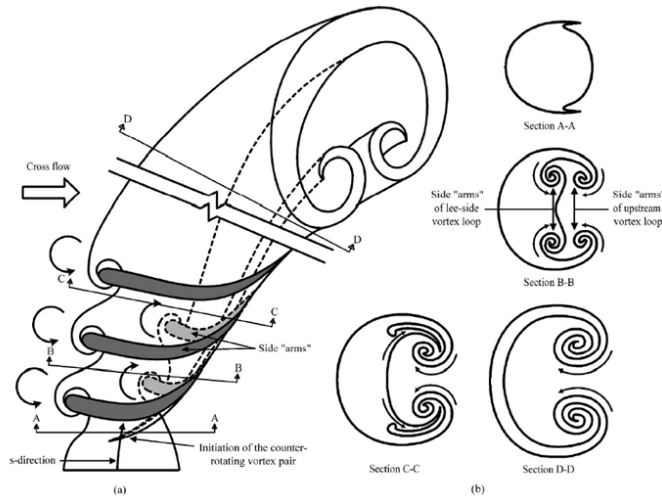


Fig. 1.12: Structures des tourbillons contra-rotatifs selon la vision de LIM *et al.* [53].

Il est possible de voir, figure 1.12, l'envergure de ces bras se développer spatialement et l'enroulement se faire de plus en plus important. Cela indique un grossissement des tourbillons contra-rotatifs et leur prépondérance sur le jet. Ces derniers régissent l'écoulement de JICF en zone lointaine (généralement définie pour des valeurs de  $s^* > 4r$  où  $s^*$  représente la distance  $s$  adimensionnée par le diamètre du jet). Des études complémentaires sur le rôle du rapport  $r$  sur les CVP ont été réalisées. Par exemple, pour  $n$  en

citer qu'une, SMITH & MUNGAL [54] déduisent de leurs essais que l'augmentation du facteur  $r$  retarde l'apparition des CVP et diminue leur intensité.

### TOURBILLONS DE SILLAGE

Les structures tourbillonnaires de sillage sont comme leur nom l'indique, présentes en aval du jet. Elles relient ce dernier au plancher duquel le jet est issu. L'écoulement traversier, lors de son passage derrière le jet, décolle et forme un tourbillon entre la paroi et le jet. Avec l'avancement du jet, cette colonne se redresse puis est convectée dans le sillage du jet. Il est possible d'observer ces structures apparaissant alternativement de part et d'autre de l'injecteur, jusqu'à plusieurs dizaines de fois le diamètre  $D$  du jet. Par exemple, ce phénomène d'enroulement dans le sillage du jet est souligné (Fig. 1.13) et une schématisation du mécanisme de formation de ces derniers a été proposée par FRIC & ROSHKO [48].

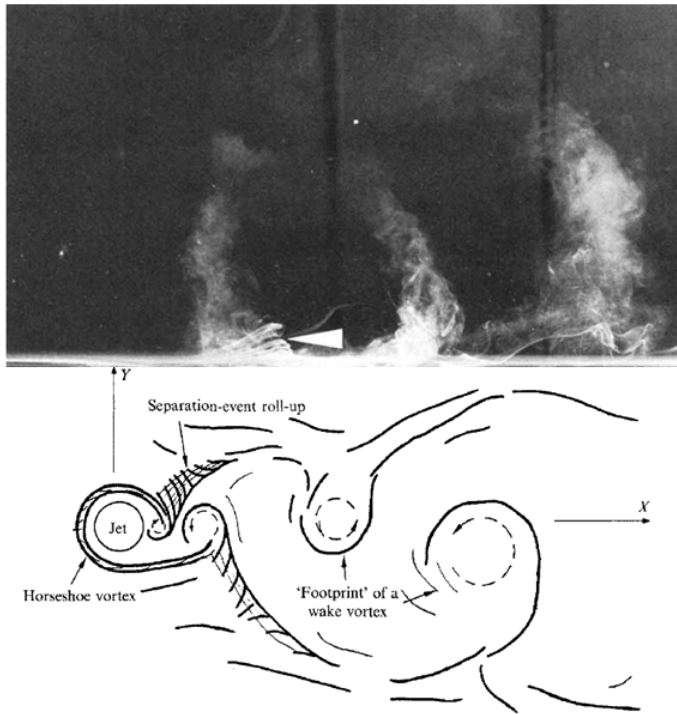


Fig. 1.13: Structures du sillage d'un JICF. Photographie et schéma issues de FRIC & ROSHKO [48] pour  $r = 2$  et un nombre de Reynolds d'écoulement traversier basé sur le diamètre du jet  $D$  de 3800.

De manière générale, beaucoup de publications tendent à montrer qu'avec des grandeurs adaptées représentant bien le jet, les fréquences de lâcher tourbillonnaire dans le sillage du jet sont similaires à celles obtenues dans le cas d'un écoulement autour d'un cylindre, pour des conditions similaires. L'étude de MCMAHON *et al.* [55] en est une par-

faite illustration : les auteurs montrent que pour un jet de 50 mm de diamètre soumis au régime de  $r = 8$ , le nombre de **Strouhal** est de 0,205. Ils rapprochent ensuite cette valeur de celle autour d'un cylindre qui est de 0,21. Plus récemment GAJAN *et al.* [56], étudiant une confrontation pour une valeur du facteur  $r = 4$  dans une conduite cylindrique, mesurent un nombre de **Strouhal** dans le sillage de l'ordre de 0,11, tendant vers 0,45 dans la couche de cisaillement.

### 1.3 Synthèse et stratégie envisagée

Au cours de cette étude bibliographique, nous avons pu mettre en évidence les possibilités qui s'offraient à nous en termes de simulation d'incendie ou encore de similitude. Les travaux soulignent la complexité de ces écoulements caractéristiques, complexité encore accrue en milieu semi-confiné. Les études concernant les risques d'incendie en tunnel ont permis de mettre en évidence l'existence d'une vitesse critique au delà de laquelle les écoulements de retour sont inexistants, critère à respecter si l'on veut assurer l'évacuation des usagers, que ce soit dans le domaine routier ou ferroviaire. D'autre part, l'analyse bibliographique révèle que l'étude des évacuations des fumées ou des polluants par des canaux verticaux ou dans des pièces adjacentes, pilotées par des régimes convectifs naturels ou forcés, a permis notamment de souligner l'influence de la position et de la taille des cheminées sur les écoulements internes. La stratification des airs chauds (ou à faible densité) à l'intérieur de ces volumes a également son importance en particulier lorsque la sortie ne se trouve pas à proximité directe du plafond.

L'une des alternatives s'offrant à nous pour la modélisation de l'incendie, permettant de travailler à des températures « froides » tout en conservant la dimension thermique de la problématique, est la confrontation entre un jet chaud et un écoulement froid comme la revue bibliographique sur les jets l'a soulignée. En effet, l'influence de l'écoulement traversier ainsi que celle de la hauteur totale du domaine sur les écoulements d'injection, notamment sur l'inclinaison du jet, ont pu être soulignées. D'autre part, nous avons pu mettre en relief les structures tourbillonnaires se développant en amont et en aval du jet en fonction du rapport entre les deux écoulements principaux et de leurs conditions aux limites. L'apport de ces interactions tourbillonnaires entre les deux écoulements entraîne alors un meilleur mélange, qui est plus important quand les structures sont grosses et présentes. Ce brassage, fortement dépendant de la valeur du facteur  $r$ , permet donc de renforcer le contrôle du jet par l'écoulement traversier lorsque ce rapport de quantité de mouvement est faible. Par contre si le facteur  $r$  est grand, les structures sont quasi-inexistantes, le mélange ne s'effectue pas et c'est l'écoulement vertical qui s'impose créant un « blocage » de l'écoulement horizontal.

Il n'y a en revanche, à notre connaissance, aucune étude numérique ou expérimentale traitant d'un volume à changement de section, muni de canaux verticaux et horizontaux, dans lequel se développe, en son centre, un jet chaud vertical rencontrant un écoulement froid d'extraction horizontale. Afin de répondre à la problématique générale de cette thèse (désenfumage des accès passagers), nous avons opté la stratégie double suivante :

- d’une part, **des essais globaux sur les déplacements d’air chaud issus d’un incendie seront étudiés au sein d’une station** et notamment dans les accès, par le biais d’une maquette existante et réaliste à l’échelle 1/30<sup>eme</sup>, la maquette RATP, l’idée étant d’observer les effets possibles de différents facteurs sur le tirage thermique de ces accès,
- d’autre part, **une analyse du développement de la confrontation entre un écoulement chaud vertical et un écoulement froid horizontal dans un milieu semi-confiné** sera étudié au sein d’une seconde maquette **simplifiée** à développer, la maquette COMETH. Le but est ici d’étudier notamment l’influence de la présence des accès sur cette confrontation.

Le chapitre suivant a pour vocation de montrer le dimensionnement, la conception et la validation du second banc expérimental, la maquette COMETH, conçu au sein du laboratoire.



## Dispositif expérimental et techniques de mesures

### Sommaire

<b>2.1</b>	<b>Présentation de la maquette COMETH</b>	<b>30</b>
2.1.1	Veine d'essais	31
2.1.2	Ecoulement traversier	34
2.1.3	Ecoulement d'injection	38
<b>2.2</b>	<b>Instrumentation mise en place</b>	<b>41</b>
2.2.1	Mesures thermiques	41
2.2.2	Mesures dynamiques	48
<b>2.3</b>	<b>Validation de la maquette COMETH</b>	<b>57</b>
2.3.1	Dynamique	57
2.3.2	Mise en place des pertes de charges	62
2.3.3	Validation de l'écoulement d'injection	66
<b>2.4</b>	<b>Conclusion partielle sur le montage COMETH</b>	<b>74</b>

*Ce chapitre de thèse s'attache à la conception et la mise en place de la maquette COMETH. Dans un premier temps, une présentation de la veine d'essais et des différentes parties la constituant est réalisée. Dans une seconde partie, l'instrumentation mise en place autour de la maquette, servant notamment à « visualiser » les champs de vitesse et de température en fonction des différents scénarii envisagés est développée. Enfin, la validation du banc d'essais est présentée afin de s'assurer de sa bonne tenue en température et d'observer les évolutions des écoulements de base.*

**E**TUDIER LES écoulements internes à la station et dans les accès passagers, passe ici par la mise en place d'une maquette fondamentale nommée « **COMETH** » **C**onvection **M**ixte et **E**ffet **T**hermosiphon. Elle doit permettre de caractériser le développement des écoulements internes, d'identifier et de caractériser la confrontation d'un jet chaud vertical avec un écoulement traversier froid. Ce conflit est généralement appelé dans la littérature « Jet In Cross-Flow », comme mentionné au §1.2. Cette confrontation, très bien connue et étudiée depuis une quarantaine d'années en espace libre ou semi-confiné, se fera dans un espace confiné, possédant un changement de géométrie marqué et des accès pouvant engendrer des recirculations importantes en partie haute de la veine.

## 2.1 Présentation de la maquette COMETH

La maquette, intégralement conçue et montée au sein du laboratoire, a été réalisée pour étudier finement le développement d'un jet chaud dans un écoulement traversier ambiant. Elle permet alors d'analyser un développement de type JICF et le rapport de quantité de mouvement  $r$  servira ainsi de référence aux comparaisons des différents tests. Dans le cahier des charges du montage expérimental, outre des contraintes thermiques, quatre grands principes présents dans une station de métro devaient être respectés :

- un semi-confinement avec présence de changement de géométrie (tunnel/station),
- une ventilation forcée à effet modulable (ventilation mécanique),
- une source d'incendie (un jet chaud),
- des accès passagers (des canaux verticaux s'apparentant à des « cheminées »).

Une vue d'ensemble de la maquette COMETH (Fig. 2.1) permet d'observer les différents éléments qui la constituent.

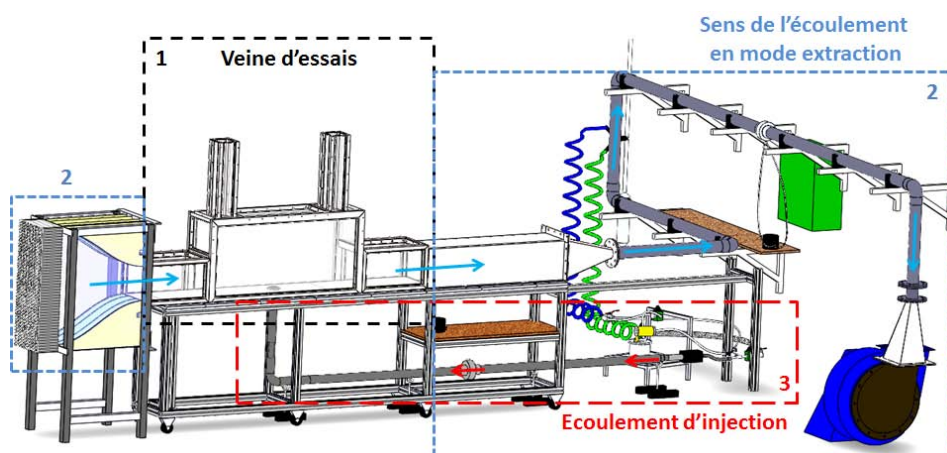


Fig. 2.1: Présentation de la maquette COMETH.

Elle se divise en trois grandes parties :

1. la veine d'essais (tunnel amont, station, accès amont et aval, tunnel aval),
2. le système générant et contrôlant l'**écoulement traversier** (convergent, chambre de tranquillisation, diffuseur, canalisation, ventilateur),
3. le système générant le **jet** (réseau d'air comprimé, réchauffeur, canalisation injection).

Une description des éléments constitutifs de la maquette COMETH est réalisée dans la suite de ce chapitre.

### 2.1.1 Veine d'essais

En se basant sur les 4 paramètres précédemment décrits, à savoir le changement de section, la source chaude, les accès et les ventilations, une esquisse a rapidement pu être mise en place.

La maquette a pris la forme d'un « pavé » possédant deux excroissances latérales, pour simuler les tunnels et deux canaux verticaux pour représenter les accès. Pour des raisons de simplification et de variation possible de leurs positions, les accès seront positionnés directement sur le plafond de la station. Dans une station réelle, le nombre et surtout la forme des accès est très complexe (couloirs, escaliers, ...). Ici, le cas est simplifié et seul deux accès seront considérés. Ils sont représentés par des canaux rectangulaires verticaux. Si généralement les accès sont connectés à la station au niveau des quais, donc en partie basse de la station, il a été décidé de se placer dans un cas plus « défavorable », avec potentiellement des effets de tirage thermique intervenant en partie supérieure de la veine (Fig. 2.2).

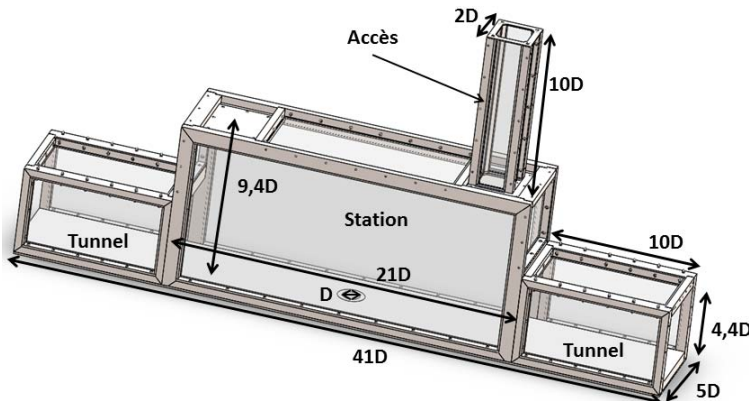


Fig. 2.2: Présentation de la veine d'essais et ses dimensions.

La veine d'essais a été conçue de manière symétrique par rapport au centre de la station afin de pouvoir extraire ou insuffler l'air sans favoriser l'un des côtés de la veine



plutôt que l'autre et donc fausser les conclusions qui pourront en être faites ultérieurement. La veine d'essais peut être décomposée en trois sous-parties qui sont décrites en détail ci-dessous, à savoir : la station, les accès, les tunnels.

### a) La station

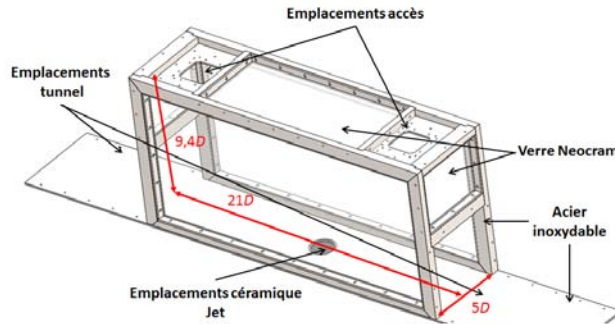


Fig. 2.3: Schéma de la station et ses dimensions.

La station (Fig. 2.3) est de forme rectangulaire de  $5 D$  de large et  $21 D$  de long qui peut être agrémentée de deux canaux verticaux placés sur le dessus qui seront appelés par la suite « accès ». D'une hauteur interne de  $470 \text{ mm}$ , réalisée en acier inoxydable, la station est conçue de manière à accéder aux champs de vitesse partout avec le moins de gêne et de zones « obscures » possible. En effet, toutes les parois de la veine et donc celles de la station, sont en verre *Neoceram* (verre résistant haute température) permettant d'avoir une bonne accessibilité à l'écoulement et une bonne tenue à la chaleur. Ces vitres ainsi que les autres parois de la veine (verticales et horizontales) sont légèrement décrochées de la paroi interne ( $1 \text{ mm}$ ) et sont tenues par des cales, comme l'illustre la figure 2.4.

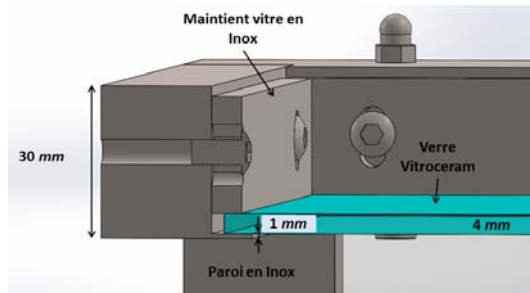


Fig. 2.4: Description du décrochage présent entre l'inox et le verre *Neoceram*.

## b) Les accès

Au dessus de la station sont situés deux emplacements pouvant accueillir des accès. Ils sont positionnés à  $7 D$  du centre de la station. Les accès d'une hauteur de  $10 D$  et d'une section de  $2 \times 2 D^2$ , sont constitués de quatre parois en *Neoceram* maintenues par des cales en acier inoxydable et des biseaux dans les coins (Fig. 2.5). Lors des tests, ces accès peuvent être, soit placés au niveau des trous présents sur le plafond de la station (accès ouvert), soit remplacés par des plaques planes affleurantes à la paroi (accès fermés).

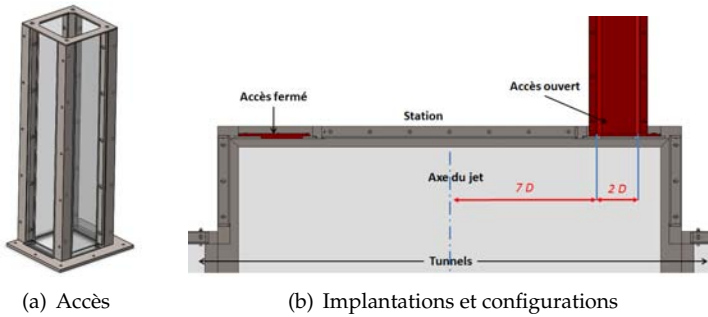


Fig. 2.5: Schématisation d'un accès, de ses implantations et des deux configurations possibles (fermé et ouvert).

## c) Les tunnels

Les tunnels du métropolitain ont généralement pour forme des demi-cylindres. Cependant pour des raisons de simplification, il a été décidé de prendre des sections rectangulaires. Les tunnels sont conçus dans les mêmes matériaux que la station et les accès, à savoir acier inoxydable et verre *Neoceram*. Pour voir l'influence possible du changement de section sur l'écoulement dans les passages station/tunnel, les hauteurs sous plafond sont différentes, elles correspondent respectivement à  $9,4 D$  et à  $4,4 D$  pour la station et les tunnels (Fig. 2.6).

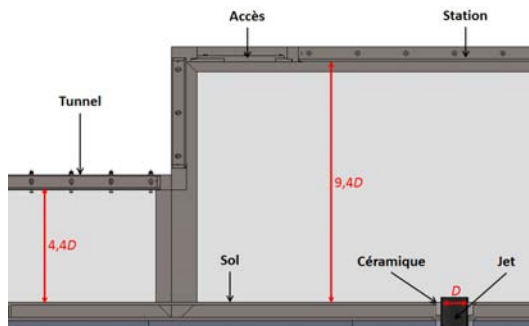


Fig. 2.6: Description des hauteurs sous plafond dans la station et dans les tunnels.

Le plancher de la veine d'essais (tunnels + station) est constitué d'une plaque d'inox d'un seul tenant afin d'éviter la naissance de perturbations au niveau des raccords des différentes parties. Au centre de cette plaque, correspondant au milieu de la station, une ouverture a été créée afin d'assurer la sortie du jet et une couronne en céramique a été installée pour minimiser la conduction thermique dans la plaque d'inox.

Une fois l'esquisse de la veine effectuée, il a été nécessaire de dimensionner le jet chaud, d'une part et l'écoulement traversier froid, d'autre part.

### 2.1.2 Écoulement traversier

Généralement, la RATP utilise les systèmes de désenfumage en **mode extraction** permettant ainsi de mettre en dépression relative le volume de la station. Souhaitant ici pouvoir travailler aussi bien dans ce mode de fonctionnement qu'en insufflation, un dispositif réversible a été mis en place et est présenté par la figure 2.7.

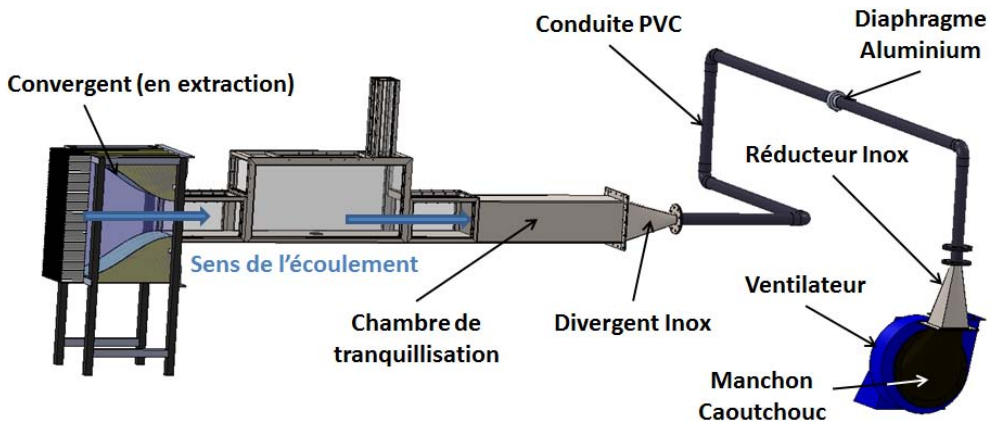


Fig. 2.7: Schématisation de l'écoulement traversier en mode extraction.



Fig. 2.8: Fonctionnement de base du ventilateur utilisé pour l'écoulement traversier.

Dans un premier temps, une explication sur les modes extraction (Ext) et insufflation (Ins) sera fournie. Le ventilateur utilisé dans le cadre de cette maquette est de type centrifuge. Cela signifie que ses pales en tournant aspirent l'air extérieur au niveau du côté du ventilateur (entrée d'air) et le propulsent dans sa partie haute (sortie).

Le ventilateur est relié à la veine par l'intermédiaire de la conduite en PVC, des diffuseurs en acier inoxydable (réducteur/divergent) et de la chambre de tranquillisation. Il peut donc soit insuffler de l'air depuis l'extérieur vers la veine (Fig. 2.9(a)) soit, au contraire, aspirer de l'air depuis la veine pour le rejeter dans la salle de manipulation (Fig. 2.9(b)). Le ventilateur permet de balayer en insufflation et en extraction des gammes de vitesses allant de  $0,05 \text{ m.s}^{-1}$  à  $0,65 \text{ m.s}^{-1}$  dans la section droite des tunnels. A température ambiante, ces vitesses correspondent à des débits massiques compris entre de  $3,2 \text{ g.s}^{-1}$  et  $42,4 \text{ g.s}^{-1}$ . Les expériences seront effectuées dans la majorité des cas en extraction, répondant ainsi au cas classique du désenfumage d'une station de métropolitain.

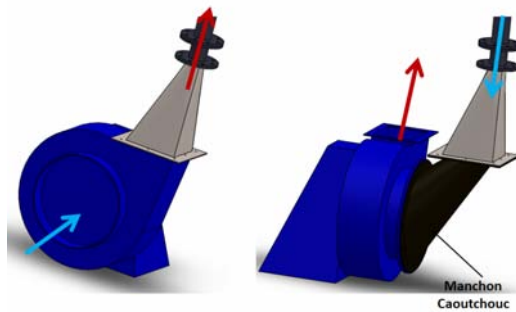


Fig. 2.9: Mode de fonctionnement du ventilateur pour l'écoulement traversier : (a) insufflation - (b) extraction.

Afin d'obtenir un écoulement le plus uniforme possible dans l'espace et dans le temps, un convergent (cf. Fig. 2.10) a été mis en place devant l'entrée de la veine (tunnel amont). Il permet de passer d'une section de  $250 \times 724 \text{ mm}^2$  à une section de  $250 \times 220 \text{ mm}^2$ , sur une distance de  $608 \text{ mm}$  ce qui correspond à un rapport de contraction de 3,29.

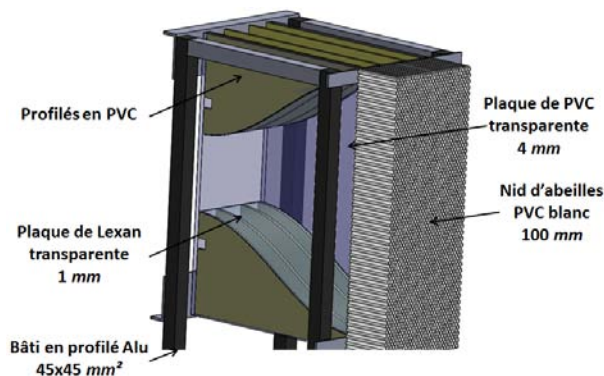


Fig. 2.10: Convergent situé devant le tunnel amont, pour le fonctionnement en mode extraction.

A l'entrée de ce convergent, un film métallique en inox a été tendu afin de réduire les instabilités dynamiques et de contrôler les pertes de charges à l'extrémité amont du tunnel amont. Différentes tailles de mailles peuvent être utilisées offrant des taux de vide différents mais deux tailles ont été retenues (Tab. 2.1 et Fig. 2.11).

Film métallique	n° 1	n° 2
d (μm)	25	25
M (μm)	25	38
taux de vide (%)	25	37
type de maillage	carré/croisé	carré/uni

Tab. 2.1: Propriétés des films inox utilisés en entrée de veine.

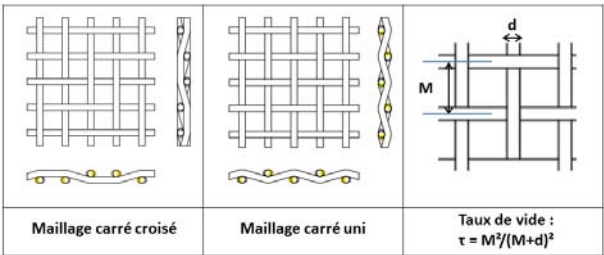


Fig. 2.11: Définition des mailles du tissu en inox ainsi que du taux de vide.

Au cours des travaux, le tissu n° 2 sera utilisé car il impose une meilleure uniformisation de l'écoulement (déduction empirique) comme le montreront les tests réalisés sur ces tissus (§2.3.2) où après le passage dans le convergent, l'écoulement est aspiré dans le tunnel amont, la station puis le tunnel aval. Au delà, il traverse ensuite la chambre de tranquillisation (Fig. 2.12).

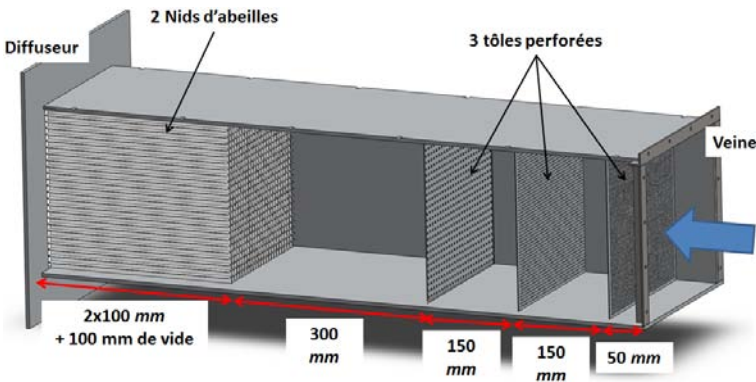
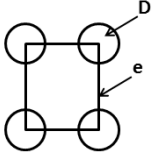
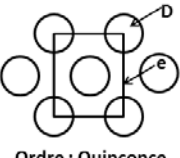


Fig. 2.12: Plan de la chambre de tranquillisation avec les nids d'abeilles et les plaques perforées.

Les nids d'abeilles ont pour rôle de canaliser l'écoulement en réduisant les variations de vitesses transverses. Les cellules du nid d'abeilles sont en polycarbonate et sont de forme cylindrique. Elles ont un diamètre de 10 mm pour une longueur de 100 mm. Les plaques perforées quant à elles sont de trois tailles différentes, comme le rappelle le tableau 2.2.

Plaques perforées	n° 1	n° 2	n° 3		
Diamètre D (mm)	4	3	1	 <p>Ordre : Droit</p> $\tau = \frac{\pi r^2}{e^2}$	 <p>Ordre : Quinconce</p> $\tau = \frac{2 \pi r^2}{e^2}$
Espacement e (mm)	12	8	2,5		
Taux de vide (%)	22,1	12,6	25,1		
Ordre	droit	quinconce	quinconce		

Tab. 2.2: Propriétés des plaques perforées utilisées dans la chambre de tranquillisation.

Après la chambre de tranquillisation, l'air passe par un diffuseur (Fig. 2.13). Ce dernier réalisé en inox de 2 mm d'épaisseur permet de passer de la section rectangulaire de la chambre de tranquillisation à une section circulaire de 70 mm. Ce changement de section se fait sur une longueur de 600 mm avec un angle de 8,5 °. Enfin, à la sortie du diffuseur est connectée une conduite en PVC, rigide, de diamètre extérieur 75 mm, qui servira alors de conduite de liaison jusqu'au ventilateur et de mesure du débit massique de l'écoulement d'extraction par diaphragme (§2.2).

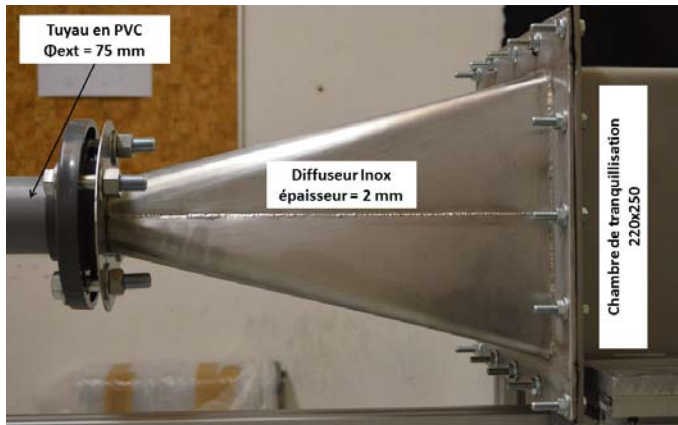


Fig. 2.13: Diffuseur permettant de relier la chambre de tranquillisation à la conduite.

### 2.1.3 Écoulement d'injection

La présente maquette sert à étudier les confrontations type JICF entre un écoulement traversier froid et un écoulement d'injection chaud. Pour faciliter les comparaisons entre les différentes configurations, le rapport de quantité de mouvement  $r$  est considéré comme le paramètre de référence. La puissance du foyer étant fixe, **la vitesse du jet sera fixe**. Afin d'avoir une idée des valeurs du facteur  $r$  en fonction de la vitesse d'entrée d'air extérieur dans la veine et de la température d'injection, un tableau a été dressé (cf. Tab. 2.3) pour une vitesse  $W_j$  de  $3 \text{ m.s}^{-1}$ .

Écoulement traversier		Écoulement d'injection			r
$U_t \text{ (m.s}^{-1}\text{)}$	$\rho_t \text{ (kg.m}^{-3}\text{)}$	$T_j \text{ (}^\circ\text{C)}$	$\rho_j \text{ (kg.m}^{-3}\text{)}$	$W_j \text{ (m.s}^{-1}\text{)}$	
0,05	1,186	25	1,186	3	60
0,35	1,186	25	1,186	3	8,6
0,65	1,186	25	1,186	3	4,6
0,05	1,186	135	0,867	3	51,3
0,35	1,186	135	0,867	3	7,3
0,65	1,186	135	0,867	3	4,0
0,05	1,186	235	0,696	3	46
0,35	1,186	235	0,696	3	6,6
0,65	1,186	235	0,696	3	3,5
0,05	1,186	335	0,582	3	42
0,35	1,186	335	0,582	3	6
0,65	1,186	335	0,582	3	3,2

Tab. 2.3: Valeur du facteur  $r$ , en fonction de l'écoulement traversier (vitesse et température) et de la température du jet pour une injection de  $3 \text{ m.s}^{-1}$ .

L'analyse des valeurs du tableau montre que :

- pour un couple de paramètres ( $U_t$ ,  $T_j$ ), le facteur  $r$  prend des valeurs très différentes allant de 60 à 4,2 donc couvrant une très large gamme.
- ceci se retrouve pour une température d'injection ( $T_j$ ) fixe qui permet de couvrir par exemple une gamme allant de 51,3 à 4,0.
- pour une vitesse de l'écoulement traversier donnée, plus la température d'injection est grande, plus le facteur  $r$  diminue.

Finalement, le cas test retenu pour valider la veine d'essais correspond au jeu de paramètres de la ligne grisée (Tab. 2.3). En prenant cette configuration comme référence, avec une vitesse de jet de  $3 \text{ m.s}^{-1}$  et une température de  $135^\circ\text{C}$ , la plage de facteur  $r$  pouvant être balayée s'étend de 4 à environ 50, selon que la vitesse de l'écoulement entrant par le tunnel amont évolue de respectivement 0,65 à  $0,05 \text{ m.s}^{-1}$ .

Pour mettre en place l'écoulement d'injection, la première étape a été de définir la conduite à utiliser. Pour cela, deux contraintes principales doivent être prises en compte :

- le niveau de température,
- le moyen de mesure du débit.

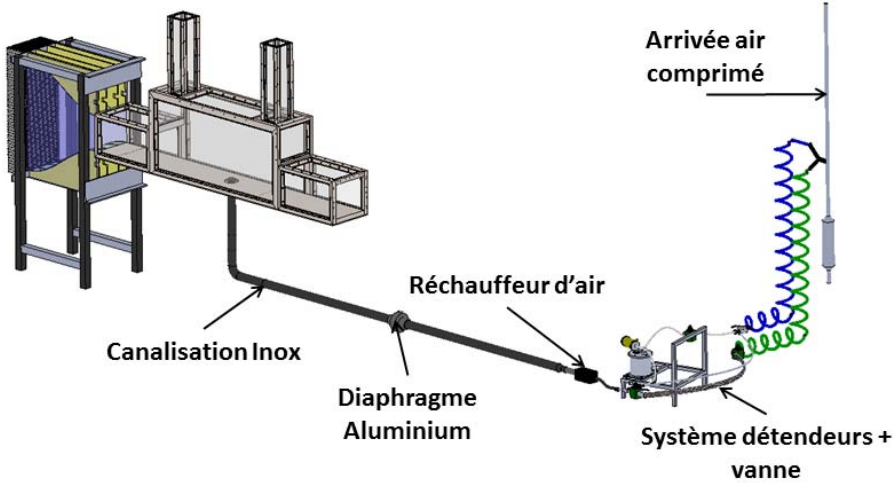


Fig. 2.14: Ligne de l'écoulement d'injection.

L'air issu du réseau d'air comprimé (Fig. 2.14) passe à travers un système de vannes et de détendeurs avant d'être acheminé vers le réchauffeur. Une fois chauffé, l'air passe dans la conduite en acier inoxydable de 50 mm de diamètre intérieur avant d'être injecté dans la veine. Afin de maîtriser le débit d'injection, un débitmètre à diaphragme a été utilisé. Ce dernier sera présenté dans le paragraphe « instrumentation ». Pour utiliser ce moyen de mesure, il faut absolument avoir un diamètre intérieur de la conduite supérieur ou égal à 50 mm [57]. Ces deux paramètres, température et diamètre intérieur, ont permis de définir une canalisation en acier inoxydable de 54 mm de diamètre extérieur et de 2 mm d'épaisseur. Un mini-convergent en inox a été installé entre cette canalisation et le réchauffeur d'air décrit ci-dessous et un isolant a été placé autour de ces tuyaux afin de limiter les pertes par rayonnement et par convection.

En reprenant les paramètres généraux de l'écoulement d'injection choisis ( $W_j = 3 \text{ m.s}^{-1}$  et  $\rho_j = 0,867 \text{ kg.m}^{-3}$ ), un nombre de **Reynolds** et un débit massique peuvent être définis.

$$\text{Re}_j = \frac{W_j D}{\nu_j} \quad (2.1)$$

$$\dot{m}_j = U_j s_{p_j} \rho_j \quad (2.2)$$

avec  $W_j$  la vitesse du jet ( $\text{m.s}^{-1}$ ),  $D_j$  et  $s_{p_j}$  respectivement le diamètre ( $\text{m}$ ) et la section droite ( $\text{m}^2$ ) de la conduite d'injection,  $\nu_j$  la viscosité cinématique de l'air à la température du jet ( $\text{m}^2.\text{s}^{-1}$ ) et  $\rho_j$  la masse volumique de l'air à la température du jet ( $\text{kg.m}^{-3}$ ).



L'écoulement d'injection est alors caractérisé par un régime turbulent ( $Re_j \approx 5645$ ) correspondant à un débit massique d'environ  $5,1 \text{ g.s}^{-1}$  pour les conditions d'injection retenues précédemment. Pour une température d'injection de  $335 \text{ }^\circ\text{C}$  et une vitesse d'injection de  $3 \text{ m.s}^{-1}$ , le débit massique chute alors à  $3,4 \text{ g.s}^{-1}$  et le nombre de **Reynolds** devient égal à 2894. Dès lors que la plage de débit massique a été établie (en fonction de la température), il a été nécessaire de mettre en place un système permettant de chauffer l'air sur une large plage de température, tout en acceptant des débits d'injection très faibles.

En supposant que toute la puissance issue du réchauffeur soit transmise directement à l'air, sans perte, une estimation peut-être réalisée :

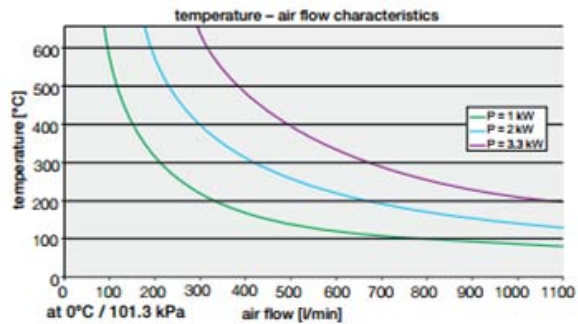
$$\dot{Q}_{rech} = \dot{m}_j c_{p_j} \Delta T_j \quad (2.3)$$

avec  $\dot{Q}_{rech}$  la puissance du réchauffeur estimée (W),  $c_{p_j}$  la chaleur massique de l'air à la température d'injection ( $\text{J.kg}^{-1}.\text{K}^{-1}$ ) et  $\Delta T_j$  la différence de température de l'air entre l'entrée et la sortie du réchauffeur.

En se basant sur cette expression, pour la gamme de température précédemment instaurée ( $25 - 335 \text{ }^\circ\text{C}$ ) et pour une vitesse d'injection de  $3 \text{ m.s}^{-1}$ , la puissance nécessaire à fournir pour réchauffer l'air est évaluée entre 0 et  $1,1 \text{ kW}$ . Le système Lester LHS 21 (Fig. 2.15(a)) en version  $1 \text{ kW}$  endure ces contraintes. Il permet, pour des débits supérieurs à  $100 \text{ l.min}^{-1}$ , de chauffer l'air à plus de  $600 \text{ }^\circ\text{C}$ , comme l'indique le graphique Fig. 2.15(b).



(a) LHS 21



(b) Courbe température/débit du système LHS 21

Fig. 2.15: (a) Réchauffeur d'air utilisé pour l'écoulement d'injection - (b) caractéristiques de chauffe du système Lester LHS 21.

Un débit de  $100 \text{ l.min}^{-1}$  pour des conditions d'entrée d'air à 1 bar, correspond à un débit massique minimal de  $2,17 \text{ g.s}^{-1}$ , débit en dessous duquel le système se met en sécurité, ce qui convient tout à fait aux cas qui seront traités dans de cette thèse. L'avantage d'un tel appareil est la possibilité de le contrôler à distance en réglant soit la puissance délivrée, soit la température de consigne.

## 2.2 Instrumentation mise en place

Dans cette partie sont décrits les différents moyens de mesures mis en place nécessaires à ce travail expérimental. Il s'agit notamment de mesures thermiques (thermocouples fins de type K) et dynamiques (PIV, débitmètres à diaphragme).

### 2.2.1 Mesures thermiques

Différents types de thermocouples ont été mis en place selon les mesures à effectuer. Ils sont décrits en fonction de leur utilisation. Le principe de base de fonctionnement de tous les couples décrits ci-après étant la thermométrie, il est important de rappeler brièvement cette théorie.

#### a) Principe de la thermométrie

Lorsque deux matériaux conducteurs différents sont reliés entre eux et qu'un gradient de température est appliqué au niveau d'une des jonctions (soudure chaude), une tension de sortie est mesurable. Cette f.e.m (force électromotrice) dite de **Seebeck** est la différentielle des f.e.m de **Thomson**. Cette dernière qui, dans la pratique, n'est pas mesurable est la conversion en énergie (déplacement d'électrons) d'un gradient de température dans un matériau conducteur. Ce déplacement d'électrons est fonction de la nature du conducteur, de l'amplitude et de la direction du gradient de température. Schématiquement, figure 2.16, un thermocouple ressemble à un chemin thermoélectrique à travers lequel transitent des électrons depuis la soudure chaude ( $T_c$ ) vers la soudure froide ( $T_f$ ) généralement intégrée à l'appareil de mesure.

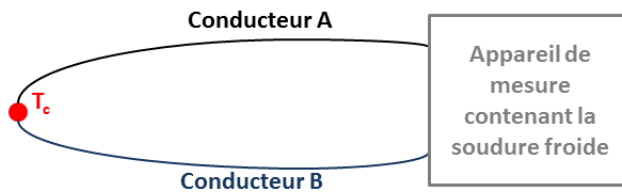


Fig. 2.16: Schéma de principe de fonctionnement d'un thermocouple.

Cela revient donc à mesurer une très faible tension (quelques dizaines de  $\mu V \cdot ^\circ C^{-1}$ ), représentant la différence de déplacement d'électrons dans ces matériaux.

En connaissant les propriétés thermoélectriques des conducteurs et en relevant cette différence de potentiel, il est possible de remonter au gradient de température et d'en connaître son amplitude et sa direction. Il existe bien évidemment une multitude de thermocouples en fonction des conducteurs utilisés. Ils ont alors tous des caractéristiques différentes, des gammes de température de prédilection et des formulations de conversion tension/température qui leur sont propres.

## b) Chaîne de mesure

Lorsque des mesures de thermométrie sont réalisées, il y a une notion de compensation qui apparaît. En effet, la soudure froide originellement présente dans l'effet **Seebeck** « disparaît » dans la mise en place du thermocouple. Il faut alors la compenser.

Pour des précisions très grandes, le recours à un bain thermostaté est nécessaire. Dans le cadre de ces travaux et pour tous les thermocouples utilisés, la température de compensation est située au niveau de la carte d'acquisition (Fig. 2.17). Cette dernière (HP-Agilent 34970A) mesure, par l'intermédiaire d'une thermistance la température de la soudure froide permettant ainsi de remonter avec précision (dépendante du constructeur) à la température souhaitée au niveau de la soudure chaude.

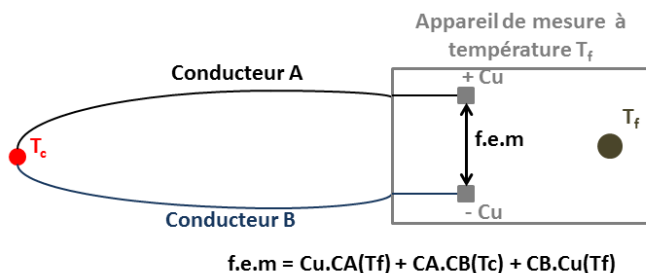


Fig. 2.17: Principe de la compensation de la soudure froide.

En pratique, sur les cartes Agilent, le thermocouple est branché sur l'une des entrées du bornier tandis que ce dernier est relié à la thermistance supposée isotherme. Cela fait donc intervenir globalement trois tensions :

- la f.e.m. générée par le couple Cuivre/Conducteur A à la température du bornier ( $T_f$ ),
- la f.e.m. générée par le couple Conducteur A/Conducteur B à la température recherchée ( $T_c$ ),
- la f.e.m. générée par le couple Conducteur B/Cu à la température du bornier ( $T_f$ ).

Comme les caractéristiques thermoélectriques de chacun des conducteurs et du cuivre Cu sont bien connues en fonction de la température et que  $T_f$  est mesurée par la thermistance interne à la carte, il est possible de remonter à la température de soudure chaude  $T_c$ .

La carte utilisée pour toutes les expériences est reliée à une centrale d'acquisition HP-34970A-16 bits (Agilent) pouvant supporter jusqu'à trois cartes de 20 voies chacune (Fig. 2.18).

Cette centrale est ensuite reliée à un programme LabView® qui permet d'afficher, de stocker, d'ordonner et de calculer (moyenne, écart type, ...) les différentes mesures et grandeurs caractéristiques du banc d'essais en effectuant un suivi temporel.

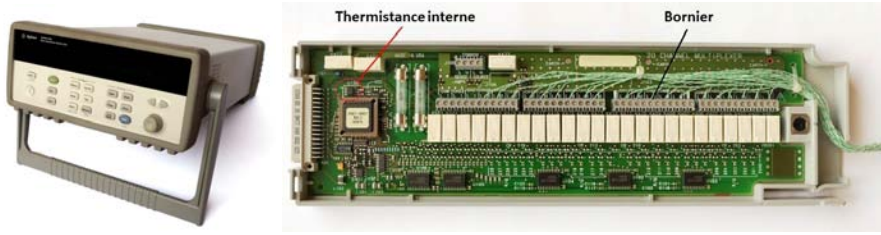


Fig. 2.18: Centrale et carte d'acquisition Agilent.

En effet, plusieurs fonctions de mesures vont intervenir au cours des essais :

- contrôle de la température de l'air ambiant et de l'écoulement traversier,
- contrôle de la températures d'injection,
- mesures de température dans l'air à l'intérieur de la veine.

Dans tous les cas de figure et sous différentes formes, les thermocouples utilisés sur le banc d'essais sont de type K répondant ainsi aux caractéristiques présentées dans le tableau 2.4.

Composition (+/-)	Chromel / Alumel
Gamme d'utilisation	-180 à 1200 °C
Défauts	Hystérésis entre 300 et 500 °C Oxydation au dessus de 800 °C
Avantages	Bonne tenue aux radiations Peut fonctionner sous atmosphère oxydante
Couleurs NF (+/-)	Jaune / Violet
Couleurs CEI (+/-)	Vert / Blanc

Tab. 2.4: Caractéristiques des thermocouples de type K utilisés sur COMETH.

Rappel : le Chromel est un alliage de nickel (90 %) et de chrome (10 %), tandis que l'Alumel est un mélange de nickel (95 %), de manganèse (2 %) d'aluminium (2 %) et de silicium (1 %).

### c) Mesures de contrôles

Le temps de stabilisation thermique de la maquette étant très long (plusieurs heures), il est nécessaire d'avoir un contrôle des températures générales de la salle de d'expérimentations et des différentes conduites. Ce n'est qu'une fois cet équilibre atteint qu'il est possible de sonder l'intérieur de la veine.

Afin de réaliser ce suivi, un enregistrement des 9 températures de base est effectué, toutes les minutes :

- 3 thermocouples sont implantés dans la salle d'expérimentation,
- 3 thermocouples sont « incorporés » dans la conduite de l'écoulement traversier,
- 3 thermocouples sont soudés à la conduite en inox de l'écoulement d'injection.

Une représentation spatiale de la position de ces thermocouples dans la salle de manipulation est visible figure 2.19.

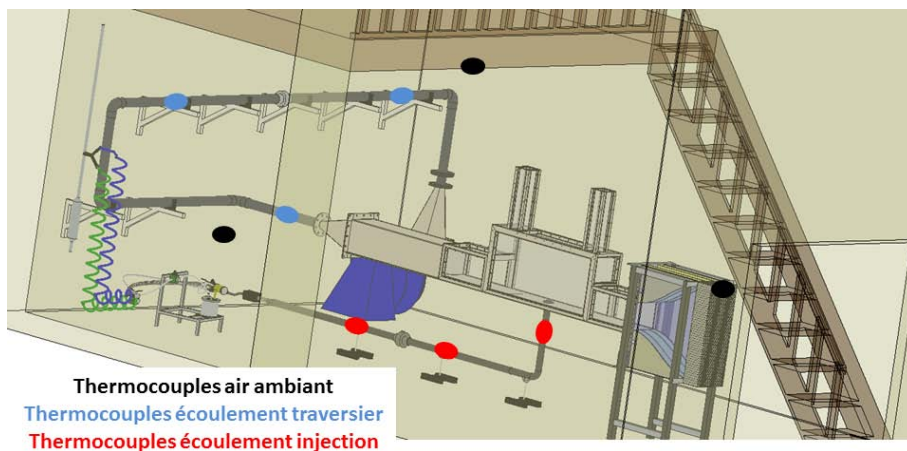


Fig. 2.19: Implantation des 9 thermocouples de contrôle dans la salle d'expérimentations.

Les thermocouples relevant les températures de l'air ambiant sont placés à des endroits stratégiques, comme par exemple au niveau du convergent permettant de connaître la température de l'air entrant dans la veine ou encore pour vérifier la non stratification de l'air au dessus de maquette pouvant influencer les résultats futurs. Ce sont des thermocouples commerciaux de type K d'environ 1 mm de diamètre et long de 100 mm. Ils ont le désavantage d'interagir avec l'ambiant sur toute la longueur de leur surface, mais sont suffisamment fins pour connaître en la température moyenne de la pièce.

Les mêmes thermocouples sont utilisés pour les mesures de température de l'air dans les conduites de l'écoulement traversier et les conduites de l'écoulement d'injection.

Pour les premiers, un trou a été percé dans le tuyau en PVC, les thermocouples ont été glissés à l'intérieur puis un jointage a été réalisé afin que toute la longueur du couple se trouve à l'intérieur de la conduite PVC. Il y en a trois en tout : un premier est situé à proximité de la sortie du diffuseur, permettant d'obtenir la température d'air moyenne à la sortie du tunnel ; les deux autres sont implantés de part et d'autre du diaphragme (§2.2.2) afin d'obtenir la température moyenne en ce point.

Pour les thermocouples présents au niveau du jet, ils ont été soudés sur la canalisation en inox afin d'avoir la meilleure estimation de température moyenne de l'air sans

perturber le jet. Deux sont présents de part et d'autres du diaphragme et le dernier est placé à quelques centimètres de la sortie du jet dans la station.

Toutes les données issues de ces thermocouples sont enregistrées par la centrale Agilent et traitées par un programme spécifique LabView®. L'organisation de ce programme est présentée figure 2.20.

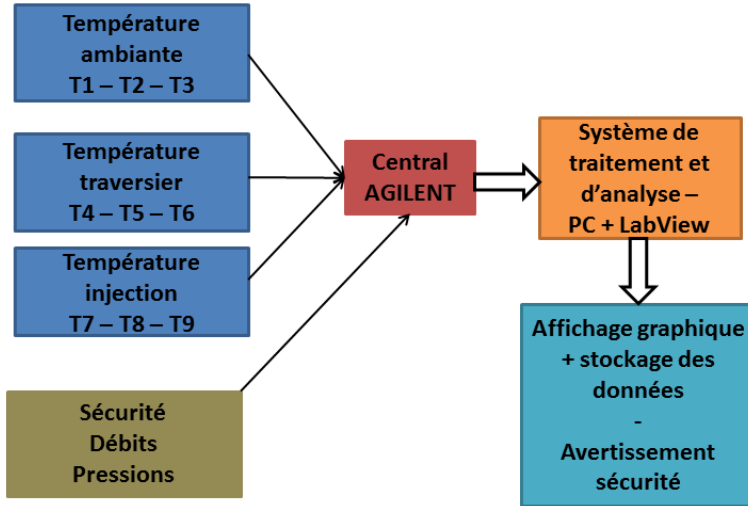


Fig. 2.20: Organigramme du programme LabView® de traitement des données de contrôle.

L'une des sécurités est placée sur le contrôle du débit et l'autre est reliée à la sécurité interne au système de chauffage. Si cette dernière se déclenche, le système de chauffe s'arrête. Il faut un ré-enclenchement manuel des systèmes électriques, évitant ainsi tout risque d'accident. En ce qui concerne les débits et les pressions, les moyens de mesure seront décrits dans les pages suivantes.

#### d) Mesures de la température de l'air au sein de la station et des accès

Une fois les conditions de stabilisation atteintes pour les écoulements d'injection et traversier, le champ thermique interne aux accès et à la station même va être mesuré. Pour cela, les thermocouples doivent avoir les caractéristiques suivantes :

- une grande sensibilité (temps de réponse faible),
- une grande précision,
- une très faible intrusion.

Il faut donc des thermocouples et des supports très fins car il ne faut pas altérer l'écoulement en introduisant des perturbations. Il faut pouvoir notamment négliger les

effets radiatifs des parois sur le thermocouple. Ces derniers peuvent en effet fausser les mesures effectuées.

En se basant sur le savoir-faire interne au laboratoire, des thermocouples fins ont été réalisés. Ils sont de type K (Chromel-Alumel) de  $12,7\ \mu\text{m}$  de diamètre (soudure chaude). Le temps de réponse est défini par  $\tau = \frac{\rho\,c_p\,V}{h\,S}$ . Il est utile de connaître les caractéristiques thermo-physiques des deux conducteurs.

Matériau	$\rho$ ( $\text{kg.m}^{-3}$ )	$\lambda$ ( $\text{W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$ )	$c_p$ ( $\text{J.kg}^{-1}.\text{K}^{-1}$ )
Chromel	8731	19,5	443,4
Alumel	8603	29,9	518,7

Tab. 2.5: Caractéristiques thermo-physiques de l’Alumel et du Chromel.

Le temps de réponse ainsi obtenu est de l’ordre de  $7,8\text{ ms}$  et l’amortissement de l’ordre 10 % (pour une fréquence de 10 Hz). La précision de mesure pour ces capteurs est de l’ordre de  $\pm 0,5\ ^\circ\text{C}$ . Cependant, l’erreur relative entre deux mesures de température dans les accès et/ou dans la station est estimée de l’ordre de  $0,1\ ^\circ\text{C}$  d’après des travaux antérieurs [58].

Le détail d’un thermocouple fin est visible sur la figure 2.21. Le substrat céramique permet de maintenir isolés les fils allant de la tête du capteur à la sortie du support métallique et ainsi d’éviter des perturbations dans la mesure.

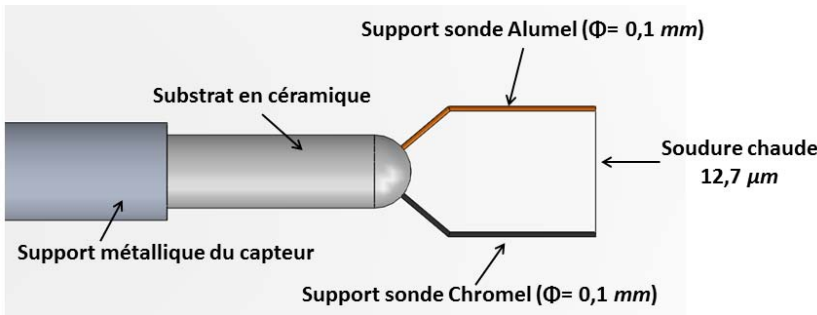


Fig. 2.21: Thermocouple fin.

Une fois le type de thermocouple choisi et les modes de fonctionnement connus, deux stratégies ont été adoptées :

- pour chaque accès : un support contenant 3 peignes, formant un ensemble de 7 thermocouples fins,
- pour la station : un peigne de 3 thermocouples fins.

Dans les accès, le système sera conçu avec un espacement de 15 mm entre chaque thermocouple permettant ainsi une répartition égale sur toute la largeur de l’accès (Fig.



2.22). Pour ne pas avoir de problème pour insérer les thermocouples et pour éviter les fuites, un système de plaques rainurées et de joints à lèvres en caoutchouc a été mis en place. Ces fentes, ici au nombre de 3 et verticales, permettent aux sondes thermiques, fixées sur un double système de déplacement de se mouvoir librement suivant deux directions : Y et Z.

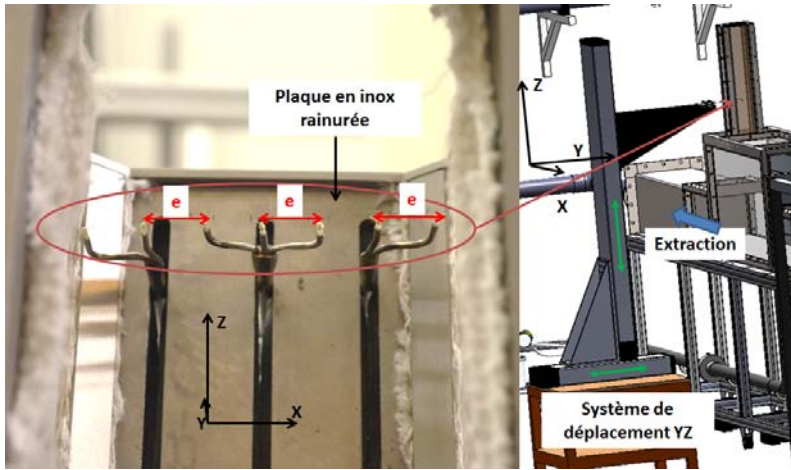


Fig. 2.22: Thermocouples présents dans un accès et système de déplacement associé.

Les systèmes de mesures thermiques présents dans les accès permettent de former des cartographies thermiques suivant le plan YZ pour différents valeurs de X, par la présence de 7 thermocouples. Cela permet donc d'obtenir sur l'ensemble de la largeur de l'accès des températures locales pour des Y allant de  $-20$  à  $+40$  mm (par rapport au plan médian) et des Z compris entre  $+540$  et  $+940$  mm (par rapport au sol de la station).

En ce qui concerne la station, un peigne de trois couples a été conçu. Cette fois, le peigne est inséré à travers des fentes horizontales, 5 au total, séparée de  $90$  mm et la distance entre chaque thermocouple est de  $30$  mm (h sur la figure 2.23). Fixé sur un système de déplacement tridimensionnel, le peigne permet de relever le champ de température suivant le plan XY et ceux pour 15 hauteurs différentes (suivant l'axe Z) compris entre  $15$  et  $435$  mm par pas régulier de  $30$  mm.

Le système de mesures complet (Fig. 2.23), permet ainsi d'obtenir, pour ces hauteurs, les températures locales de l'air pour des valeurs de X allant de  $-400$  à  $+500$  mm est de  $-100$  à  $+100$  mm suivant l'axe Y, la coordonnée  $(0; 0; 0)$  étant le centre du jet au niveau du plancher de la station. La différence de distance couverte par le peigne entre l'amont et l'aval de station est due à la forme coudée du peigne.

Pour tous les capteurs de température fins, des programmes LabView® dédiés ont été mis en place avec des relevés de température locale à une fréquence de  $25$  Hz pour 256 ou 512 points de mesures selon les plans réalisés. Des temporisations de  $5$  s après chaque déplacement sont imposées afin de stabiliser la sonde et limiter son impact sur les



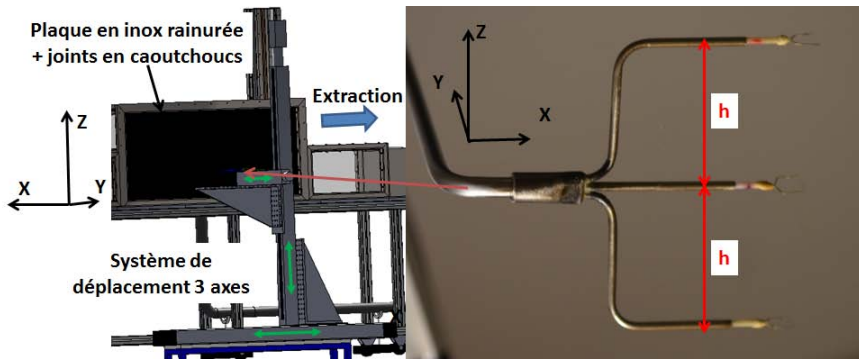


Fig. 2.23: Peigne de thermocouples présent dans la station ( $h = 30\text{mm}$ ) et système de déplacement.

écoulements internes. Cela amène donc, pour une mesure de 512 points avec le peigne de 3 thermocouples fins (station), à une durée de  $66,5\text{ s}$  pour un point de mesure sans prendre en compte le temps de déplacement de la sonde.

Pour compléter les caractéristiques thermiques de ces deux écoulements (injection et traversier), il faut obtenir les conditions limites des débits et des champs de vitesses.

### 2.2.2 Mesures dynamiques

Dans cette étude, deux types de mesures dynamiques ont été effectuées : soit des mesures de débits dans les écoulements primaires (jet et traversier) par débitmètre à diaphragme, soit des mesures de champ de vitesse dans l'ensemble de la maquette par PIV.

#### Mesures des débits des écoulements primaires par débitmètre à diaphragme

Le diaphragme est un élément déprimogène et intrusif permettant de remonter au débit massique transitant à partir d'une différentielle de pression. C'est une plaque rigide de faible épaisseur et percée d'un orifice en son centre. Cette plaque est introduite dans la canalisation perpendiculairement au sens d'écoulement. Le fluide dont le débit est constant voit obligatoirement sa vitesse augmenter au passage de l'orifice. Dans le même temps, une variation opposée de la pression est observée, c'est-à-dire une chute de la pression statique au niveau de l'orifice.

Des prises de pression installées de part et d'autre du diaphragme permettent la mesure de la différence de pression statique (ici « prises de pression dans les angles »). Il est à noter que cette chute de pression localisée au niveau du diaphragme n'est pas une perte d'énergie (perte de charge) mais un transfert d'énergie piézométrique (« de pression ») en énergie cinétique (« de vitesse »).

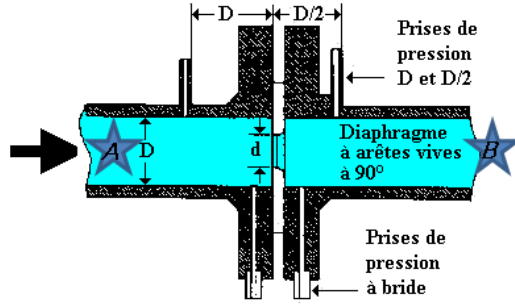


Fig. 2.24: Illustration d'un diaphragme dans un écoulement.

La perte de charge engendrée par cet élément dans la conduite peut être estimée à l'aide du théorème de **Bernoulli**.

$$P_B - P_A = g(\rho_A Z_A - \rho_B Z_B) + \frac{1}{2}(\rho_A U_A^2 - \rho_B U_B^2) \quad (2.1)$$

avec  $P$  la pression,  $Z$  l'altitude,  $U$  la vitesse,  $g$  l'accélération de pesanteur et  $\rho$  la masse volumique. Le positionnement des diaphragmes se fait sur les réseaux d'injection et traversier à l'horizontal, donc les hauteurs  $Z_A$  et  $Z_B$  sont donc égales. De plus, n'ayant aucun apport d'énergie supplémentaire lors du passage dans le diaphragme, la masse volumique du fluide entre des deux points de mesure peut être considérée comme constante. Cela permet de simplifier l'expression précédente.

$$P_B - P_A = \frac{1}{2}\rho(U_A^2 - U_B^2) \quad (2.2)$$

La conservation du débit massique étant la base de la mécanique des fluides, il est possible d'écrire :

$$\dot{m} = \rho s_{p_A} U_A = \rho s_{p_B} U_B \quad (2.3)$$

avec  $s_p$  la section droite de la conduite de diamètre interne  $D$  et  $\dot{m}$  le débit massique. De fait 2.3 devient :

$$\Delta P = \frac{\rho}{2} \left[ \frac{\dot{m}}{\rho s_{p_B}} \right]^2 - \frac{\rho}{2} \left[ \frac{\dot{m}}{\rho s_{p_A}} \right]^2 \quad (2.4)$$

avec  $\Delta P$  la différence de pression  $P_B - P_A$ . Ceci permet d'obtenir le débit massique lors du passage du diaphragme de diamètre interne  $d$  :

$$\dot{m} = \sqrt{\frac{2\Delta P s_{p_d}^2 \rho}{1 - \beta^4}} \quad (2.5)$$

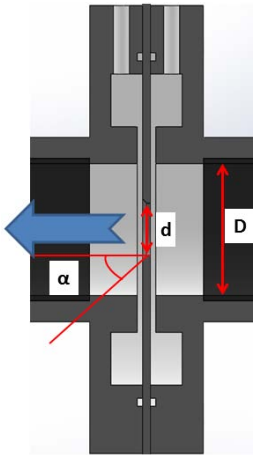
avec  $s_{pd}$  la section droite du diaphragme et  $\beta$  le rapport d'ouverture  $d/D$ .

Dans la pratique, pour des raisons inertielles, le jet de fluide se contracte encore pendant quelques centimètres après l'orifice. Sa section de passage au niveau de la prise de pression avale est donc plus faible que la section de l'orifice. Des coefficients de corrections en fonction du débit et de la détente sont donc appliqués. Le débit réel mesuré par le dispositif à diaphragme se note donc sous la forme :

$$\dot{m} = \alpha \epsilon \sqrt{\frac{2 \Delta P s_{pd}^2 \rho}{1 - \beta^4}} \quad (2.6)$$

Le coefficient de débit ( $\alpha$ ) compris entre 0,597 et 0,804 est directement lié au nombre de **Reynolds** et au rapport  $d/D$  ( $\beta$ ) à la puissance 4. Pour obtenir cette grandeur  $\alpha$ , il faut fixer une valeur initiale et itérer en calculant le débit massique, le débit volumique, la vitesse, le nombre de **Reynolds**, puis une nouvelle de  $\alpha$ , et poursuivre ainsi jusqu'à l'obtention d'un débit massique convergé.

Par contre, le coefficient de détente  $\epsilon$ , compris entre 0,8384 et 1,0000, est surtout influencé par le rapport de pression amont/aval au diaphragme. Dans les cas présentés au cours de cette thèse, il est de l'ordre de 0,998.



Canalisation	D (mm)	d (mm)	$\beta$	$\alpha$ (°)
traversier	68	37	0,544	48
injection	50	20	0,400	48

Fig. 2.25: Caractéristiques des diaphragmes utilisés sur COMETH.

Il est utile, pour plus de détails, de se référer à la norme NF X 10.102 [57] permettant de connaître les angles, les diamètres, les épaisseurs, ... à mettre en place en fonction des études à réaliser. Un des paramètres importants est la distance minimale d'établissement de l'écoulement en aval et en amont du diaphragme. Ce sont d'ailleurs ces longueurs ( $\approx 2 m$ ) qui ont joué un rôle prédominant dans la construction des conduites, notamment pour l'écoulement traversier.

Pour le calcul des débits massiques (jet et traversier), il est important d'obtenir la masse volumique de l'air traversant le diaphragme. C'est pour cette raison que des thermocouples sont présents en amont et en aval de chacun des deux diaphragmes. De plus, il faut également relever les différentielles de pression. Des systèmes de convertisseurs LPM Druck sont connectés à chaque diaphragme et permettent de transformer la différentielle de pression  $\Delta P$  en un signal 0-10 V.



Fig. 2.26: Convertisseur de pression différentielle Druck.

Ces convertisseurs (Fig. 2.26) sont des capteurs à membrane utilisant la technologie piézo-électrique. La piézo-électricité est la propriété que possèdent certains corps (quartz) de se polariser électriquement sous l'action d'une contrainte mécanique et réciproquement de se déformer lorsqu'on leur applique un champ électrique. Si certains de ces capteurs (souvent 4) sont installés sur une membrane et que des pressions différentes sont appliquées de part et d'autre de celle-ci, la membrane va se déformer et ainsi polariser les capteurs. Connaissant l'amplitude et le sens de la déformation, il est possible d'obtenir un signal électrique. Ce dernier est ensuite amplifié et modulé pour avoir un courant compris entre 0 et 10 V. Un étalonnage suffit ensuite à obtenir la relation entre la différentielle de pression et le signal issu des convertisseurs Druck. Une sécurité a été mise en place sur la ligne d'injection afin que le réchauffeur d'air se coupe (ou ne démarre pas) si le débit transitant à travers le diaphragme est inférieur au débit massique minimum dont le système de chauffe a besoin, afin d'éviter de le mettre hors-service.

Pour connaître plus en détail les caractéristiques de l'écoulement, il faut coupler les résultats globaux fournis par les mesures de débits massiques (par différentielle de pression) aux champs de vitesse caractéristiques des écoulements circulant réellement dans la station.

### Mesures de vitesses internes à la maquette par PIV

Les mesures de vitesse des écoulements internes aux tunnels, à la station et aux accès ont été effectuées à l'aide d'un système de mesure PIV - 2D.

La PIV ou **P**articule **I**magerie **V**elocimetry est une technique optique, non intrusive, de mesure des champs de vitesses dans un écoulement. Elle permet donc d'obtenir les profils dynamiques de l'écoulement, sans générer de perturbations et notamment les

moments d'ordre 1 et 2 des composantes de vitesse, à savoir respectivement, les valeurs moyennes, les valeurs fluctuantes ainsi que certaines caractéristiques de la turbulence. Au cours de l'étude, une chaîne de P.I.V standard de fréquence 4 Hz a été utilisée.

### a) Le principe

Une chaîne de P.I.V complète se compose de 4 éléments :

- un ensemenceur pour générer les particules traceurs,
- une nappe laser pulsée pour éclairer les traceurs,
- un détecteur (CCD caméra) pour recueillir les informations lumineuses issues des particules,
- un système instantané d'analyse des données, afin de reconstituer au final les champs de vecteurs.

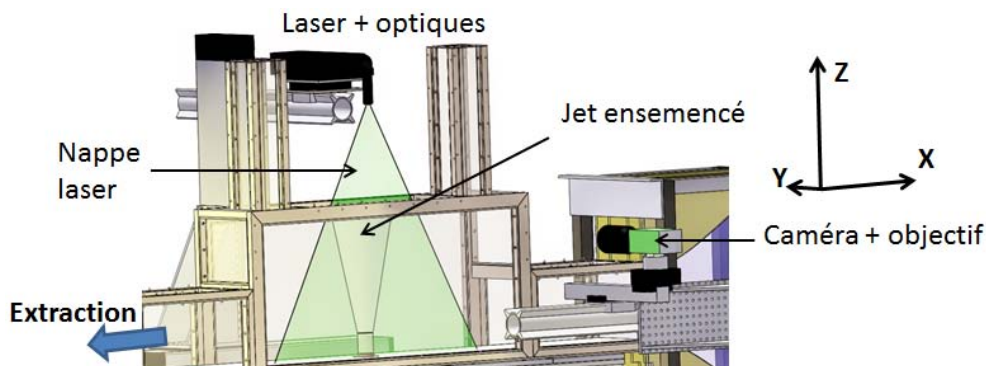


Fig. 2.27: Mise en place de la PIV sur la maquette COMETH.

Dans le cas présent, plusieurs plans peuvent être effectués, soit horizontaux (XY) soit verticaux (XZ). La très grande majorité des plans effectués et présentés par la suite seront des plans XZ comme le montre la figure 2.27. Pour cela, le laser est positionné au dessus de la veine d'essais et est dirigé vers le plancher. Une optique positionnée à la sortie du laser permet de générer une « nappe laser » d'épaisseur fine à travers laquelle vont traverser un certain nombre de particules. La caméra est positionnée horizontalement et donc perpendiculairement au plan laser. Cela permet, selon son positionnement et sa fenêtre d'analyse, de reconstituer le champ de vitesse quasi-complet, dans le plan médian (XZ à  $Y = 0$ ) de la station.

Le principe de la PIV consiste à effectuer deux tirs laser successifs séparés par un temps assez court de quelques micro-secondes, afin d'obtenir un doublet d'images, comme le montre les deux images du jet, issues du logiciel d'acquisition à  $t$  et  $t + \Delta t_i$  sur la figure 2.28(a). Les deux tirs du laser et la caméra sont synchronisés afin que le CCD capte les deux images lors des pulses laser. Ces deux frames sont appelées « doublet ». Le temps entre deux images consécutives (pour un doublet) est déterminé par la taille de la fenêtre étudiée et la vitesse de l'écoulement. Des études paramétriques de ce temps et du nombre de doublets nécessaires sont discutés ultérieurement (§2.2.2).

## 2 images du jet dans un plan

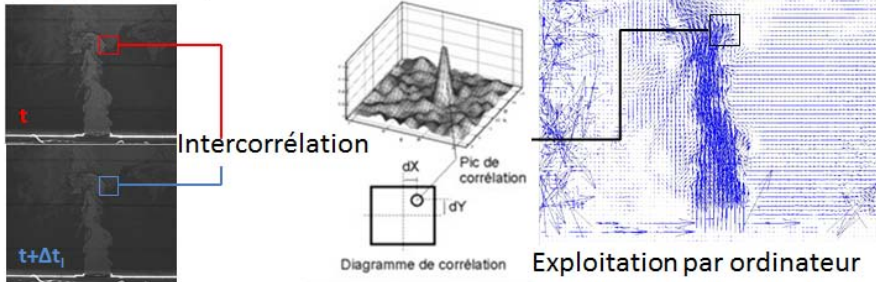


Fig. 2.28: Principe de fonctionnement de la PIV.

Il faut donc distinguer deux intervalles de temps différents : le temps séparant les deux pulses du laser afin d'obtenir le doublet ( $\Delta t_i$ ) et le temps entre chaque doublet ( $\Delta t_d$ ). Le premier, est fonction de la vitesse de l'écoulement et du traitement statistique. Le second, quant à lui, est imposé par la fréquence de la chaîne de P.I.V utilisée, ici  $4\text{ Hz}$  soit  $0,25\text{ s}$ .

Un traitement statistique est appliqué ensuite sur chaque doublet afin d'obtenir un champ de vecteur vitesse instantané (Fig. 2.28(b)). La répétition de cette opération permet alors de constituer une base de vecteurs vitesses instantanés. A partir de ces mesures instantanées, un grand nombre d'analyses sont possibles afin d'obtenir le champ moyen, les lignes de courant, la vorticité, ...

## b) Matériel utilisé

Pour gérer les temps entre les pulses, la fréquence du laser et les multiples paramètres, une centralisation sur ordinateur a été effectuée et le logiciel FlowManager 4.71.05 de Dantec Dynamics a été utilisé. Il permet de synchroniser la caméra HiSense C4742-53-12NRB de Dantec Dynamics avec le laser NewWave/Solo III. Ce dernier est alimenté par deux lampes flashes de  $50\text{ mJ}$  chacune. Au cours de cette thèse, plusieurs objectifs d'appareil de photographie ont été utilisés. Leurs interventions dans le processus de prise des champs de vitesse étaient uniquement dépendantes des tailles de fenêtre de visualisation souhaitées.

Pour observer les mouvements de l'écoulement traversier, un générateur de fumée de spectacle a été utilisé. Le Z-1500-II de chez Antari a permis d'ensemencer la salle d'expérimentations permettant ainsi l'aspiration des particules dans la veine lors des essais en extraction.

Pour l'ensemencement de l'écoulement d'injection, l'utilisation de la fumée de spectacle n'a pas été possible. En effet, il est nécessaire d'ensemencer avant l'entrée de l'air dans le réchauffeur. Pour réaliser l'injection de particules traceur, un couplage huile/air

comprimé a été mis en place. L'air comprimé entre dans le pot à huile, pulvérise l'huile sous forme de micro-gouttelettes, qui sont ensuite intégrées dans l'écoulement (Fig. 2.29).

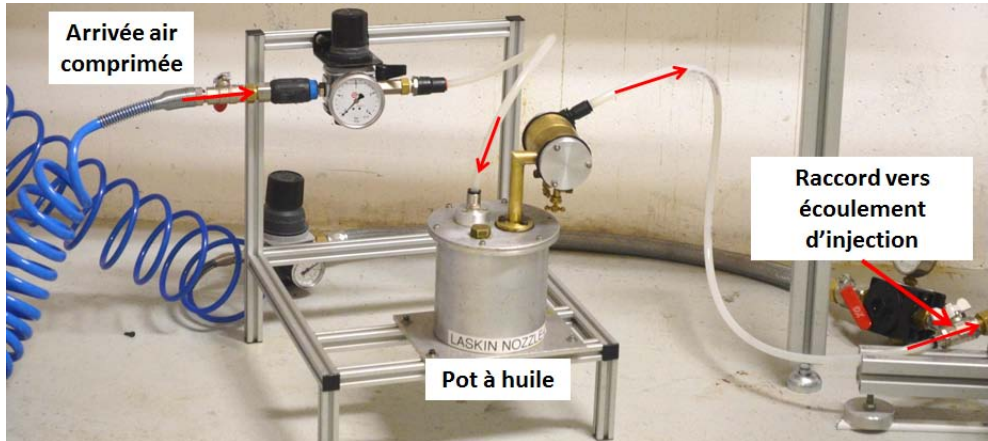


Fig. 2.29: Injection de gouttelettes d'huile dans le jet chaud par l'intermédiaire de l'air comprimé.

Les principaux avantages de cette méthode est sa facilité de mise en place et la bonne tenue des gouttelettes d'huile pour résister à la température du jet. Afin de trouver le bon dosage particules/écoulement, de nombreux tests ont été nécessaires. En effet, il ne faut pas trop d'huile pour ne pas perturber le jet, notamment changer sa masse volumique, mais il faut un certain nombre de particules pour que l'écoulement soit visible par les caméras. Lors de la mise en route de l'écoulement d'injection, une fraction non négligeable ( $\approx 11\%$ ) du débit massique total du jet d'air transite par le pot à huile. Lors de ce passage, l'air se charge en particules d'huile (ici de l'huile de pépin de raisin). Il est donc important de connaître le taux d'huile ainsi ajouté à l'écoulement. Après 4 h d'utilisation, seul 453 g d'huile ont été prélevés du pot, correspondant dans notre cas à une fraction massique de 0,07 %. Il est donc possible de négliger cette fraction massique d'huile.

### c) Choix du pas de temps et du nombre de doublets

Les écoulements d'injection et traversier présentant de grandes différences de vitesse initiales, la définition d'un unique pas de temps séparant les deux images d'un même doublet dans l'ensemble de la veine est inadaptée. Ce pas de temps doit donc évoluer au cours des tests et des fenêtres de visualisation à effectuer. Après de nombreux essais, la variation du pas temps ( $\Delta t_i$ ) est comprise :

- entre 0,5 et 2 ms pour le jet, respectivement à la sortie et vers le plafond,
- entre 5 et 70 ms pour l'écoulement traversier entre l'entrée dans le tunnel aval et les zones proches des parois de la station, où il y a très peu de mouvement.



Parallèlement, une étude sur le nombre de doublets à effectuer a été menée pour obtenir une bonne description de l'écoulement. Sur la figure 2.30, une comparaison d'analyse de la dynamique mesurée est proposée pour quatre cas : 50, 100, 500 et 1000 doublets dans le cas d'un écoulement traversier seul et sans accès. Cette mesure est effectuée dans le plan médian de la veine, proche du coin haut-aval de la veine d'essais.

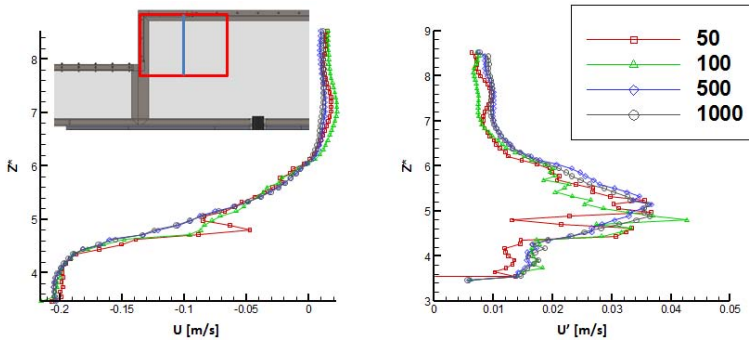


Fig. 2.30: Recherche du nombre de doublets à imposer pour l'écoulement traversier.

Les graphiques (Fig. 2.30) représentent, pour les différentes valeurs du nombre de doublets, la vitesse moyenne horizontale ( $\bar{U}$ ) et la fluctuation de la vitesse ( $\sqrt{U'^2}$ ) en fonction de la hauteur. Si le nombre de doublets est supérieur à 500, peu de différences apparaissent à la fois sur la vitesse moyenne et sa fluctuation. En effet, pour des nombres de doublets de 50 (rouge) ou 100 (vert), de fortes disparités sont observées notamment dans la zone de fluctuation la plus marquée en  $Z^* \approx 5$ . Il a alors été décidé de prendre pour ces zones d'étude un minimum de 500 doublets.

Des mesures analogues ont été menées au niveau du jet, pour deux positions verticales différentes.

La figure 2.31, présente les vitesses verticales (à gauche) et leurs fluctuations (à droite) en fonction de la distance  $X^*$  de la fenêtre de visualisation. Ces évolutions sont relevées pour les quatre nombres de doublets précédents (50, 100, 500, 1000) et aux deux positions verticales précédentes. Que ce soit à la base du jet (bas) ou vers le plafond de la station (haut), peu de différences sont observables sur les graphiques représentant les vitesses. Seule l'évolution des fluctuations de vitesses du cas 50 doublets semblent plus éloignée des autres relevés. Il est donc possible de réaliser des mesures correctes de vitesses et de fluctuations dans la zone du jet dès 100 doublets.

Afin d'harmoniser les mesures de vitesse futures dans toute la maquette (tunnels, accès et station), c'est à dire dans la zone spatiale étudiée, un nombre de 500 doublets a été retenu.

#### d) Verre Neoceram

Plusieurs verres ont été testés afin d'obtenir celui qui avait le moins d'impact possible sur la qualité d'image. Pour cela, une étude paramétrique a été réalisée basée sur la



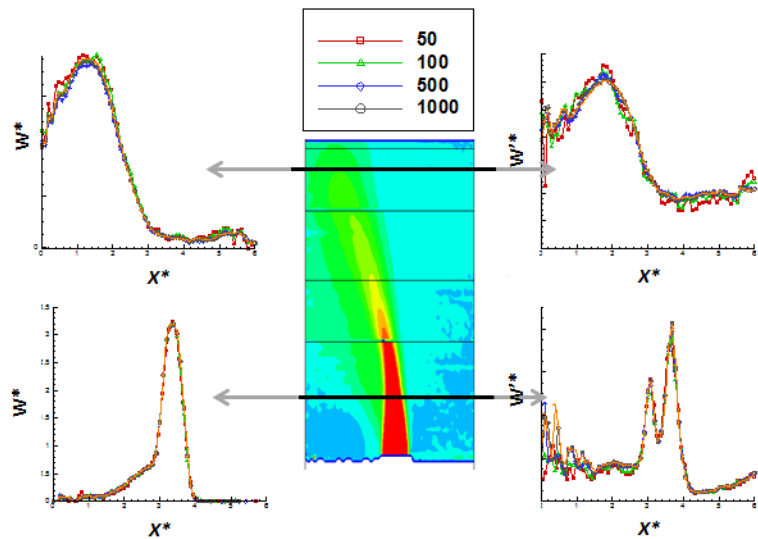
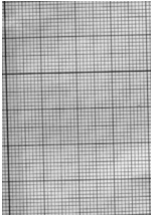
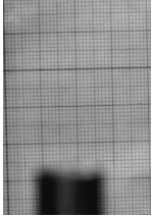



Fig. 2.31: Recherche du nombre de doublets à imposer pour l'écoulement d'injection.

visualisation, après mise au point, d'un papier millimétré à travers le verre. Ces tests ont été réalisés sur des échantillons de verre de  $100 \times 100 \text{ mm}^2$  de  $4 \text{ mm}$  d'épaisseur sans écoulement. Le tableau 2.6 présente la comparaison de deux verres, auquel est ajouté le cas sans verre.

Sans Verre	Verre 1	Verre 2
		

Tab. 2.6: Comparaison de l'influence du verre sur la visualisation.

Grâce aux photographies présentées dans le tableau 2.6, la netteté de l'image est très détériorée par la présence du verre 1 par rapport au cas sans verre. Remplacer ce verre par le second permet d'améliorer la netteté de l'image, bien que toujours inférieure au cas sans verre. Travaillant dans un milieu semi-confiné, il est impossible de travailler sans la présence de verre. C'est donc le verre 2, dont les caractéristiques sont présentées ci-après, qui sera choisi pour constituer les parois de la veine d'essais.

Après avoir décrit la maquette COMETH, son environnement technique et l'instrumentation associée, la première action à mener a été la validation de la veine et des

Propriétés	Caractéristiques	Gamme de fonctionnement	Valeur
Thermiques	Coefficient de dilatation thermique ( $.10^{-7} \text{ }^{\circ}\text{C}^{-1}$ )	-50 à 0 $^{\circ}\text{C}$	-6
		0 à 50 $^{\circ}\text{C}$	-7
		30 à 380 $^{\circ}\text{C}$	-6
		30 à 750 $^{\circ}\text{C}$	-4
	Chaleur Spécifique ( $\text{J.kg}^{-1}.\text{K}^{-1}$ )	à 25 $^{\circ}\text{C}$	800
	Conductivité thermique ( $\text{W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$ )	à 25 $^{\circ}\text{C}$	1,7
Optiques	Température de service maximale ( $^{\circ}\text{C}$ )	en continu	750
		en pointe	800
	Résistance au choc thermique ( $^{\circ}\text{C}$ )	$3.10^{-5} \text{ m}^3$	800
	Indice de réfraction ( $n_D$ )		1,54
	Dispersion (nombre d'Abbe $\nu$ )		57
	Coefficient de stress optique ( $(\text{nm.mm}^{-1}).\text{MPa}^{-1}$ )	30 à 380 $^{\circ}\text{C}$	-6

Tab. 2.7: Caractéristiques du verre n°2 : *Neoceram*.

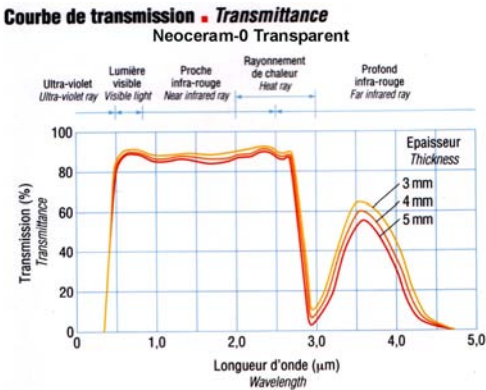


Fig. 2.32: Courbes de transmission du verre 2 - *Neoceram*.

moyens de mesures associés afin de n'avoir aucun doute sur la qualité des résultats à venir.

## 2.3 Validation de la maquette COMETH

### 2.3.1 Dynamique

Afin de caractériser la qualité de la veine, des études sur les écoulements de base ont été menées. Dans un premier temps, pour valider l'écoulement traversier dans une configuration simple (pas de jet et pas d'accès), des plans de PIV ont été effectués à trois endroits stratégiques de la veine (cercles rouges - Fig. 2.33) à savoir dans le tunnel amont, au centre de la station et dans le tunnel aval. Ces champs de PIV sont réalisés dans trois

plans différents (Y-1; Y0 et Y1), où Y0 est le plan relevé au centre de la veine (passant par le centre du jet) et les deux autres plans Y-1 et Y1, correspondent respectivement aux 1/4 et 3/4 de la largeur de la veine. Cette validation a été effectuée pour un débit d'extraction de l'ordre de  $22,7 \text{ g.s}^{-1}$ , devant permettre de vérifier la bonne cohérence de cet écoulement dans l'ensemble du domaine du banc d'essais.

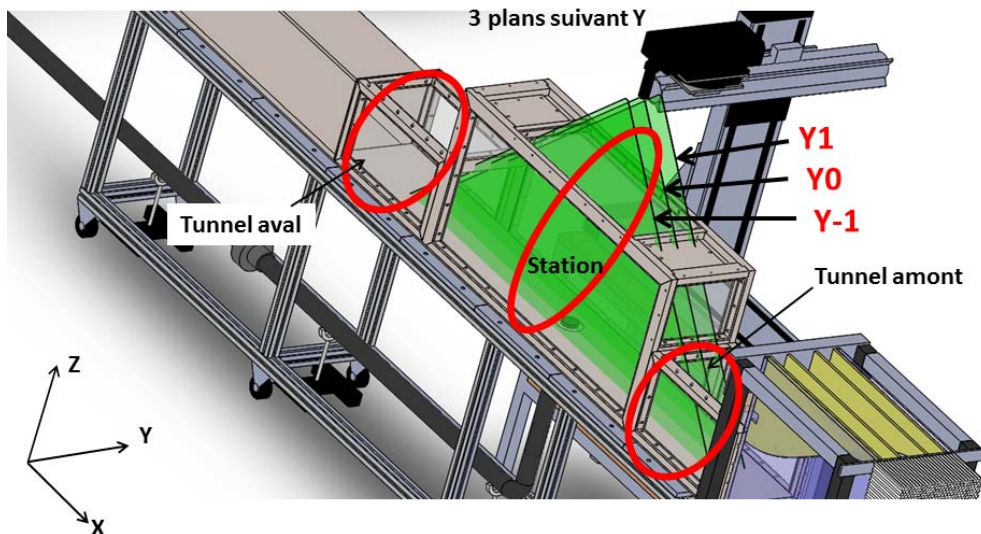


Fig. 2.33: Plans de PIV pour la validation de l'écoulement traversier.

La figure 2.34 présente la configuration d'écoulement pour la validation des vitesses horizontales dans le tunnel amont.



Fig. 2.34: Configuration de test pour les profils de vitesse dans le tunnel amont.

La figure 2.35 montre les profils obtenus dans les 3 plans du tunnel amont (sortie du convergent). Il convient de rappeler ici que travaillant en extraction, l'écoulement a un mouvement de l'extérieur vers l'intérieur de la veine et par conséquent vers le ventilateur. **Il sera convenu ici et pour le reste de la thèse que lors de ce mode de fonctionnement, les vitesses seront exprimées négativement, allant dans le sens opposé à l'axe X.**

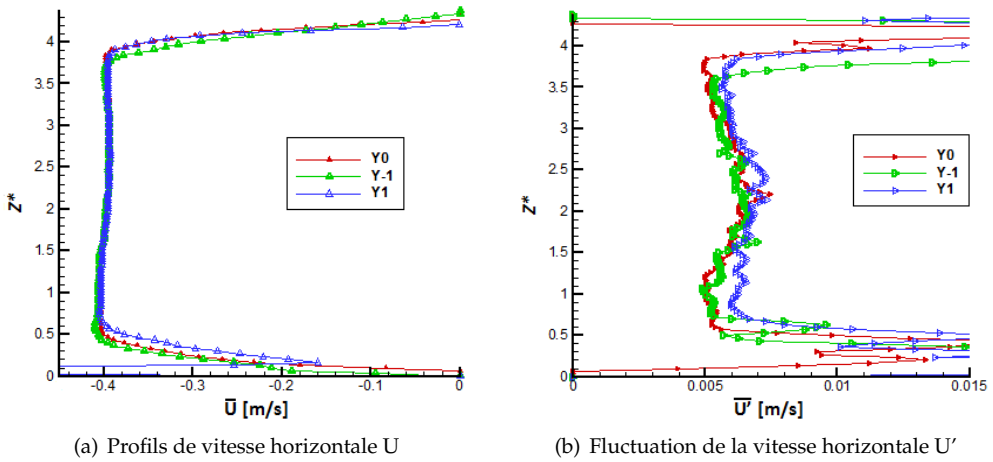


Fig. 2.35: Validation de l'écoulement traversier dans le tunnel amont.

Les vitesses, présentées figure 2.35, sont très stables en dehors des couches limites (qui sont de l'ordre de 15 mm). En effet, dans la partie centrale ( $0,6 \leq Z^* \leq 3,8$ ), les variations de vitesse moyenne  $\bar{U}$  sont inférieures à 3 %. Ce comportement d'écoulement est typique d'un écoulement à la sortie d'un convergent où les couches limites sont écrasées, présentant ainsi un plateau de vitesse sur la majeure partie de la hauteur de la veine. Le bon fonctionnement de la section convergente assure alors une réduction de l'influence des conditions amont à l'écoulement, sur son comportement dans la veine. Par contre, avec des vitesses d'air très faibles de l'ordre de  $0,4 \text{ m.s}^{-1}$ , l'écoulement reste fortement sensible aux oscillations extérieures (ouverture de porte, déplacement rapide devant la veine, ...) et des précautions sont donc à prendre lors des essais.

Les fluctuations de la composante longitudinale de vitesse sont très faibles dans la partie centrale ( $\approx 0,006 \text{ m.s}^{-1}$ ) ce qui correspond à une intensité de turbulence horizontale  $It_U$  d'environ 1,5 %. Il faut également noter une forte augmentation de ces fluctuations au sein des couches limites, liée au cisaillement maximal dans ces régions. Les niveaux d'intensité turbulente sont également satisfaisants à ces positions, inférieure à 5 %.

Ensuite les profils moyens sont présentés au centre de la station (Fig. 2.36 et 2.37).



Fig. 2.36: Configuration de test pour les profils de vitesse dans la station.

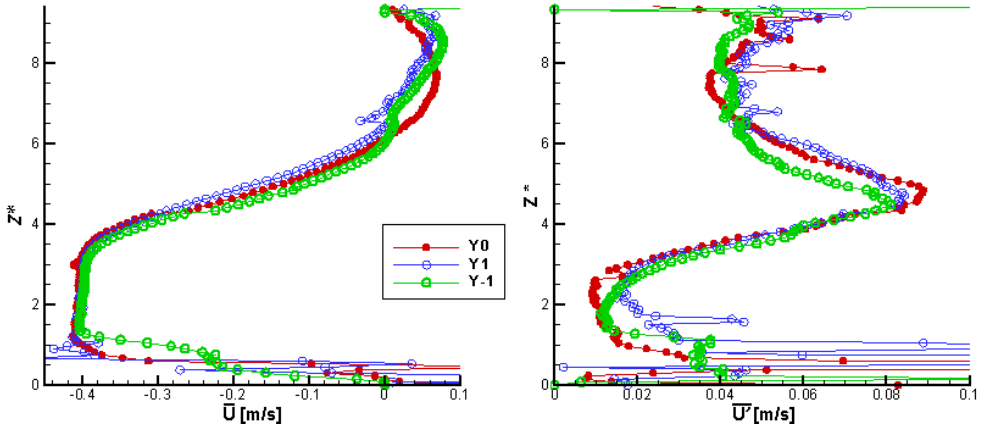


Fig. 2.37: Validation de l'écoulement traversier dans la station.

La figure 2.37 présente l'évolution de la vitesse longitudinale et la fluctuation de cette vitesse au sein de la station. Dans la partie basse du tracé ( $Z^* \leq 4,5$ ), c'est la forme en plateau précédemment observée qui est ici prépondérante. L'augmentation de l'épaisseur de la couche limite peut au passage être notée. Les vitesses horizontales décroissent alors rapidement avant de basculer dans le sens opposé, passant dans ce cas de  $-0,4 \text{ m.s}^{-1}$  en  $1 \leq Z^* \leq 3,5$  à  $0,08 \text{ m.s}^{-1}$  en  $Z^* \approx 8,5$ . Ce changement d'orientation du profil de vitesse est l'illustration de la mise en place d'une couche de retour ou de recirculation dans cette section de la veine d'essais. Elle sera par la suite mise en évidence avec le champ de vitesse complet dans le plan médian. Parallèlement, l'intensité de turbulence  $It_U$  indique des niveaux de fluctuations de l'ordre de 3,75 % dans le bas de la veine ( $Z^* \leq 4,5$ ) et de l'ordre de 11 % dans la partie haute de la veine (en se basant sur la vitesse du tunnel amont,  $0,4 \text{ m.s}^{-1}$ ). A une hauteur  $Z^* \approx 4,4$ , de fortes intensités de turbulence sont détectables avec des niveaux atteignant 22,5 %, qu'il conviendra d'analyser.

La figure 2.38 indique l'endroit de mesure de vitesse dans le tunnel aval.



Fig. 2.38: Configuration de test pour les profils de vitesse dans le tunnel aval.

La figure 2.39 montre quant à elle un profil atypique. Effectivement, dans le tunnel aval, une sur-vitesse est présente vers le premier 1/3 de la hauteur. Cette dernière s'explique par la forme de la veine qui force une partie de l'écoulement à se contracter

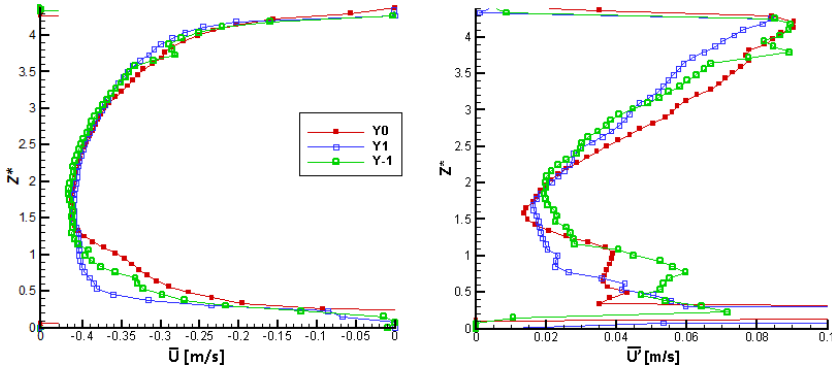


Fig. 2.39: Validation de l'écoulement traversier dans la station.

brutalement du haut vers le bas, engendrant une orientation de l'écoulement en direction du sol du tunnel. Cette orientation des écoulements crée alors de fortes fluctuations qui se traduisent par des niveaux d'intensité turbulente proche des 22 %. Cette dernière décroît ensuite pour prendre une valeur de l'ordre de 5 %, pour des  $1 \leq Z^* \leq 2$ .

L'exploitation de ces courbes tout au long de la veine a permis de mettre en évidence une bonne tenue de l'écoulement. Cela permet donc de valider la veine et de considérer l'écoulement de base comme étant plutôt 2D, au regard des profils de vitesse (sans jet et sans accès) au centre de la veine (suivant l'axe Y), ce qui facilitera les futures exploitations en explorant principalement les profils situés dans le plan médian Y0.

Pour affiner la validation de la veine, un champ de vitesse longitudinale a pu être réalisé **dans l'intégralité du plan XZ** de la veine Fig. 2.40. Au cours de la thèse, la caméra et le laser ayant été de nombreuses fois déplacés et remis en place, le nombre de fenêtres d'exploration par PIV et leurs tailles peuvent varier d'un essai à l'autre mais le principe de recouvrement et de reconstitution du champ de vitesse reste le même.

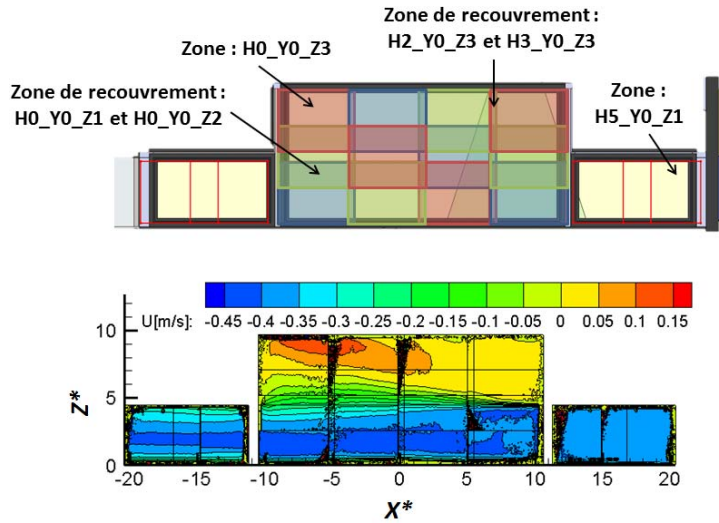


Fig. 2.40: Champ de vitesse  $U$  dans l'ensemble de la veine.

Un certain nombre de champs adjacents est nécessaire pour recouvrir intégralement la maquette. Cette première investigation souligne l'allure générale de l'écoulement tout au long de la veine et surtout permet de valider le moyen de mesure de vitesse couplé aux systèmes de déplacement. Ceci conforte l'utilisation de la PIV permettant donc de décrire le développement dynamique de l'écoulement dans l'ensemble de la station et des tunnels.

### 2.3.2 Mise en place des pertes de charges

Afin d'être au plus proche des conditions de ventilation mises en place par la RATP sur les lignes pneumatiques du métropolitain, une répartition des débits volumiques équilibrée entre le tunnel et l'accès (Fig. 2.41) est recherchée. Des répartitions analogues sont réalisées sur la maquette RATP (cf. annexe A.4).

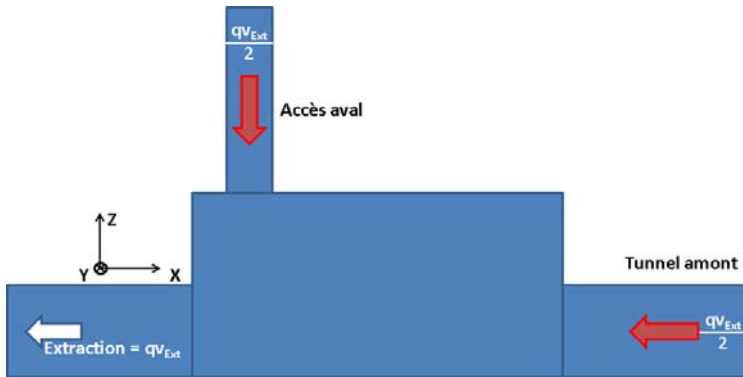


Fig. 2.41: Répartition souhaitée des débits volumiques.

Afin de mettre en place cette répartition, des tissus en acier inoxydable, à divers taux de vide sont testés. Ne sont présentés ici que le cas sans tissu (nid d'abeilles seul) et le tissu retenu pour la suite de la thèse.

Dans un premier temps, des essais ont été réalisés avec la seule présence du nid d'abeilles servant ici à la stabilisation de l'écoulement. Le protocole suivi est le suivant :

- mise en route du ventilateur au débit testé,
- prise de mesure de la vitesse par PIV au niveau de la sortie du tunnel amont (avant l'entrée dans la station),
- ouverture de l'accès côté extracteur (vers tunnel aval),
- prise de mesure par PIV à nouveau.

Afin de s'assurer de la plus grande plage possible d'utilisation des résultats, 6 débits massiques en mode extraction ont été testés : 28,3 ; 24,4 ; 19,3 ; 14,8 ; 9,2 ; et 3,4  $g.s^{-1}$ . La figure 2.3.2 présente la vitesse horizontale mesurée dans le plan médian, au centre du tunnel amont, pour les deux cas suivants : sans accès et avec accès. La notation retenue est par exemple avec10 qui signifie un essai avec l'ouverture de l'accès et pour une extraction d'environ 10  $g.s^{-1}$ .



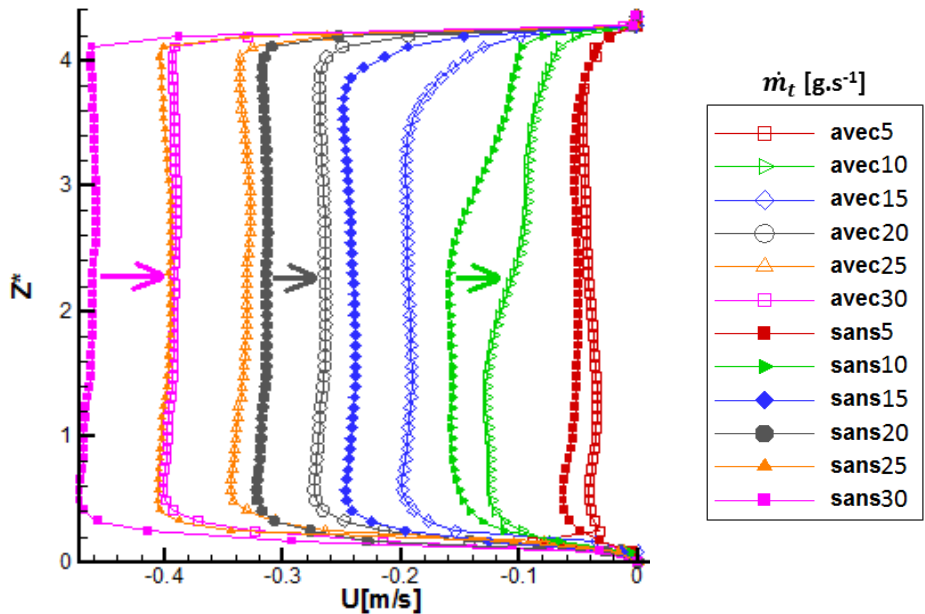


Fig. 2.42: Profils de vitesse dans le tunnel amont pour 6 débits différents, avec la seule présence du nid d'abeille dans le cas sans accès (pleins) et avec l'accès aval (creux).

Afin de faciliter la compréhension, un cas sera plus précisément détaillé. Par exemple, le profil de vitesse (rose) entrant dans la station pour un débit de  $28,3 \text{ g.s}^{-1}$  (lors de la présence de l'accès) correspond à celui du débit  $24,1 \text{ g.s}^{-1}$  lorsque l'accès est fermé. Cela permet donc d'estimer le pourcentage du débit d'extraction entrant dans la veine par le tunnel amont à 85 % et par extension, le taux entrant par l'accès n'est dans ce cas que de 15 %. De manière générale, pour les 6 configurations testées, le pourcentage moyen du débit total d'extraction entrant par l'accès est d'environ 19 %, comme le montre le tableau 2.8.

Débit massique d'extraction $\text{g.s}^{-1}$	Débit massique tunnel amont $\text{g.s}^{-1}$	% accès aval
28,3	24,1	14,9
24,4	20,4	16,4
19,3	16,3	15,7
14,8	24,1	18,8
9,2	7,0	24,7
3,4	2,8	18,2

Tab. 2.8: Bilan des débits massiques sans le voile inox.

Maintenant que les répartitions des débits entre le tunnel amont (81 %) et l'accès aval (19 %) sont connues pour des débits d'extraction fixés, une toile en inox est apposé sur le nid d'abeilles. Cet action doit permettre d'augmenter les pertes de charges au niveau

du tunnel amont et par ce biais changer les répartitions des écoulements en faveur de l'accès. Les profils de vitesse dans le tunnel amont, après l'ajout d'un tissu inox au taux de vide de 38 %, est ici présenté Fig. 2.3.2. Les débits d'extraction restent du même ordre de grandeur que ceux présentés précédemment.

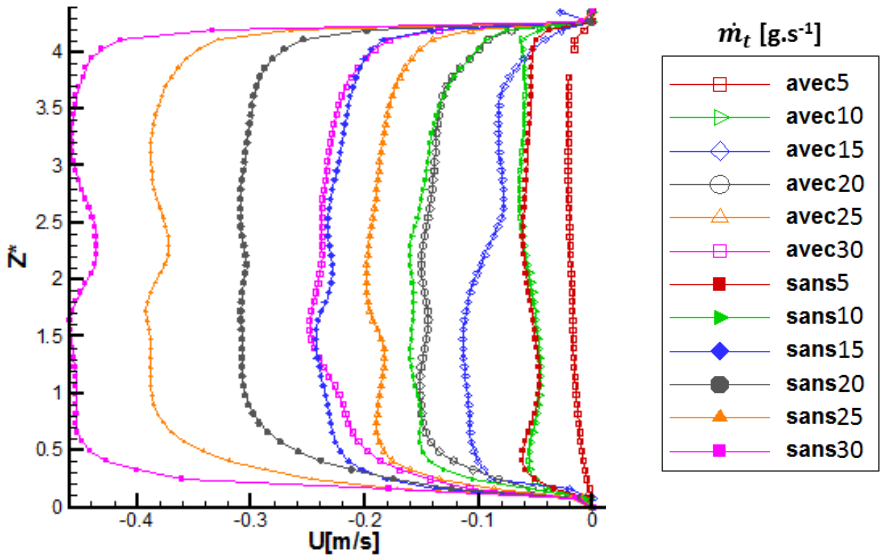


Fig. 2.43: Profils de vitesse dans le tunnel amont pour 6 débits différents, avec la présence de la toile métallique sans accès (pleins) et avec l'accès aval (creux).

La figure 2.3.2 montre l'évolution des vitesses horizontales dans le tunnel amont en fonction du débit d'extraction et de la configuration (avec accès et sans accès). Pour exemple, le cas illustré en rose (60), propose un débit massique entrant dans la veine d'environ  $28,3 \text{ g.s}^{-1}$  lorsqu'il n'y a pas d'accès. Après l'ouverture de l'accès aval le débit massique descend à  $13,8 \text{ g.s}^{-1}$ . Cela revient à avoir 48,9 % du débit d'extraction passant par le tunnel amont et donc 51,1 % passant par l'accès.

Débit massique d'extraction $\text{g.s}^{-1}$	Débit massique tunnel amont $\text{g.s}^{-1}$	% accès aval
28,3	13,8	51,1
24,1	12,2	49,4
19,4	9,4	51,6
14,7	6,9	53,2
9,4	4,1	56,7
4,0	1,6	58,4

Tab. 2.9: Bilan des débits massique avec la toile métallique inox.

L'ensemble de ces résultats étant en bonne concordance avec les pertes attendues, cette toile restera désormais présent pour tous les essais ultérieurs.

### 2.3.3 Validation de l'écoulement d'injection

#### Approche locale

Comme mentionnée dans le chapitre §1.2, l'incendie est représenté ici par une injection d'air chaud dans la station. Cette injection est assurée par un jet unique, de section circulaire, qui servira de cas de base de l'étude. Cet écoulement d'injection est caractérisé par sa vitesse verticale  $W_j$  et par sa température  $T_j$ , deux paramètres qui seront fixés tout au long des expériences. Cependant, une phase de validation de l'injection est nécessaire au préalable.

La première vérification à apporter est l'uniformité de l'écoulement d'injection en sortie de bouche, située à environ 5 mm au dessus du sol de la station et au centre de la veine d'essais ( $X^* = 0$ ;  $Y^* = 0$ ). Pour cela, des mesures de vitesse et de température ont été réalisées en  $Z^* = 1$  et les profils obtenus sont présentés figure 2.44. Des profils à  $Z^* = 2, 4, 5, 6$  et 8 sont également présentés. Ce test a été effectué dans la station, sans écoulement et sans accès, afin d'identifier le comportement du jet chaud et son développement.

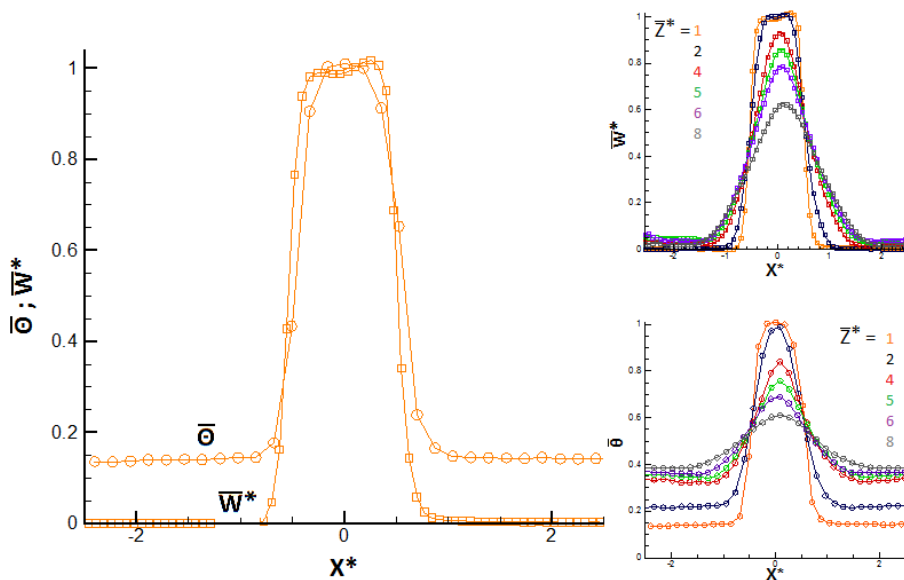


Fig. 2.44: Profils de la température adimensionnée ( $\bar{\theta}$  :  $\circ$ ) et dynamique ( $\bar{W}$  :  $\square$ ) du jet aux positions verticales  $Z^* = 1, 2, 4, 5, 6$  et 8 dans le cas sans accès et sans écoulement traversier.

L'écoulement généré est caractérisé par une vitesse débitante moyenne  $W_j$  de 2,92  $m.s^{-1}$  et une température de sortie moyenne  $T_j$  de 137,5 °C. Le nombre de **Reynolds**  $Re_j$ , basé sur le diamètre du jet  $D = 50$  mm, est alors de l'ordre de 5450, offrant des conditions de régime turbulent. Les profils de température et de vitesse à la hauteur  $Z^* = 1$  possèdent le même comportement général, forme carrée, traduisant la présence du cône potentiel. Afin de vérifier la bonne tenue dynamique du cône potentiel, l'étude de l'évolution de la vitesse verticale en fonction de la hauteur est alors menée (Fig. 2.45).

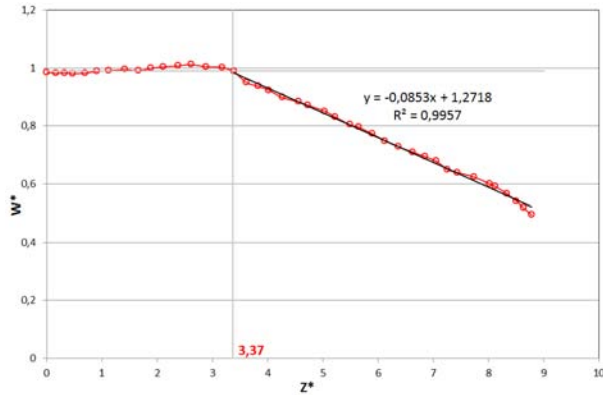


Fig. 2.45: Évolution verticale de la vitesse verticale adimensionnelle dans la station  $W^*$ .

L'évolution de la vitesse verticale le long de la ligne centrale du jet, c'est-à-dire la ligne décrivant le centre du jet en fonction de la hauteur, présente deux zones bien distinctes (Fig. 2.45). La première partie de la courbe est plate, traduisant la conservation de la vitesse d'origine dans cette zone : ceci indique clairement l'emplacement du cône potentiel du jet. Ce régime s'étend jusqu'à  $Z^* = 3,37$ . Au delà, la vitesse verticale du jet décroît linéairement, avec un coefficient directeur d'une valeur de  $-0,0853$ .

Ces valeurs sont à rapprocher de celles mesurées par CORNARO *et al.* [59], pour un jet rond libre à  $Re = 6000$  et  $D = 47,2 \text{ mm}$ . Dans de telles conditions, le coeur potentiel est d'environ 4 ; la pente régissant la décroissance de la vitesse est de l'ordre de  $-0,083$ . Les travaux de ROUX [47] montre que le coeur potentiel subsiste jusqu'à  $Z^*=3,6$  et qu'une régression en  $-0,083$  est obtenue pour un impact de jet, en milieu ouvert, à des distances  $Z/D$  de 8 et 12.

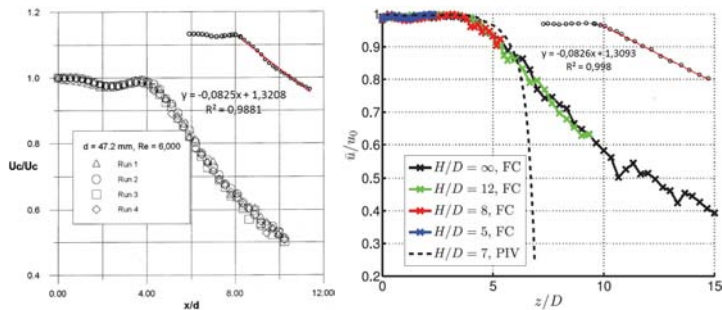


Fig. 2.46: Évolution de la vitesse verticale adimensionnelle le long de la ligne directrice du jet - (a)  $Re = 6000$  et jet libre selon CORNARO *et al.* [59] - (b)  $Re = 28000$  et impact de jet selon ROUX [47].

Devant la cohérence de ces évolutions thermique et dynamique, le comportement du jet est en accord avec ce qui était attendu. Il maintenant possible d'observer son évolution

et son comportement complet dans la veine d'essais.

### Approche globale

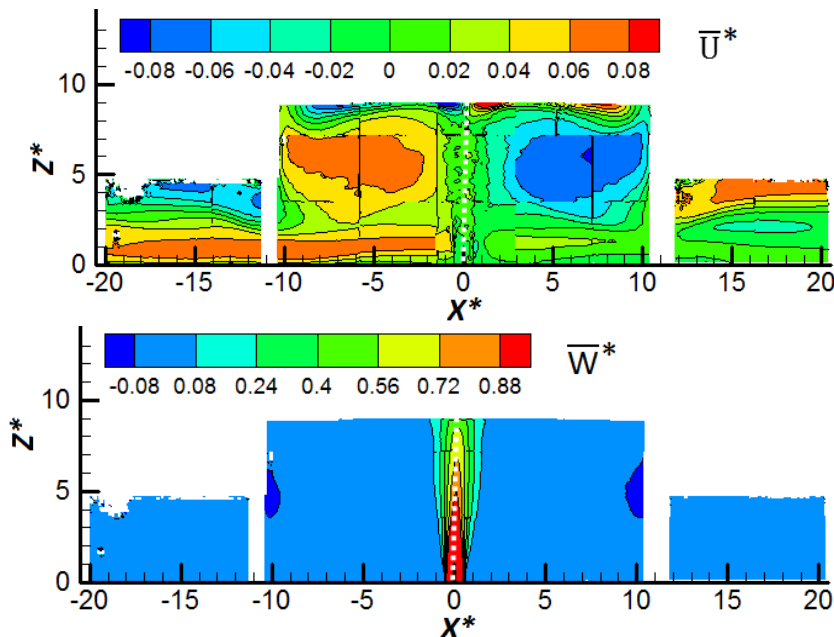


Fig. 2.47: Champs de vitesse adimensionnalisée horizontale  $\bar{U}^*$  et verticale  $\bar{W}^*$  du cas de base.

Les champs de vitesse moyenne horizontale  $\bar{U}^*$  et verticale  $\bar{W}^*$  sont présentés figure 2.47 et l'impact du jet sur la paroi supérieure de la veine entraînant des zones d'écoulement rampant de l'air sur le plafond est clairement identifiable. Le confinement latéral du panache révèle des zones de retour très bien visibles sur le champ de vitesse  $\bar{U}^*$ , centrées en  $(X^* = -7; Z^* = 6)$  et  $(X^* = 7; Z^* = 6)$ . De plus, l'entraînement de l'air ambiant de la station par le jet se fait essentiellement dans la partie basse de la veine.

Liées à la conception de la veine d'essais, les pertes de charges présentes à l'extrémité du tunnel amont (convergent, nid d'abeilles et tissu inox) et à l'extrémité du tunnel aval (chambre de tranquillisation, système de ventilation) sont différentes. Ce déséquilibre de conditions aux limites est alors mis en évidence (Fig. 2.47) au travers de la dissymétrie des écoulements en partie basse de la veine.

L'analyse des champs de vitesses fluctuantes  $\sqrt{U'^2}$  et  $\sqrt{W'^2}$  (Fig. 2.48) permet d'observer une fluctuation de vitesse sur la gauche du jet plus importante que de l'autre côté. Cela se traduit par un impact des écoulements plus conséquents de ce côté et donc une légère inclinaison du jet vers l'amont de la veine (à droite de la figure).

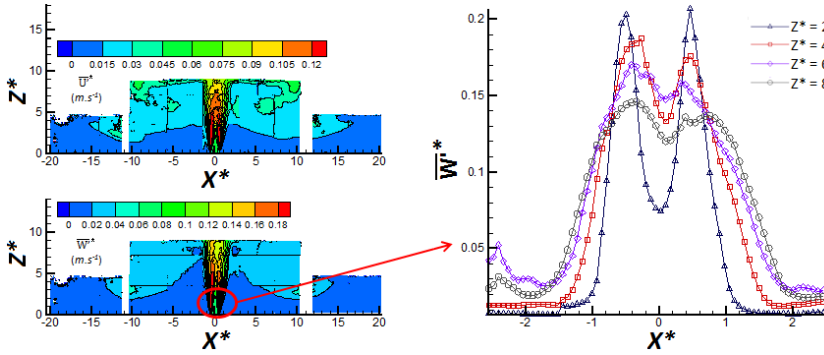


Fig. 2.48: (a) Champs de vitesse fluctuantes horizontale  $\sqrt{U'^2}$  et verticale  $\sqrt{W'^2}$  pour le cas de base - (b) Profil de vitesse fluctuante verticale  $\sqrt{W'^2}$  pour le jet en  $Z^* = 2, 4, 6$  et  $8$ .

La prospection du champ de température est effectuée à l'aide du peigne de thermocouples fins (§2.2.1) en relevant les températures tous les centimètres sur une longueur de 910 mm (18,2  $D$ ). Afin de reconstituer le champ complet dans le plan médian XZ, il a été nécessaire de déplacer le peigne dans 5 plans horizontaux différents, ce qui conduit à l'obtention de 15 profils complets. L'interpolation de ces profils permet de reconstituer le champ thermique exploré dans le plan médian présenté figure 2.49. En raison de la forme du peigne de thermocouples le champ complet et les zones amont (les 20 premiers mm (0,4  $D$ )) et les zones aval (les 120 derniers mm (2,4  $D$ )) situées à proximité des parois verticales de la station ne sont pas mesurables. Il en va de même pour les 15 mm les plus proches du plancher de la veine et des 35 mm sous le plafond de la station.

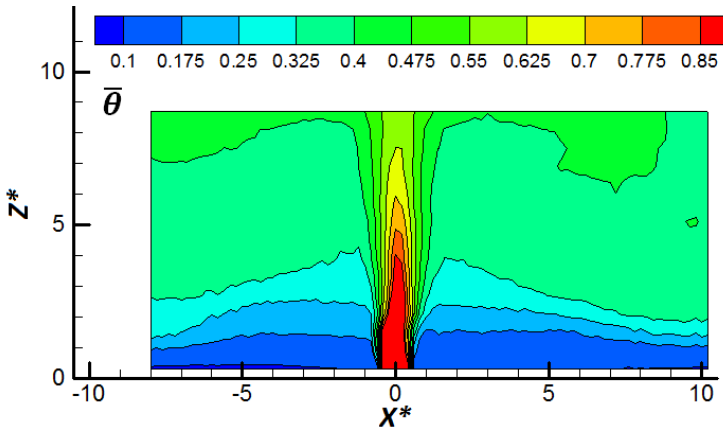


Fig. 2.49: Champ de température moyenne adimensionnée dans le plan médian XZ pour le cas de base, sans accès et sans extraction.

L'air chaud, issu de la bouche du jet, impact le plafond et se mélange dans le reste de la veine.

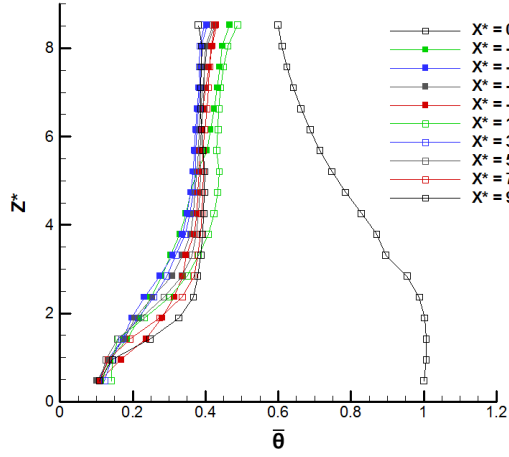


Fig. 2.50: Profils de température en fonction de la hauteur pour différentes valeurs de  $X^*$  ;  $\square$  : amont du jet  $X^* \geq 0$  ;  $\blacksquare$  : aval du jet  $X^* \leq 0$ .

L'air chaud « stagne » dans la partie haute de la veine et génère donc une stratification thermique importante (Fig. 2.49 et 2.50). La répartition de cette stratification est homogène dans la largeur de la veine. L'air frais entre par le bas de la station sur la moitié de la hauteur des tunnels. Ceci est à mettre en relation avec l'analyse des profils de vitesse faite précédemment. La figure 2.51 permet de mettre en perspective le champ de vitesse adimensionnelle horizontale et le champ de température adimensionnelle dans le même plan XZ, ainsi que leurs fluctuations associées, respectivement  $\sqrt{U'^2}$  et  $\bar{\theta}'$  dans les mêmes conditions de fonctionnement.

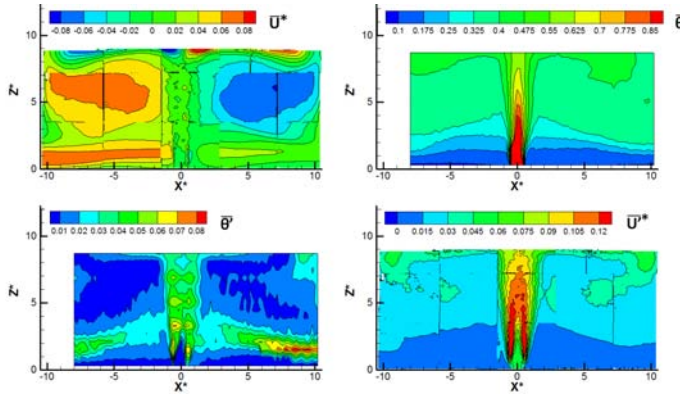


Fig. 2.51: Comparaison du champ de température moyenne  $\bar{\theta}$  dans la veine avec le champ de vitesse horizontale  $\bar{U}^*$ , pour le cas sans accès et sans extraction.

L'observation des hauteurs d'entrée d'air frais dans le bas du tunnel et la stagnation de l'air chaud dans leurs parties hautes peuvent être faites. Parallèlement, les fluctua-

tions des profils de vitesse et de température montrent une bonne adéquation des zones de conflit entre les écoulements chauds sortant et les entrées « froides » à température ambiante. Les zones d'écoulement rampant de l'air chaud le long du plafond de la station sont par ailleurs bien décrites et très similaires.

### Etablissement thermique

La montée en température au sein de la veine et la stabilité des écoulements au cours du temps sont primordiales dans cette étude. Il est donc logique de contrôler leurs comportements au cours du temps. Lors de la première mise en fonctionnement du système d'injection, un suivi temporel des températures est réalisé afin de connaître les temps de montée en température et de stabilisation du système (Fig. 2.52).

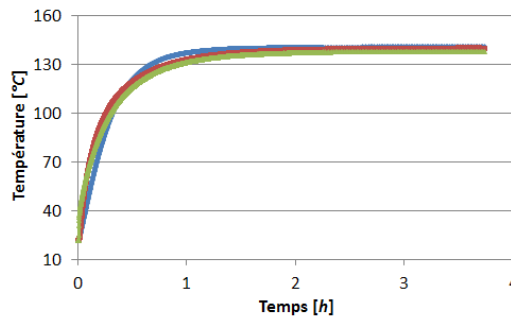


Fig. 2.52: Suivi temporel des températures d'injection.

Il est possible d'observer une évolution similaire des trois températures d'injection situées dans le système. Au bout d'environ 3/4 d'heure de fonctionnement, la température mesurée en ces points est de l'ordre de 95 % de la température de consigne recherchée (137,5 °C). Il faut par contre attendre un délai total de 1 h 15 avant d'atteindre 99 % de cette température. En parallèle, des mesures de température dans le convergent et dans la jonction tunnel aval/chambre de tranquillisation sont effectuées.

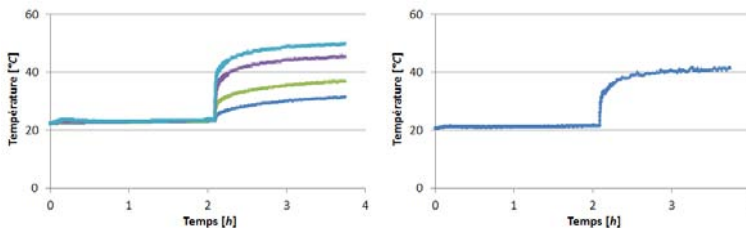


Fig. 2.53: Suivi temporel des températures : (a) à la jonction tunnel aval / chambre de tranquillisation, (b) au milieu du convergent.

Les évolutions des températures dans ces zones de la maquette montrent qu'il faut environ 2 h aux écoulements chauds (sans extraction, ni accès) présents au sein de la sta-



tion, pour « occuper » complètement le volume et sortir par les tunnels. En effet, que ce soit en amont (2.53(a)) ou en aval (2.53(b)), ce n'est qu'après ce laps de temps de 2 heures que les températures augmentent.

Suite à ces observations **un protocole a été retenu** :

- mise en place de la géométrie à étudier et allumage de l'écoulement d'injection (réchauffeur et air comprimé),
- après 2,5 h de montée en température, mise en route de l'écoulement d'extraction,
- début des mesures après au moins 1 h après la mise en route de l'écoulement d'extraction,
- pas d'arrêt des écoulements ou du réchauffeur temps que toutes les mesures thermiques et de vitesse ne soit réalisées dans cette configuration. Le changement de place des peignes de thermocouples de la station est effectué le soir afin d'avoir la nuit pour stabiliser les écoulements internes.

Seul un réajustement des détendeurs est parfois nécessaire. Les figures 2.54 montrent l'évolution des températures et des pressions au cours d'un essai d'une heure est demi, durée moyenne de mesure d'un profil thermique dans la station. Elles illustrent les évolutions en fonction du temps des :

- (a) températures d'injection,
- (b) températures d'extraction,
- (c) température à la jonction tunnel aval / chambre de tranquillisation,
- (d) température ambiante et température au milieu du convergent,
- (e) différentielles de pression autour des diaphragmes pour l'injection (rouge) et l'extraction (bleu).

L'ensemble de ces graphiques illustre les conditions d'expérimentations mises en place lors d'un essai. Que ce soit en terme de température, ou de pression aux bornes des diaphragmes, les valeurs sont stables dans le temps. De manière générale, au cours de ce présent essai les grandeurs relevées sont :

Grandeur	Moyenne (1 h 30')	Ecart type
$T_{convergent}$ [°C]	31,5	0,3
$T_{amb}$ [°C]	23,6	0,1
$T_j$ [°C]	137,6	0,1
$T_{diaph}$ injection [°C]	139,7	0,1
$P_{diaph}$ injection [Pa]	355,8	1,7
$P_{diaph}$ extraction [Pa]	95,4	0,7
$T_{diaph}$ extraction [°C]	33,1	0,1
$T_{diffuseur}$ extraction [°C]	38,8	0,2

Tab. 2.10: Conditions thermiques et dynamiques lors d'un essai avec extraction.

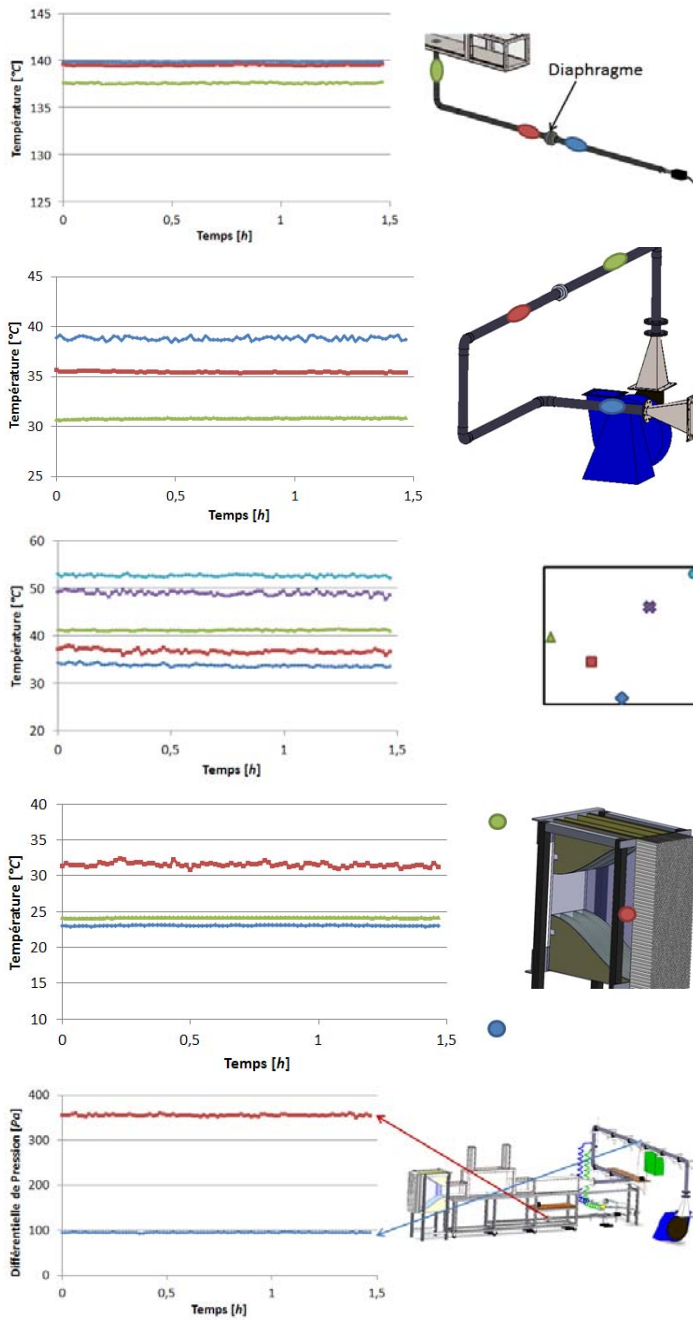


Fig. 2.54: Evolution temporelle des paramètres caractéristiques mesurés dans la maquette au cours d'un essai avec extraction.

## 2.4 Conclusion partielle sur le montage COMETH

La maquette COMETH, maquette simplifiée d'une station de métropolitain à l'échelle 1/24<sup>eme</sup>, est un moyen d'étude de la confrontation d'un jet vertical chaud avec un écoulement traversier froid. Afin d'effectuer cette étude dans de bonnes conditions, un dimensionnement et une validation des différents organes ont été fait :

- la structure, est étanche et résistante aux températures rencontrées.
- l'écoulement de ventilation, fonctionnant principalement dans le cadre de cette thèse en extraction, permet d'obtenir des vitesses dans l'accès amont allant de 0,05 à  $0,65 \text{ m.s}^{-1}$  (sans la présence d'injection ni d'accès).
- l'écoulement d'injection, turbulent et caractérisé par sa température autour de  $137,5^\circ\text{C}$  et sa vitesse verticale  $\approx 3 \text{ m.s}^{-1}$ , est conforme dans son développement à la littérature.
- le confinement est « opérationnel » pour l'écoulement traversier (écoulement de type cavité entraînée), comme pour l'écoulement d'injection (écoulement avec impact du jet sur le plafond et écoulements rampants le long du plafond).

Enfin, une métrologie adaptée a pu être mise en place : thermocouple pour mesurer les points de fonctionnement, chaîne de PIV et de thermocouples fins pour obtenir les champs de température et de vitesse dans la station et les accès.

Il est donc désormais possible de réaliser une première étude paramétrique dans une configuration géométrique ne présentant pas d'accès. C'est l'objet du §3.

## Comportement d'un jet chaud soumis à un écoulement traversier en milieu semi-confiné

### Sommaire

<b>3.1</b>	<b>Identification des écoulements internes . . . . .</b>	<b>76</b>
3.1.1	Configuration d'étude . . . . .	76
3.1.2	Description des écoulements . . . . .	77
3.1.3	Influence du facteur $r$ . . . . .	84
<b>3.2</b>	<b>Effet du confinement vertical sur le développement du jet . . . . .</b>	<b>89</b>
3.2.1	Cas de référence - $H/H_0 \approx 2,14$ . . . . .	89
3.2.2	Influence du rapport $H/H_0$ . . . . .	97
<b>3.3</b>	<b>Conclusion partielle . . . . .</b>	<b>102</b>

*Ce chapitre a pour but de présenter l'évolution d'un jet chaud vertical dans un volume semi-confiné soumis à un écoulement froid horizontal. Après avoir étudié l'organisation des écoulements à l'intérieur de la maquette pour une configuration de référence, l'impact du débit d'extraction sur les déplacements d'air sera analysé. Dans un troisième temps, le confinement vertical du jet dans le volume d'étude sera modifié et son influence sur les écoulements internes observé.*

UN JET CHAUD vertical rencontrant un écoulement froid horizontal est une configuration classiquement étudiée et la bibliographie regorge d'études portant sur de telles confrontations. Le rapport de quantité de mouvement  $r$  entre l'écoulement injecté et l'écoulement traversier est le paramètre principal pilotant l'organisation des écoulements, la gamme d'étude s'échelonnant classiquement entre  $r = 2$  et  $r = 10$ . A notre connaissance, l'état de l'art s'intéresse plutôt à l'évolution de jets et d'écoulements traversiers dans des environnements ouverts ou semi-confinés ( $H/D \geq 10$ ), voire au sein de canaux à géométrie régulière et sans stratification. Etudions comment un confinement plus significatif peut altérer l'écoulement.

### 3.1 Identification des écoulements internes

#### 3.1.1 Configuration d'étude

A partir d'une géométrie caractéristique, présentée figure 3.1, l'intérêt se porte sur le mélange entre un écoulement d'injection et un écoulement traversier d'extraction. De plus, l'environnement est semi confiné et offre une géométrie relativement complexe, avec la présence d'un décrochement de la paroi supérieure. Comme signalé dans l'analyse bibliographique (§1.2), les études de jet impactant un écoulement traversier s'intéressent à des géométries plus simples. FRIC & ROSHLO [48] ont étudié un jet débouchant dans un canal à section carrée ou bien plus récemment ASH [60] a analysé cette confrontation dans une configuration d'écoulement le long d'une paroi.

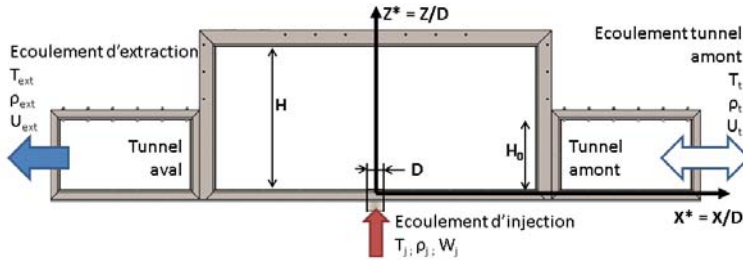


Fig. 3.1: Configuration de l'étude de référence.

La figure 3.1 présente la géométrie étudiée, composée d'une partie centrale rectangulaire d'une hauteur  $H$  représentant la station. De part et d'autre de la station, des ouvertures correspondent aux tunnels amont et aval de hauteur  $H_0 = 4,4D$ . L'écoulement est assurée par extraction, côté tunnel aval avec un débit massique fixé à  $26,7 \text{ g.s}^{-1}$ . Le jet de diamètre  $D$ , débouche à une vitesse de  $2,92 \text{ m.s}^{-1}$  et à une température  $137,5^\circ\text{C}$ . L'écoulement traversier, entrant par le tunnel amont, possède alors dans ces conditions une vitesse moyenne de l'ordre de  $0,33 \text{ m.s}^{-1}$ . En se reportant aux travaux de MARGASON [34], le rapport  $r$  de quantité de mouvement est alors égal à :

$$r = \sqrt{\frac{\rho_j W_j^2}{\rho_t U_t^2}} = 7,4 \quad (3.1)$$

### 3.1.2 Description des écoulements

Afin de comprendre l'organisation des écoulements dans la veine d'essais, les champs de vitesse ont été mesurés essentiellement dans le plan médian de la station (Fig. 3.2).

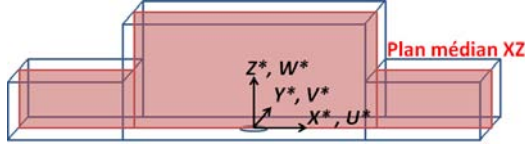
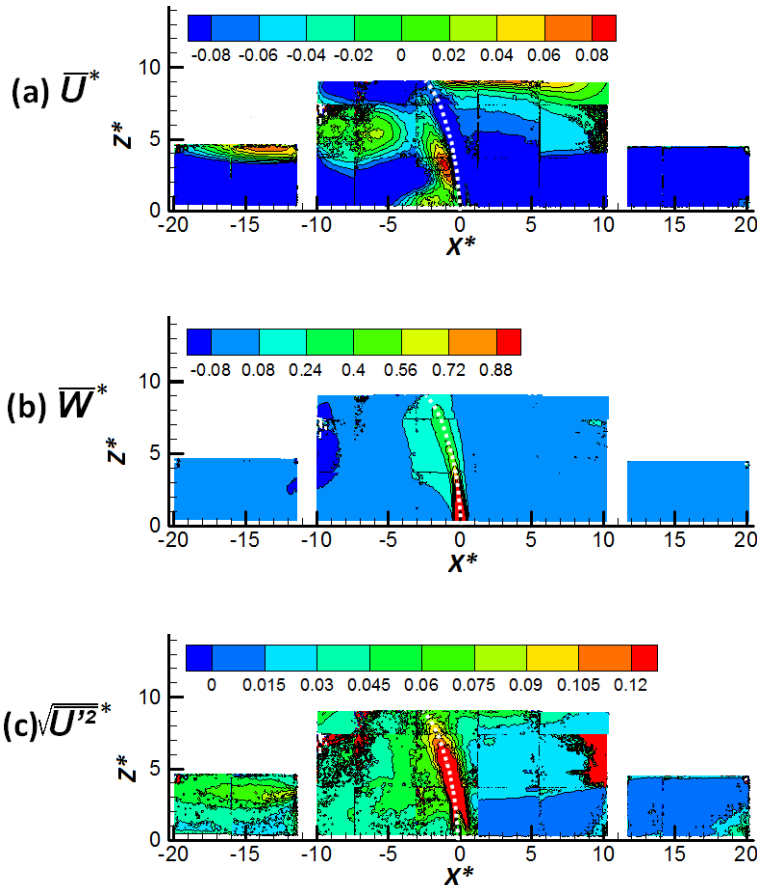


Fig. 3.2: Plan médian XZ de la veine d'essais.

La figure 3.3 présente les champs moyens des deux composantes de vitesse  $\bar{U}$ ,  $\bar{W}$  ainsi que les fluctuations  $\sqrt{\overline{U'^2}}$  et  $\sqrt{\overline{W'^2}}$  normées par la vitesse de référence  $W_j$ .



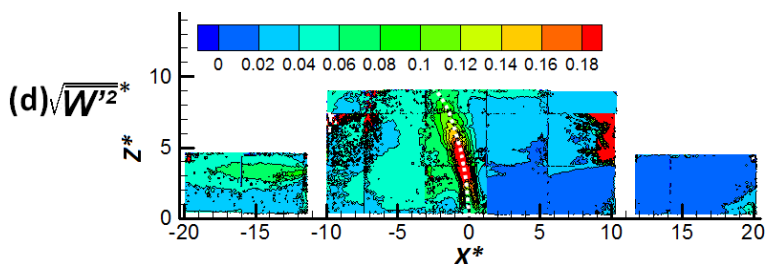


Fig. 3.3: Champs de vitesse adimensionnelle horizontale  $\bar{U}^*$  et verticale  $\bar{W}^*$  et de fluctuations ( $\sqrt{U'^2}$  et  $\sqrt{W'^2}$ ) normées dans le plan XZ pour  $r = 7,4$ .

L'écoulement traversier provenant du tunnel amont (Fig. 3.3(a)) et se dirigeant vers le tunnel aval occupe la quasi totalité des tunnels et la moitié de la partie basse de la veine. Seule une zone d'écoulement opposé est visible au plafond du tunnel aval ( $-11,5 \leq X^* \leq -17,5$  et  $Z^* \geq 4$ ) ainsi qu'une zone située juste derrière le jet, entre  $-3 \leq X^* \leq 0,5$  à la hauteur  $Z^* = 0,5$ . Cette dernière se rétrécit avec l'altitude jusqu'à ne faire plus que  $1,2 X^*$  de large à  $Z^* = 3$  contraignant la vitesse  $\bar{U}^*$  à passer de 0,03 en moyenne à 0,082. Dans la partie haute de la veine, une zone de retour est visible en  $-7 \leq X^* \leq -5$  confinée entre le jet, la paroi verticale, à gauche et l'écoulement traversier passant dessous. Dans la partie centrale (au niveau de la station) et en partie haute, l'écoulement s'oriente horizontalement. De l'autre côté du jet, un écoulement horizontal rampant le long du plafond de la station est également présent jusqu'à sa rencontre avec la paroi verticale droite ( $X^* = 10,5$ ) et rencontre alors l'écoulement traversier à  $Z^* = 4$ .

Sur le champ vertical (Fig. 3.3(b)), deux points sont à souligner plus particulièrement : tout d'abord, l'élévation verticale du jet s'effectue en déviant par rapport à son axe soumis aux contraintes imposées par l'écoulement traversier. C'est notamment visible à l'altitude  $Z^* = 8,2$  où le centre du jet se situe à  $1,6D$  de l'aplomb de son origine. Malgré cette déviation, l'écoulement vertical rencontre le plafond en  $X^* = -2$  à une vitesse  $\bar{W}^*$  de 0,17, ce qui est cohérent avec les vitesses horizontales précédemment relevées le long du plafond. La seconde zone qui attire l'attention est celle centrée en  $X^* = -9,5$  et  $Z^* = 5$ . En effet, dans cette zone, les déplacements fluides sont issus de l'écoulement rampant précédemment décrit. Il est non seulement « poussé » par ce dernier mais également comprimé par la zone de retour présente à sa droite, et également aspiré par l'écoulement d'extraction mis en place dans le tunnel aval. Ainsi, la présence de vitesse descendante significative ( $\bar{W}^* = -0,15$ ) couplée à la présence du décroché dans la géométrie participe à la génération de la zone de retour présente au plafond côté tunnel aval.

Les composantes fluctuantes de la vitesse  $\sqrt{U'^2}$  et  $\sqrt{W'^2}$  (Fig. 3.3(c) et 3.3(d)) soulignent les zones du plan médian où les fluctuations sont générées. La moitié droite de la veine d'essais ( $X^* \geq 0$ ) est très peu impactée, hormis l'écoulement rampant sous le plafond de la station. Il est toutefois possible de noter la frontière entre les écoulements issus du jet et ceux purement traversiers, par le renforcement des niveaux de l'activité à  $Z^* = 2,9$ , que ce soit sur les fluctuations de la vitesse horizontale ou de la vitesse verticale. En

effet, les maxima atteints sont de l'ordre de 0,013 et 0,01 (à  $X^* = 5$ ) respectivement pour les composantes horizontale et verticale. La partie centrale de la station est entièrement occupée par le jet. Les fortes fluctuations permettent de mettre en lumière les frontières du jet et surtout les effets d'entraînement que le jet réalise avec son milieu environnant. Il est par ailleurs possible de souligner que les fortes fluctuations (en rouge) sont générées aux frontières du jet à  $X^* = -0,5$  et  $0,5$  sur les deux composantes de fluctuations de vitesse. Du côté gauche de la veine, les perturbations sont beaucoup plus présentes que précédemment, notamment près du jet. En dehors de ce dernier, la partie montrant le plus de fluctuations est le tunnel aval, au niveau de la jonction entre l'écoulement descendant le long de la paroi verticale gauche et l'écoulement traversier en  $X^* = -12$  et  $Z^* = 3,2$ .

Le positionnement du jet a fait l'objet d'une attention particulière en proposant des corrélations en fonction du facteur  $r$  pour décrire son développement spatial. Pour souligner la difficulté de la prédiction de l'inclinaison d'un jet, les corrélations de KAMOTANI & GREBER [35], PATRICK [36], PRATTE & BAINES [38], MARGASON [34] voire de HASSELBRINK & MUNGAL [39] sont comparées aux mesures effectuées (Fig. 3.4). Pour le positionnement du jet, la technique employée ici consiste à définir, pour chaque altitude, une tangente à la couche externe du jet et à retenir le point milieu du segment.

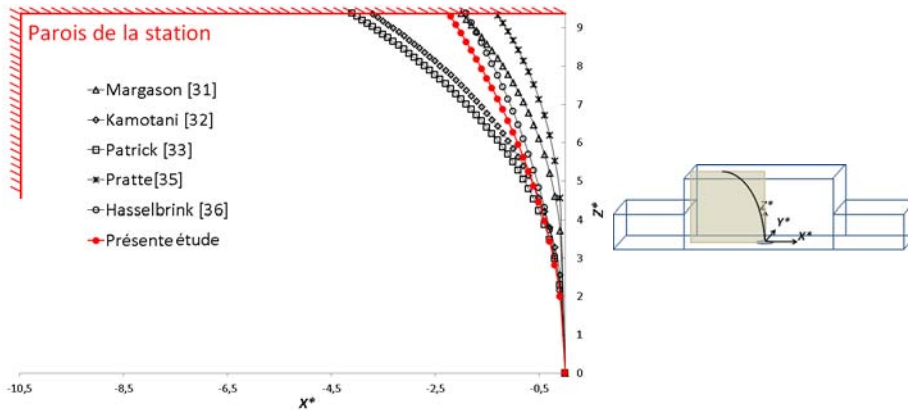


Fig. 3.4: Inclinaison théorique d'un jet chaud pour un facteur  $r = 7,4$ , suivant les définitions [35, 36, 38, 34, 39].

Cela revient à prendre en compte la trajectoire « centrale » du jet. Pour le cas étudié,  $r = 7,4$ , l'inclinaison ainsi relevée est traduite à partir des points expérimentaux sous forme analytique  $Z^* = \alpha(X^* * r)^\beta$ . Elle est visible sur la figure 3.4 (courbe en rouge) où  $\alpha = 2,3$  et  $\beta = 0,5$ .

La description des champs dynamiques a permis de mettre en évidence les zones dédiées à chacun des deux écoulements principaux et les lieux de confrontation entre les différents écoulements secondaires et le flux d'air rampant. Le caractère conflictuel



de ces éléments entraîne la question de la stabilité thermique d'un tel ensemble. Afin de compléter l'analyse dynamique des écoulements internes au sein de la maquette pour  $r = 7,4$ , une investigation expérimentale par thermocouples a permis de caractériser le champ thermique moyen ( $\bar{\theta} = (\frac{T-T_\infty}{T_j-T_\infty})$ ) et les fluctuations ( $\bar{\theta}' = (\frac{\sqrt{\theta'^2}}{T_j-T_\infty})$ ) dans le plan médian  $-8 \leq X^* \leq 10$  et  $0,3 \leq Z^* \leq 8,7$ . Les vecteurs présents sur le champ thermique sont des visualisations des vecteurs vitesses moyens. La norme de ces vecteurs n'est pas fonction de la vitesse locale et est donc représentée à titre indicatif.

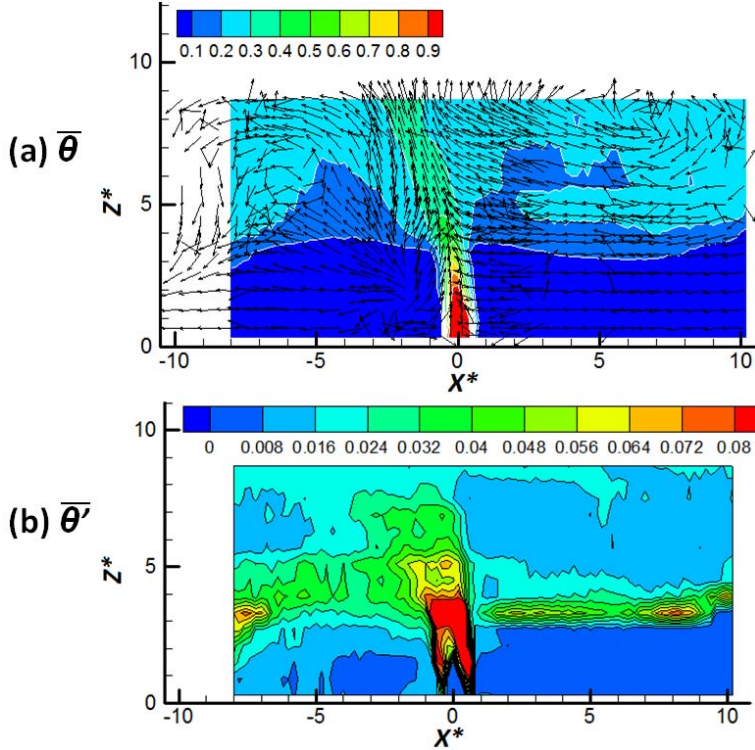


Fig. 3.5: Champs de température moyenne adimensionnalisée et fluctuante dans le plan médian XZ.

De manière analogue aux champs dynamiques, la mesure de température permet de mettre en avant la séparation du jet, des écoulements secondaires et l'écoulement traversier. Ce dernier transite de la partie droite (tunnel amont) vers la gauche (tunnel aval) de la veine d'essais principalement dans la partie basse de la veine. En effet, pour  $Z \leq 3,5D$ , la température est inférieure à 0,1 sauf évidemment au sein de la partie ascendante du jet. Au dessus de cette altitude, une zone où les gradients thermiques sont plus importants est à observer et à partir de la superposition des vecteurs moyens de vitesse, il est possible de souligner qu'elle correspond à une zone de mélange bas/haut. Le jet, qui est thermiquement bien visible ( $\bar{\theta} \approx 1$ ), semble pourtant ne pas s'étendre latéralement. En effet, en observant uniquement les niveaux de température  $\bar{\theta} \geq 0,3$ , le jet semble garder

sa largeur de base sur toute sa hauteur, avec à son maximum ( $X^* = -0,95$  ;  $Z^* = 6$ ) une largeur d'environ  $1,2 D$ . En arrivant à proximité du plafond, il s'élargit jusqu'à faire 1,5 fois son diamètre de base, centré à  $X^* = -2$ . De cet impact du jet sur le plafond naissent des écoulements d'air descendants compris entre  $\bar{\theta} = 0,2$  et  $0,3$  qui remplissent la station, hormis la partie basse, au détriment de l'air plus frais ( $0,1 \leq \bar{\theta} \leq 0,2$ ) créé par le mélange entre les bords du jet et l'air frais entrant par le tunnel amont. La superposition du champ de vitesse sur la cartographie de température permet de souligner la zone à  $Z^* = 5$  qui s'étire de  $X^* = 2$  jusqu'à la paroi ( $X^* = 10,5$ ). Cet étirement thermique est issu de l'air chaud impactant le plafond, redescendant le long de la paroi verticale gauche, avant d'être canalisé par l'écoulement traversier. De manière analogue, la présence des écoulements descendants et la zone de retour décrite précédemment sont aussi observées côté droit et une zone au sein de laquelle la température  $\bar{\theta}$  est supérieure à  $0,2$  est visible à l'opposé en  $X^* \leq -5$ .

Le champ fluctuant de la température (Fig. 3.5(b)) participe à mettre en évidence les zones de confrontation entre les écoulements chaud et froid. C'est pour cela que les zones des valeurs  $\bar{\theta}$  élevées de la veine, en dehors du jet, sont celles correspondant à la confrontation entre l'écoulement secondaire et l'écoulement traversier entrant par le tunnel amont ( $Z^* = 3,5$  sur toute la largeur droite de la station) et entre l'écoulement descendant et l'air extrait pour  $X^* \leq 0$  (à  $Z^* = 3$ ). Les perturbations thermiques du jet sont beaucoup plus marquées dans la partie occupée par l'écoulement froid ( $Z^* \leq 3,8$ ) que sur le reste de sa trajectoire ascendante. La présence d'écoulement le long du plafond de la station est également signalée ( $Z^* \geq 7,5$ ) par des fluctuations de l'ordre de  $\bar{\theta}' = 0,02$ .

Les descriptions des écoulements obtenus à la fois par les champs thermiques et leurs fluctuations dans le plan médian (XZ) sont cohérentes avec celles réalisées à partir des informations dynamiques. Bien entendu, le développement de l'écoulement n'est pas limité à un plan et s'organise de manière tridimensionnelle. Il est donc intéressant de caractériser les mouvements fluides aussi dans des plans perpendiculaires au plan médian, c'est à dire dans différents plans horizontaux XY à altitude Z variable. L'ensemble des plans XY réalisés pour ce cas de figure est donc présenté figure 3.6. L'analyse a été effectuée pour des plans XY à Z constant de  $Z^* = 0,3$  à  $8,7$  par pas de  $0,6$ .

Une esquisse de l'évolution latérale peut-être obtenue à partir de l'analyse des champs thermiques présentés figure 3.6, permettant de souligner une forme plutôt circulaire à la base du jet ( $Z^* = 0,3$ ) avec des niveaux élevés. Au fur et à mesure de son ascension, la forme caractéristique du jet évolue, s'accompagnant d'une réduction des niveaux de température. A noter également, dès  $Z^* = 4,5$  une augmentation des températures du milieu ambiant du jet. Il est maintenant nécessaire de détailler certains plans thermiques. La superposition des champs thermiques et des vecteurs vitesse (Fig. 3.7) mettent également en évidence des évolutions caractéristiques.

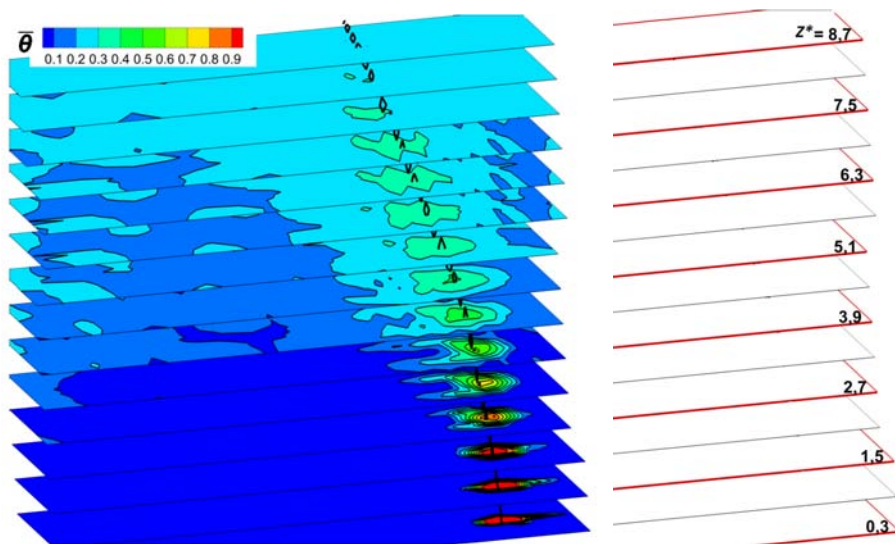


Fig. 3.6: Distribution du champ de température dans les plans XY à plusieurs hauteurs  $Z$ , pour  $r = 7,4$ .

La figure 3.7 permet de mettre en évidence, à  $Z^* = 0,3$ , l'écoulement de retour à l'arrière du jet. Cette zone semble, dans un premier temps, composée d'écoulements secondaires alternés (à l'instar des écoulements derrière un cylindre), les enchevêtrements des écoulements s'estompant et s'arrêtant dès  $X^* = 2,5$  comme écrasés par l'écoulement principal.

A  $Z^* = 1,5$ , il est possible de voir une contraction importante de ces zones de retour disparaissant quasiment. Sur le plan médian dédié au champ de vitesse horizontal ( $\bar{U}^*$  Fig. 3.3), cette zone de recirculation derrière le jet est très étendue à la base aval de celui-ci avant qu'elle ne se contracte. Dès  $Z^* = 1,5$ , le jet s'étire latéralement, phénomène qui s'accroît avec l'altitude. En effet, sur le champ thermique, les iso-contours de température esquissent une forme typique de rencontre entre deux écoulements perpendiculaires, comme le décrit par exemple KELSO *et al.* [49]. L'air frais issu du tunnel amont, en percutant le jet chaud génère un cisaillement important en le contournant. Ce dernier permet à l'air froid de s'enrouler autour de l'air chaud qui s'est étiré depuis sa base, qui va alors s'enrouler autour de lui même, créant ainsi deux zones de recirculation en aval du jet en lui conférant cette forme de « haricot ». Cette forme typique est généralement décrite dans la littérature par l'acronyme **CVP** pour Counter-rotating Vortex Pair (paire de tourbillons contra-rotatif). Des recirculations commencent par ailleurs à se développer en proche paroi, remontant l'écoulement principal depuis  $X^* = -5$  jusqu'à  $-2,5$ .

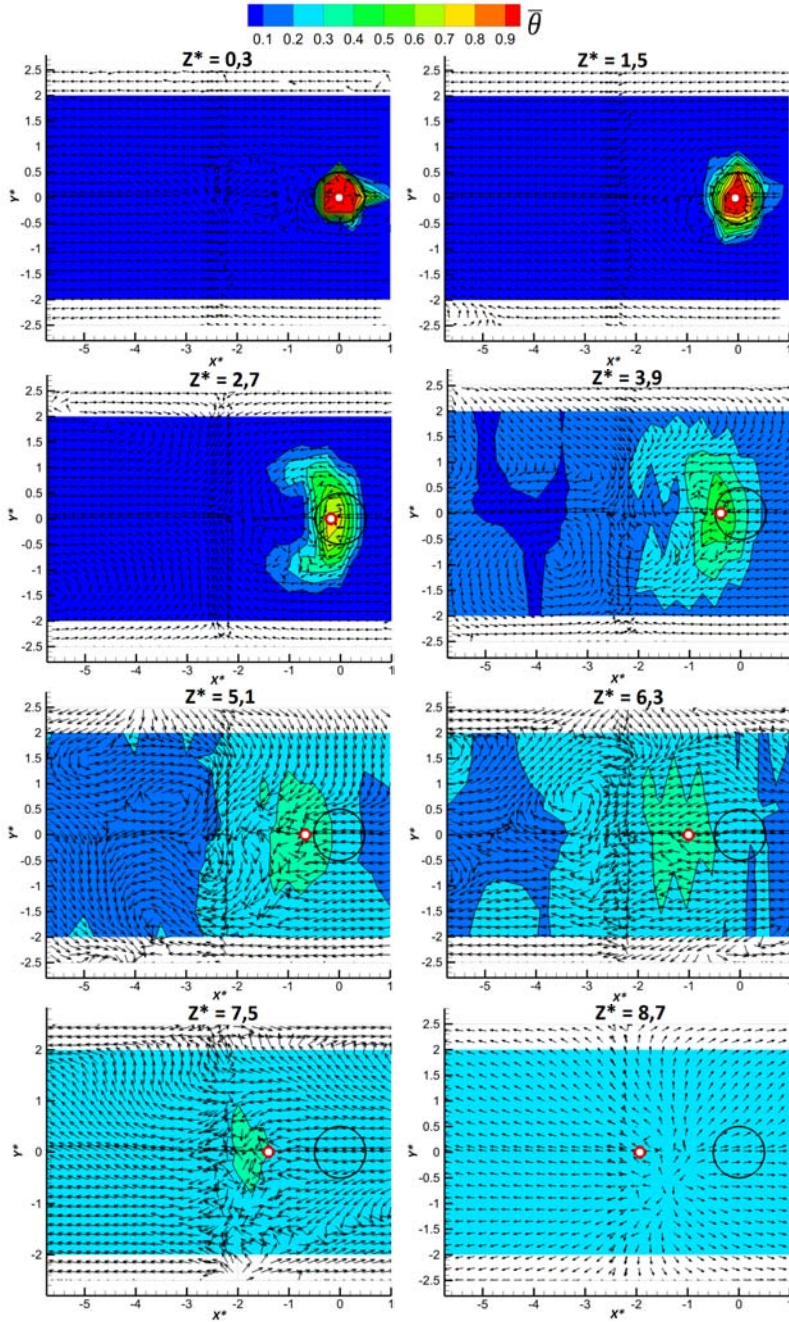


Fig. 3.7: Superposition des vecteurs vitesses ( $\overline{U}^*$  ;  $\overline{V}^*$ ) avec le champ thermique, dans les plans horizontaux pour  $Z$  compris entre 0,3 et 8,7  $D$ .

A partir de  $Z^* = 3,9$ , la forme caractéristique du jet évolue significativement avec une diffusion de ce dernier, aussi bien en longueur qu'en largeur. Sur les champs de vecteur vitesse ( $\overline{U}^*, \overline{V}^*$ ), une dissymétrie de l'écoulement apparaît. Bien que les zones de recirculation soient toujours présentes et renforcées juste en aval du jet (au niveau des « bras » des CVP, cf. §1.2), les écoulements en proche paroi diffèrent entre la paroi située en haut de la figure ( $Y^* \geq 1,5$ ) et celle du bas ( $Y^* \leq -1,5$ ). Dans cette zone, l'écoulement entrant par le tunnel amont est attiré par l'enroulement du jet et est confronté à une forte zone de recirculation produite par le retour des écoulements longeant la paroi verticale en aval de  $Z^* = 3,5$  à 7.

Cette confrontation entre l'écoulement principal et l'écoulement de retour illustré par la zone verte en haut à gauche de la station figure 3.3(c) engendre de fortes fluctuations à  $Z^* = 5,1$ . Elles sont visibles sur les champs de vitesse mais également sur le champ de température où la zone « chaude » est confinée pour  $X^* \geq -2,4$ , stoppant par là même l'enroulement du jet sur lui-même. L'inclinaison du jet, toujours plus prononcée, permet à l'écoulement principal de reprendre ses droits et d'étendre ainsi son influence thermique. Dès  $Z^* = 7,5$ , la zone de confrontation de l'écoulement d'entrée d'air avec l'écoulement de retour engendrée par la présence de la paroi verticale est stoppée. Enfin, l'impact du jet sur le plafond est visible à  $Z^* = 8,7$ .

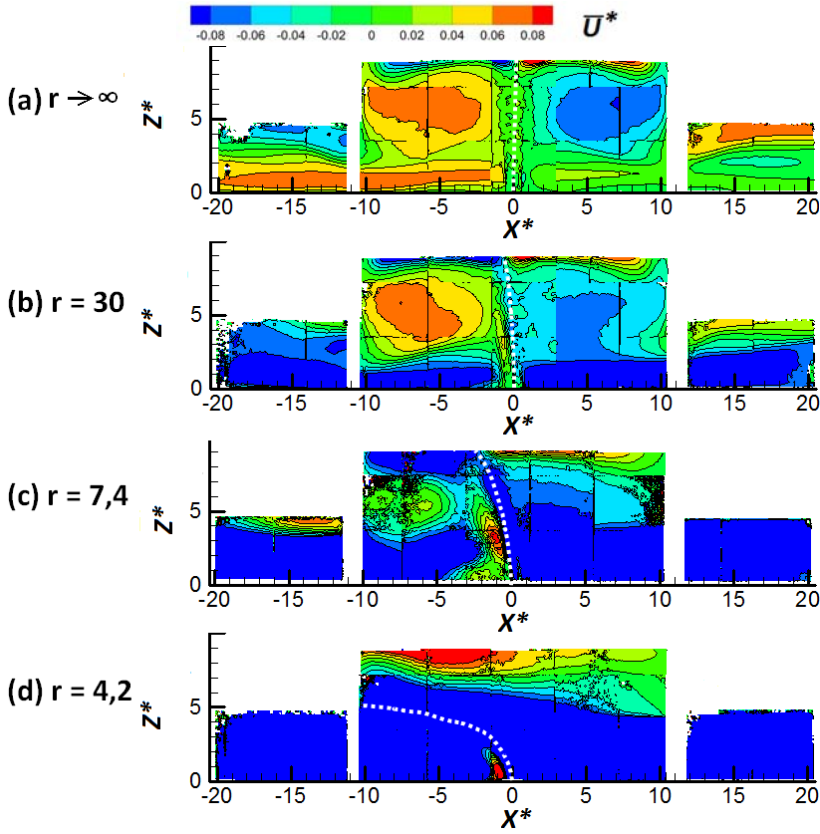
Après avoir décrit les comportements aéraulique et thermique des deux écoulements (jet et écoulement traversier) qui se mettent en place au sein de la veine pour une valeur de rapport de quantité de mouvement  $r = 7,4$ , il est intéressant de caractériser les mêmes comportements pour d'autres valeurs de ce facteur  $r$ .

### 3.1.3 Influence du facteur $r$

Afin d'appréhender le rôle du facteur  $r$  sur les écoulements internes, différents débits d'extraction ont été testés variant de 0 et 44  $g.s^{-1}$ , définissant ainsi 4 rapports de quantité de mouvement :  $r \rightarrow \infty$ ,  $r = 30$ ,  $r = 7,4$  et  $r = 4,2$ . Des investigations similaires à celles appliquées à la configuration  $r = 7,4$  c'est à dire mesures par PIV et par thermocouples ont été effectuées au niveau du plan médian. Le résultat de ces investigations est présenté pour les champs de la composante de vitesse moyenne horizontale ( $\overline{U}^*$ ) figure 3.8.

Le premier aspect visible du changement de régime d'extraction, sur les champs de vitesse moyenne (Fig. 3.8), est bien entendu le changement d'inclinaison du jet. Comme attendu, plus  $r$  diminue, c'est à dire plus l'extraction augmente, plus l'inclinaison du jet est importante et se rapproche de l'axe horizontal. En revanche, lorsque le débit d'extraction est nul, le jet reste vertical et les écoulements se développent dans un environnement sans interférence. Pour ce régime spécifique ( $r \rightarrow \infty$ ), les écoulements sous le plafond de la station ( $Z^* \geq 8$ ), issus de l'impact du jet sur la paroi, sont bien symétriques (§2.3.3). Lorsque  $r$  diminue, le jet s'incline et la position de l'impact se déplace vers le tunnel aval, à des distances de la source de  $X^* = -0,67$  pour  $r = 30$  et à  $X^* = -2,03$  pour  $r = 7,4$ . Ce déplacement du point d'impact entraîne alors des modifications dans les écoulements au sein de la station. En effet, dans le cas de référence ( $r = 7,4$ ) l'écoulement de retour en




 Fig. 3.8: Champs  $\bar{U}^*$  pour différentes valeurs de  $r$ .

amont du foyer est rapidement stoppé par l'écoulement d'air entrant dans la veine par le tunnel amont (vers  $Z^* = 4$  - Fig. 3.8(c)). Pour des valeurs du facteur  $r$  plus importantes, cet écoulement se développe et prend un volume plus important confinant ainsi l'écoulement transversier vers le sol de la station. Cette zone d'air frais passe par exemple de  $4 D$  pour le cas de référence à  $2 D$  pour le cas  $r = 30$  (Fig. 3.8(b)).

Pour le régime  $r = 4,2$ , l'inclinaison du jet est telle que ce dernier se courbe suffisamment pour impacter les parois à la hauteur du tunnel aval. Dans tout l'espace de la partie haute de la veine (le décroché géométrique) se trouve de l'air confiné par le jet et l'écoulement transversier amont favorisant le développement de zone de circulation. Il s'agit donc d'une valeur limite vis à vis de la géométrie empêchant le développement de toute zone de retour dans les tunnels. Lorsque le débit d'extraction est réduit, cette zone de recirculation est toujours présente mais avec des vitesses plus faibles ( $\bar{U}^* = 0,02$  pour  $r = 30$  contre  $\bar{U}^* = 0,07$  dans le cas de référence). Pour un débit d'extraction nul ( $r \rightarrow \infty$ ), le sens des écoulements du bas et du haut du tunnel s'inverse. En effet, alors que

l'écoulement au niveau du sol de la station était précédemment réservé à l'écoulement traversier (de la droite vers la gauche), il devient occupé par l'écoulement aspiré par l'introduction du jet dans l'espace semi-confiné. Ainsi un mouvement depuis la gauche vers le jet est initié. Les écoulements chauds rampant sur le plafond du tunnel amont sont encore présents à  $r = 30$  bien que moins marqués ( $Z^* = 4$  et  $\bar{U}^* \approx 0,075$  contre  $Z^* = 3,5$  et  $\bar{U}^* = 0,07$ ), mais disparaissent complètement par la suite.

La figure 3.9 présente les fluctuations de vitesse horizontale moyenne pour les quatre facteur  $r$  étudiés.

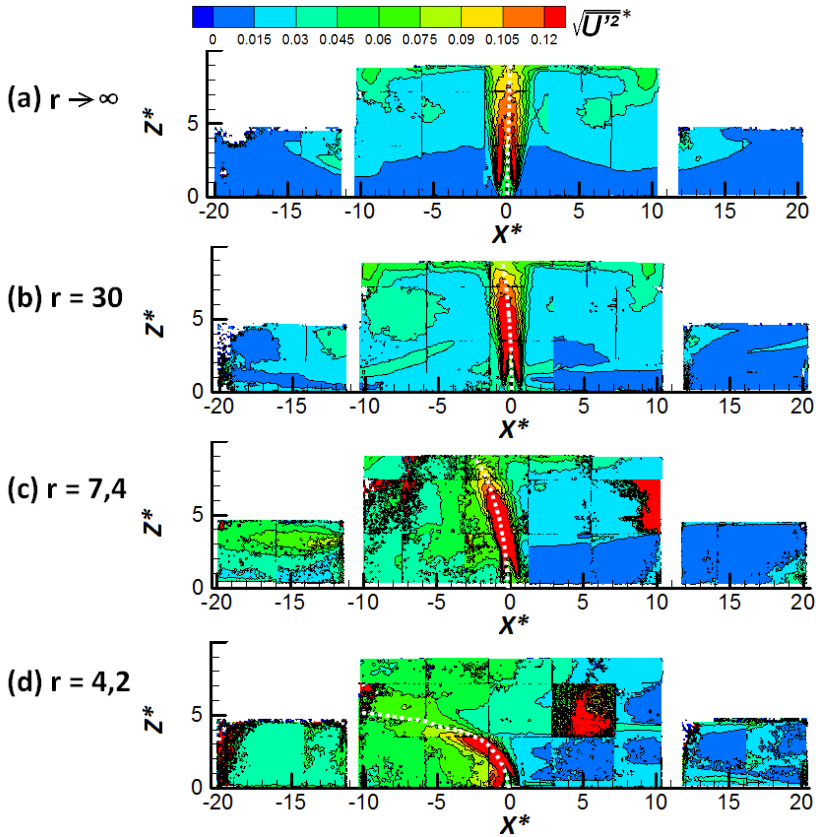


Fig. 3.9: Champs  $\sqrt{U'^2}$  pour différentes valeurs de  $r$ .

L'analyse des champs fluctuants résultants (Fig. 3.9) permet de souligner la bonne symétrie du cas sans écoulement traversier ( $r \rightarrow \infty$ ). En effet, la distribution des fluctuations de vitesse est symétrique par rapport à l'axe du jet et les zones en aval et en amont sont clairement identifiées. Pour  $r = 30$ , une dissymétrie apparaît notamment au niveau des écoulements descendant à proximité des parois ( $X^* = 10$  et  $-10$ ) et des jonctions entre les tunnels et la station. En effet, une perturbation plus importante est d'ailleurs notée

pour  $X^* \leq 0$  notamment due à l'écoulement forcé entrant par le tunnel amont et l'inclinaison du jet. Ces différentes zones sont à nouveau altérées avec la variation de  $r$  et qui, par là même, amplifie la dissymétrie de l'organisation de l'écoulement comme le montre les fluctuations ainsi générées.

Les différences entre ces 4 cas ont été observées dynamiquement. Qu'en est-il du comportement thermique ? L'étude des champs de température (Fig. 3.10) permet d'observer l'évolution de la stratification dans la station et l'emprise que prend l'écoulement traversier sur le jet.

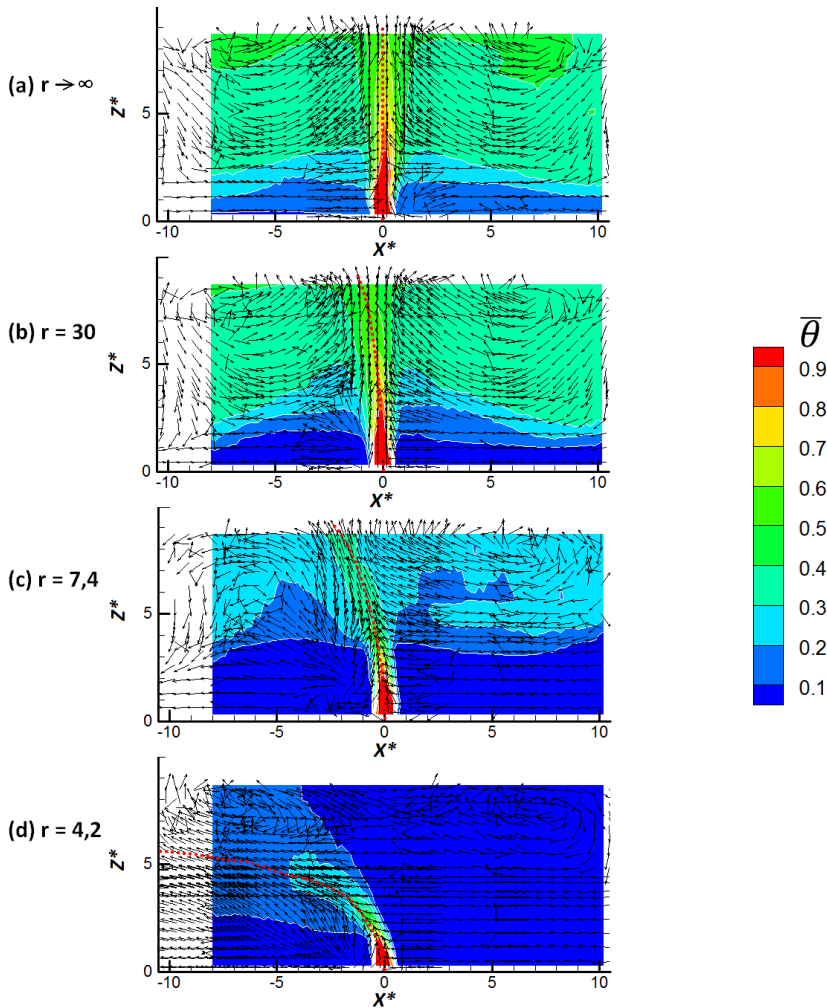


Fig. 3.10: Superposition des champs de température moyenne et vecteurs vitesses moyens ( $\overline{U}^*$  ;  $\overline{W}^*$ ), pour différentes valeurs de  $r$ .



En effet, alors qu'une stratification est bien présente dans le cas sans écoulement (de l'ordre de  $150\text{ }^{\circ}\text{C.m}^{-1}$  jusqu'à  $Z^* = 3,75$  puis  $32\text{ }^{\circ}\text{C.m}^{-1}$  dans le reste de la veine), dès que le facteur  $r$  diminue, l'intrusion de l'air frais est favorisée dans un premier temps autour du jet, puis dans les parties basses de la maquette là où le débit d'extraction s'impose. Ceci favorise de ce fait une troisième zone de stratification très faible, correspondant à l'espace d'air frais par exemple pour  $r = 7,4$  en  $X^* = -6$ , les stratifications sont de l'ordre de  $9\text{ }^{\circ}\text{C.m}^{-1}$  pour  $Z^* \leq 3$ , de  $256\text{ }^{\circ}\text{C.m}^{-1}$  pour  $3 \leq Z^* \leq 4,2$  et  $42\text{ }^{\circ}\text{C.m}^{-1}$  pour  $Z^* \geq 4,2$ . Cette intrusion prend plus d'ampleur et par là même agit en baissant significativement le niveau de la température globale de la station avec la diminution du facteur  $r$ . Pour  $r = 7,4$ , la zone d'entrée d'air occupe le premier tiers de la hauteur du tunnel, le reste de la station ayant une température  $\bar{\theta}$  comprise entre 0,2 et 0,3. Lorsque le rapport de quantité de mouvement est fixé à 4,2, il est possible d'observer qu'en dehors de l'évolution propre du jet, la température de la station est très proche de la température extérieure de la veine ( $\bar{\theta} \approx 0$ ). Ce fait permet de supposer que l'écoulement traversier et la zone de recirculation précédemment évoquée repousse le jet, le contraignant à s'incliner davantage.

A partir de l'ensemble de l'évolution des champs dynamique et thermique décrits en fonction du facteur  $r$ , il est alors possible de schématiser la topologie de la structure de l'écoulement interne pour les différentes valeurs de ce facteur  $r$  (Fig. 3.11). Quatre zones sont plus particulièrement soulignées :

- la zone du jet,
- les écoulements rampant sous le plafond,
- les écoulements descendant,
- les écoulements dans les tunnels.

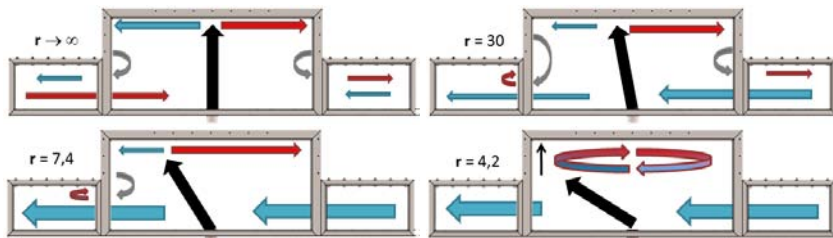


Fig. 3.11: Schématisation des mouvements d'air dans la station en fonction des conditions d'extraction ( $r = \infty, 30, 7,4, 4,2$ ).

Ces quatre zones caractérisent la topologie générale de l'écoulement interne. Dans le tunnel amont des écoulements contraires peuvent être générés dans le cas de faibles valeurs de  $r$ . Le jet de part son inclinaison est non seulement influencé par l'entrée d'air dans le tunnel amont (forcée ou non) mais également par les zones de recirculation présentes dans le décroché de la station. Des zones tourbillonnaires peuvent soit servir de guide pour le jet ( $r = 30$  et  $r = 7,4$ ) soit venir appuyer sur ce dernier et renforcer son inclinaison ( $r = 4,2$ ). Il serait donc intéressant d'observer les évolutions possibles de ces zones de retour sur l'inclinaison du jet pour des formes géométriques de la station et notam-

ment pour une hauteur de décroché différente. Enfin, dans le tunnel aval, lorsque l'écoulement d'extraction est en fonctionnement, il est possible d'observer un écoulement frais dans la partie basse du tunnel. Il peut s'ajouter des écoulements chauds contraires en partie supérieure pour des facteurs  $r = 30$  et  $r = 7,4$ . Ce dernier phénomène disparaît totalement pour un facteur  $r = 4,2$ , indiquant alors que la totalité du tunnel est parcourue par un écoulement unidirectionnel issu du mélange écoulement traversier - jet chaud.

## 3.2 Effet du confinement vertical sur le développement du jet

Les travaux précédents ont permis de souligner expérimentalement la structure de l'écoulement au sein d'une géométrie caractéristique d'une station de métropolitain. La forme du décroché du plafond de la station vis à vis des hauteurs des tunnels (amont et aval) peut modifier l'organisation de l'écoulement et plus ou moins favoriser la stratification thermique. Le rôle du facteur  $H/H_0$ , c'est à dire, le rapport entre la hauteur de la station rapportée à la hauteur des tunnels, va ainsi être étudié ici par une approche numérique. En effet, ce rapport géométrique  $H/H_0$  est environ égal expérimentalement à 2,14 et il s'avère plus aisé de modifier ce rapport par le biais du calcul numérique. A partir de l'outil numérique développé au sein de l'équipe (cf. annexe A.1), capable de traiter les écoulements à densité variable pour des faibles nombres de **Mach** (comme c'est le cas ici) et traitant la turbulence à partir d'une modélisation aux grandes échelles dite « **L.E.S.** », une simulation numérique a été réalisée pour différentes valeurs  $H/H_0$ . L'idée est ainsi de décrire les effets du confinement d'une station.

Néanmoins, avant même de réaliser une approche paramétrique en fonction de la variable  $H/H_0$ , il a semblé important de réaliser en premier lieu le cas de référence  $H/H_0 \approx 2,14$ , dans le but de caractériser numériquement les qualités de la simulation numérique. Le modèle numérique reprend donc la géométrie COMETH en tous points (tunnel amont, station, tunnel aval) avec les mêmes dimensions que le dispositif expérimental excepté la hauteur de la station notée  $H$ , les conditions aux limites imposées au calcul étant illustrées par la figure 3.12.

### 3.2.1 Cas de référence - $H/H_0 \approx 2,14$

La figure 3.12 souligne les conditions aux limites numériques imposées sur la géométrie de référence. Tout d'abord, l'écoulement d'extraction est modélisé en imposant un profil de vitesse uniforme côté tunnel aval avec une vitesse imposée égale à  $0,42 \text{ m.s}^{-1}$ . L'injection d'air chaud est assurée par un débit massique d'air d'environ  $5 \text{ g.s}^{-1}$  à une température de  $147,5^\circ\text{C}$ , ce qui se traduit par une vitesse moyenne d'injection de  $3 \text{ m.s}^{-1}$ . Là encore, le profil de vitesse est uniforme à la base du jet, de diamètre  $D$ , située aux coordonnées ( $X^* = 0$ ;  $Y^* = 0$ ;  $Z^* = -0,06$ ). Si, comme nous l'avons constaté dans la caractérisation expérimentale l'écoulement dans le tunnel amont est unidirectionnel (vers le tunnel aval), l'écoulement d'entrée posséderait alors une vitesse moyenne d'environ  $0,31 \text{ m.s}^{-1}$  à la température ambiante de  $23,5^\circ\text{C}$ . Le rapport  $r$  s'établissant ainsi est de 8,1 au lieu de 7,4 calculé expérimentalement. Cette différence est due ici à une vitesse d'ex-

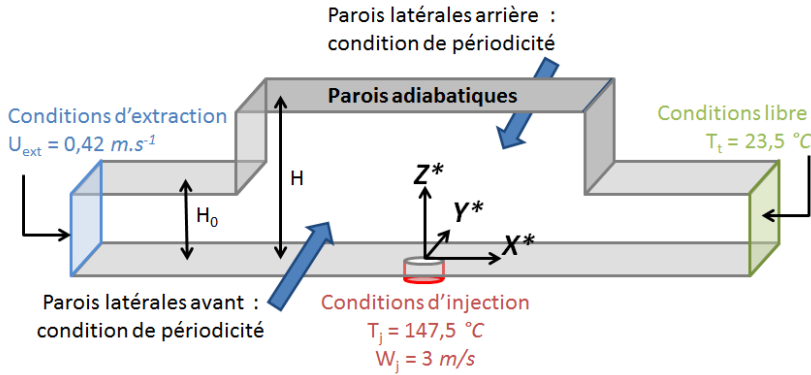


Fig. 3.12: Conditions aux limites imposées lors des simulations numériques LES.

traction fixe numériquement, alors qu'expérimentalement c'est un débit d'extraction qui est imposé et qui a pour conséquence une vitesse d'entrée d'air par le tunnel amont plus importante ( $\approx 0,34 \text{ m.s}^{-1}$ ). Considérant ces faibles variations de vitesse moyenne ( $0,31 \text{ m.s}^{-1}$  au lieu de  $0,34 \text{ m.s}^{-1}$ ), il a été décidé de conserver le facteur  $r = 8,1$  pour comparer les résultats numériques aux résultats expérimentaux  $r = 7,4$ . De plus, le code a été intensivement validé par des confrontations numérique/expérimental par le passé [61, 62, 63] et cela ne rentre pas dans l'objectif de cette thèse.

En plus de cette modification, l'ensemble des parois est considéré comme adiabatique. Comme indiqué dans la présentation du modèle numérique (cf. annexe A.1), cette dernière s'appuie sur une formulation aux frontières immergées et plusieurs maillages ont été testés.

Maillage	$NX \times NY \times NZ$	$\Delta X \times \Delta Y \times \Delta Z \text{ [mm]}$
$M_0$	512x64x128	4x3,90x3,92
$M_1$	1024x128x256	2x1,95x1,96
$M_2$	1024x128x512	2x1,95x0,98

Tab. 3.1: Maillages testés pour le calcul numérique dans le cas de référence.

Dans la suite, seuls les résultats obtenus avec le maillage le plus fin seront présentés. Ce dernier est composé de 67 millions de mailles et l'avancement en temps s'effectue par un modèle explicite avec un CFL maximal de 1,0 correspondant alors à un pas de temps de  $4.10^{-5} \text{ s}$ . Le code numérique, fonctionnant ici sur 32 processeurs, enregistre ensuite les données toutes les  $0,01 \text{ s}$ , requérant ainsi environ 270 heures CPU pour réaliser une moyenne de l'ensemble des paramètres sur 2 secondes (200 points). Par la suite, les résultats numériques seront présentés sous la même forme que les résultats expérimentaux, à savoir que toute longueur sera normée par le diamètre du jet, chaque vitesse normée par la vitesse d'injection  $W_j$  et enfin, chaque température est présentée sous sa forme adimensionnelle  $\bar{\theta}$ . La figure 3.13 présente les champs de vitesses moyennes dans le plan médian pour  $r = 8,1$ .

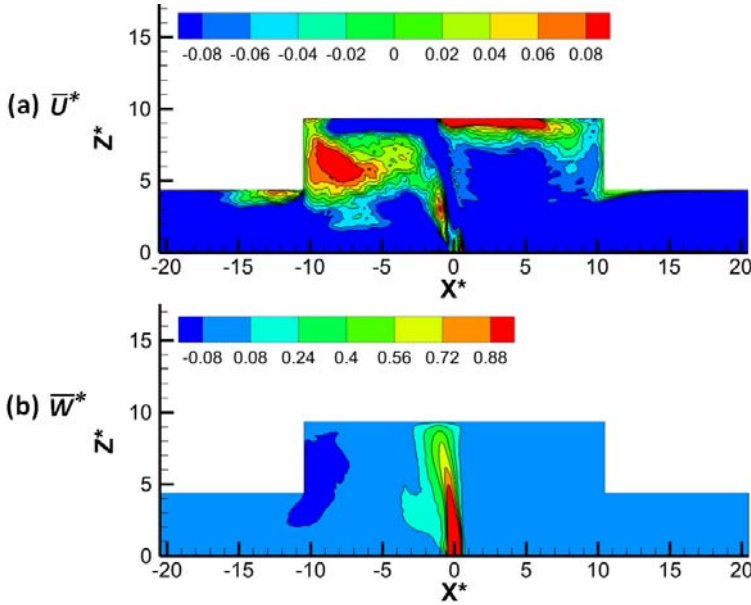


Fig. 3.13: Champs de vitesse moyenne adimensionnelle numérique horizontale  $\bar{U}^*$  et verticale  $\bar{W}^*$  dans le plan médian XZ pour  $r = 8,1$  et  $H/H_0 = 2,14$ .

Les champs sont moyennés temporellement entre  $t = 10$  s et  $t = 12$  s et permettent d'obtenir les composantes  $\bar{U}^*$  et  $\bar{W}^*$  présentées figure 3.13. Force est de constater que les résultats obtenus numériquement semblent en accord avec les résultats expérimentaux (cf. Fig. 3.3). En effet, sur le champ de vitesse horizontale  $\bar{U}^*$  (Fig. 3.13(a)), il est possible d'observer dans le tunnel aval une zone de retour centrée en  $(X^* = -12 ; Z^* = 4)$  rappelant celle observée au cours de l'expérience. Elle est issue de la confrontation de l'écoulement d'extraction avec l'écoulement descendant le long de la paroi verticale, au niveau de l'arrêt tunnel/station. Le long de cette paroi est présent un écoulement de retour. L'écoulement descendant, provenant du coin haut gauche de la station, est confronté à la présence de l'écoulement traversier qui est en partie redirigé vers le jet, créant cette zone tourbillonnaire ( $X^* = -6 ; Z^* = 7$ ) venant en appui sur le jet. Cet écoulement de retour, bien que plus actif, se situe à des coordonnées similaires de celles relevées dans le cas expérimental. Le jet, en percutant le plafond à  $X^* \approx -1,5$ , génère deux écoulements rampant le long du plafond. Du côté aval, l'écoulement longe le plafond jusqu'à sa rencontre avec la paroi verticale, engendrant par la suite la zone de retour précédemment décrite. De l'autre côté de la station (en amont), l'écoulement rampant est confronté à la présence de la paroi verticale. Il suit alors cet obstacle avant de rencontrer l'écoulement traversier pénétrant par le tunnel amont et d'être reconduit vers le jet, cheminement analogue à celui relevé sur le cas de référence expérimental. Dans le tunnel amont, un écoulement à

faible vitesse est visible au niveau du plafond. Cette réduction de vitesse est une conséquence de la confrontation entre l'écoulement traversier et l'écoulement descendant le long de la paroi présente en  $X^* = 10,5$ . Sur le champ vertical, figure 3.13(b), le jet est évidemment prépondérant. En effet, on peut observer son élévation et son évolution dans le volume de la station avant d'être stoppé par le plafond. Une zone présente contre la paroi en  $X^* = -10,5$  montre bien que l'écoulement descendant le long de cette paroi est en partie aspiré dans le tunnel aval. Bien que située au même endroit que celle relevée expérimentalement, cette zone descendante est ici plus développée et s'échelonne entre  $-7,5 \geq X^* \geq -12$  numériquement contre  $-8,5 \geq X^* \geq -12$  expérimentalement.

La figure 3.14 présente les niveaux de fluctuation suivant les vitesses horizontale  $\sqrt{U'^2}$  et verticale  $\sqrt{W'^2}$ , dans les cas numérique et expérimental.

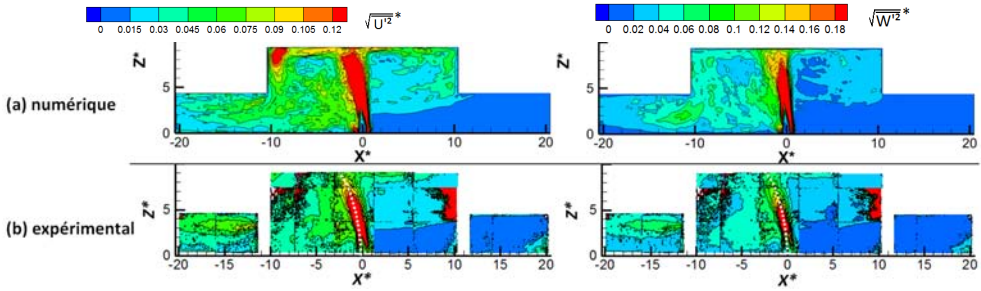


Fig. 3.14: Représentation des fluctuations de vitesse horizontale (gauche) et verticale (droite) pour le cas numérique (haut) et le cas expérimental (bas).

Pour ces deux approches différentes, des comportements semblables sont observés, quelle que soit la composante. En effet, les dispositions générales et les niveaux de fluctuations sont très proches. La ligne de démarcation entre l'air entrant par le tunnel amont et l'air de recirculation dans le décroché de la veine est nettement visible pour  $Z^* \geq 3,5$ . Que ce soit par la simulation numérique ou l'approche expérimentale, les zones d'écoulements rampant le long du plafond après impact sont plus marquées et leurs fluctuations plus importantes en aval du jet qu'en amont de ce dernier.

Une étude des niveaux de fluctuation suivant la ligne centrale du jet peut-être réalisée (Fig. 3.15), montrant ainsi les caractéristiques turbulentes du jet lors de son ascension. Le graphique illustre alors des niveaux de fluctuations similaires pour les deux approches. Les différences observées (décalage) entre les résultats numériques (○) et expérimentaux (□) sont principalement liées à un décalage spatial des profils alors que les ordres de grandeurs ainsi que les niveaux maxima atteints sont relativement bien prédits. Le fait d'imposer un profil plat à l'extraction mais également au niveau de l'injection engendre sans aucun doute des perturbations résultant en une inclinaison spatiale du jet différente, passant ainsi d'un emplacement d'impact avec le plafond de  $X^* \approx -2$  dans le cas expérimental à  $X^* \approx -1,55$  numériquement.

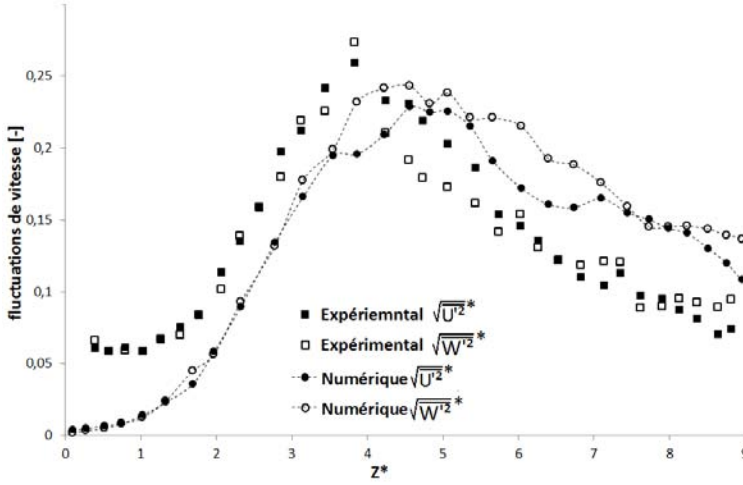


Fig. 3.15: Niveaux de fluctuations de vitesses adimensionnelles le long de la ligne centrale du jet en fonction de l'altitude  $Z^*$

Afin d'identifier uniquement les structures, le second invariant du tenseur de vitesse  $Q = \frac{1}{2}(\omega_{ij}\omega_{ij} - S_{ij}S_{ij})$  a été utilisé [62, 64]. Ce dernier permet de représenter le cœur d'un tourbillon correspondant au Laplacien du champ de pression  $\nabla^2 p = 2\rho Q$  [64]. Les iso-surfaces d'invariant de tenseur de vitesse  $Q$ , ici représentées pour une valeur arbitraire de 7000, permettent de mettre en exergue les structures particulières de l'écoulement. La turbulence intrinsèque au jet se « mélange » ici avec celle engendrée par l'interaction entre cet écoulement chaud et l'écoulement froid traversier. Ces sources de turbulences engendrent alors un couplage, visible figure 3.16, et permette d'observer la non uniformité des structures tourbillonnaires entre l'amont et l'aval du jet.

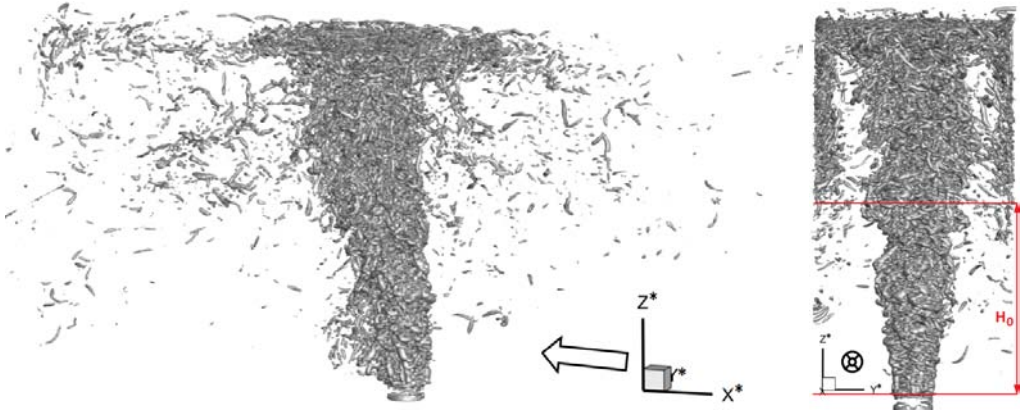


Fig. 3.16: Visualisation de l'invariant de tenseur de vitesse  $Q$  pour une valeur de 7000 : (a) vue 3D - (b) vue dans le plan YZ.

A la base aval du jet, la turbulence engendrée par l'enroulement de l'écoulement traversier autour du jet créant des zones de cisaillement et de mélange, est alors mise en évidence. Tout au long de son ascension et autour de son enveloppe, le jet possède des structures turbulentes. Les plus grosses structures sont présentes en amont du jet et notamment dans la partie basse de la veine. L'existence de ces grosses structures est due à la confrontation du jet avec l'écoulement traversier. Elles se déplacent ensuite sur les côtés du jet lors de son élévation, traduisant le couplage entre l'entraînement vertical du jet et celui horizontal de l'écoulement traversier. Lors de son impact avec le plafond, le jet s'éclate créant ainsi les écoulements rampants vus précédemment, s'étirant jusqu'aux parois verticales. Dans le plan YZ (3.16(b)), l'écoulement redescend le long des parois latérales de la veine en engendrant lors de sa descente des zones de mélange et de la turbulence.

Une vue générale des lignes de courant suivies par les écoulements issus du développement spatial jet est observable sur la figure 3.17. Le jet s'élève et se développe dans toutes les directions depuis son point d'impact avec le plafond de la station. En amont, les écoulements sont redirigés vers le jet à une hauteur de  $4,4 D$  ( $H_0$ ) par la présence de l'écoulement traversier pénétrant dans la station. En aval du jet, les lignes de courant se réorientent vers le jet avant d'être aspirées dans le tunnel aval.

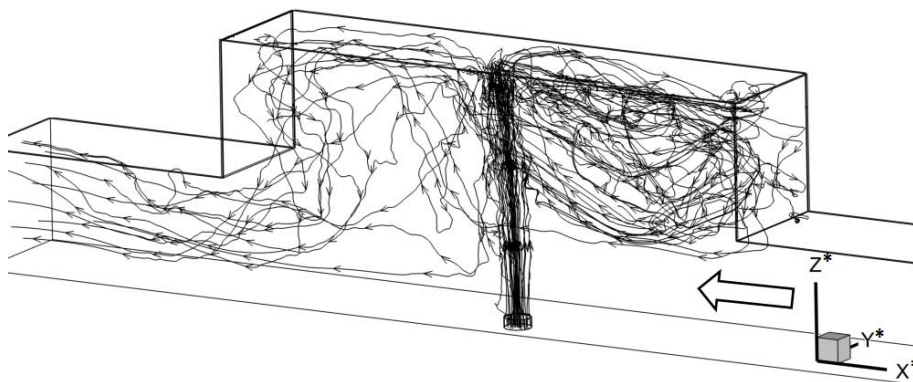


Fig. 3.17: Lignes de courant du jet, représentant  $(\bar{U}^*, \bar{V}^*, \bar{W}^*)$ .

En plus d'une visualisation tridimensionnelle, l'analyse numérique permet d'accéder à la différentielle de pression, variable difficile à mesurer expérimentalement. Le champ de pression est présenté figure 3.18.

La figure 3.18(a) montre une différentielle nulle au niveau du tunnel amont alors qu'elle est négative dans le tunnel aval. Cette différence de comportement entre les deux tunnels traduit le mode de fonctionnement en extraction, permettant de mettre en dépression relative le volume de la station. Ceci force ainsi l'air extérieur à pénétrer dans le domaine par le tunnel amont et également influence le développement du jet. Ce dernier vient pousser sur le plafond de la station lors de l'impact, par l'intermédiaire d'une



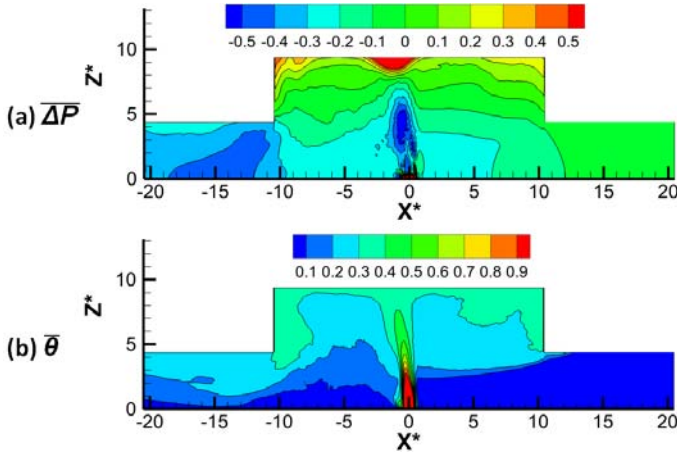


Fig. 3.18: Champ de pression différentielle moyenne ( $\overline{\Delta P}$ ) et champ de température adimensionnelle moyenne ( $\bar{\theta}$ ) pour  $H/H_0 = 2,14$  et  $r = 8,1$  (numérique).

zone de surpression visible en ( $X^* = -2$ ;  $Z^* = 9$ ). Cette surpression se propage par ailleurs le long du plafond jusqu'aux parois latérales. L'ensemble du jet semble par ailleurs en dépression, probablement à cause de l'aspiration d'une part et de l'impact d'autre part. Seules les frontières du jet (lors de sa confrontation avec l'air ambiant) sont en surpression ( $Z^* = 1$  en amont et  $Z^* = 0,5$  en aval) montrant le forçage du jet dans l'écoulement traversier. Les deux frontières ainsi dessinées se rejoignent en  $Z^* = 4$ . Le dégradé de pression dans le tunnel aval est lié à la présence de l'écoulement traversier et de l'écoulement descendant le long de la paroi verticale. Une telle confrontation se traduit d'ailleurs sur le champ de température (Fig. 3.18(b)), par deux zones bien distinctes. En effet, proche du sol ( $Z^* \leq 0,5$ ), la température  $\bar{\theta}$  est inférieure à 0,1. Elle est comprise entre  $0,1 \geq \bar{\theta} \geq 0,3$  dans le reste du tunnel. Un phénomène identique est notamment visible dans la partie amont de la station où la hauteur de délimitation est située autour de  $3 D$ . Elle est à rapprocher de la valeur mesurée lors de l'expérience, qui était alors de  $3,5 D$ . Au centre de la station, le jet s'élève, s'évase légèrement jusqu'à  $2 D$  avant de percuter le plafond puis de s'éclater le long de celui-ci et d'induire des poches chaudes dans les coins hauts de la station. Ces dernières sont par ailleurs diffusées dans le reste de la veine en longeant les parois verticales présentes en  $X^* = -10,5$  et  $10,5$ . A noter à  $X^* = -5$  que la remontée de l'air froid est visible jusqu'à  $Z^* = 5$ , semblable à celle relevée dans l'expérience ( $Z^* = 6,5$ ), traduisant l'emplacement de la zone de retour.

L'analyse des champs de fluctuation de température issus du calcul numérique et de l'expérience (Fig. 3.19) permet de mettre en lumière une bonne concordance entre ces deux approches. En effet, il est possible de voir les fortes fluctuations engendrées par la confrontation entre l'écoulement traversier et l'écoulement descendant, notamment aux coordonnées ( $X^* = -2$ ;  $Z^* = 9$ ) offrant des niveaux de fluctuations de 0,083 pour la simulation numérique et de 0,076 pour les mesures expérimentales. Selon ces deux approches, il est possible d'observer en amont du jet la zone de mélange entre l'écoulement en-



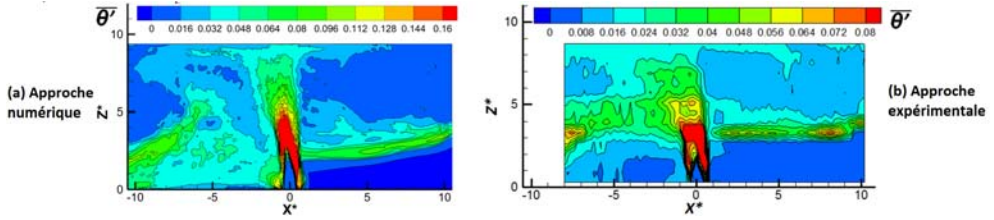


Fig. 3.19: Champs de fluctuations de température normés dans le plan médian XZ : cas numérique (a) et cas expérimental (b).

trant par le tunnel amont et l'air circulant dans le décroché de la station. Elle se situe en moyenne à  $Z^* = 3$  avec des niveaux de fluctuations de 0,081 pour l'approche numérique et à  $Z^* = 3,4$  avec des valeurs de 0,05 pour l'approche expérimentale.

Globalement, des comportements très semblables entre les résultats numériques et les mesures expérimentales ont été observés, que ce soit d'un point de vue thermique ou dynamique. Par contre, il est possible d'observer une différence entre les deux, notamment dans l'inclinaison du jet, qui permet au jet de percuter le plafond en  $X^* \approx -2$  dans l'expérience contre  $-1,55$  numériquement. La principale différence entre le cas numérique et l'approche expérimentale, outre les conditions aux limites de l'extraction, est la sortie du jet. En effet, alors que dans le code numérique le jet est affleurant à la paroi du bas de la veine, un décroché d'environ 5 mm est présent dans l'expérience. D'après MUPPIDI & MAHESH [43], plus la couche limite est importante et plus le jet peut pénétrer loin dans l'écoulement traversier (inclinaison moins importante), se traduisant ici par « plus la sortie du jet est haute dans l'écoulement, plus le jet est dévié de son axe vertical ». Il est alors important de réaliser un test numérique, en forçant le jet à déboucher non plus affleurant à la paroi mais 5 mm (environ 5 mailles) au dessus de celle-ci.

Une comparaison des champs de vitesse verticale ( $\bar{W}^*$ ) du cas sans rebords et avec rebord peut alors être réalisée (Fig. 3.20).

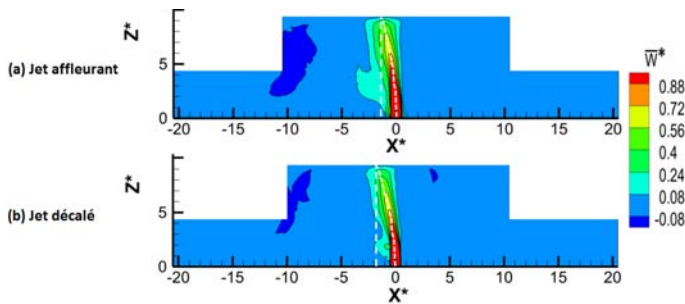


Fig. 3.20: Champs de vitesses verticales  $\bar{W}^*$  pour : (a) le jet affleurant à la paroi ; (b) pour un jet décalé  $D/10$ .

Les champs moyens de vitesse, température et pression sont très proches dans ces deux cas, car :

- les écoulements rampants sont bien présents, bien que moins prononcés en amont avec la présence du rebord,
- les zones de recirculations dans la station et dans les tunnels sont centrées aux mêmes coordonnées,
- l’excroissance du jet est identique,
- la zone froide de l’écoulement traversier se manifeste pour  $Z^* \leq 3$ ,
- la surpression est effective au point d’impact, s’étalant sur toute la longueur du plafond de la station.

La principale différence entre ces deux cas réside dans l’inclinaison du jet qui passe ainsi de  $X^* = -1,55$  lorsque le jet est affleurant à la paroi à  $X^* = -1,85$  se rapprochant ainsi de la déviation mesurée lors de l’approche expérimentale :  $X^* = -2$ .

Ayant souligné la principale origine des différences entre les résultats expérimentaux et numériques (jet non affleurant) et n’ayant que peu d’influence sur les écoulements globaux, il est possible de s’affranchir de ce paramètre. Les configurations numériques ultérieures seront alors réalisées dans le cas d’un jet affleurant à la paroi, permettant ainsi une extrapolation des tendances futures vers le cas non affleurant.

### 3.2.2 Influence du rapport $H/H_0$

La comparaison des résultats obtenus numériquement et expérimentalement pour le cas de référence permet d’accorder une bonne crédibilité aux résultats numériques. Ainsi, des simulations dédiées aux géométries paramétrées en  $H/H_0$  peuvent être entreprises. L’objectif est alors de souligner l’influence potentielle de la hauteur du plafond de la station, l’effet du confinement sur la structure des écoulements internes et notamment sur l’inclinaison du jet lors de son ascension (les conditions aux limites étant identiques par ailleurs). Les conditions de maillage des différents calculs numériques sont présentées dans le tableau 3.2. Les rapports  $H/H_0$  sont 1, 2, 2,14 (cas expérimental), 2,5 et 2,9.

$H/H_0$	$NX \times NY \times NZ$	$\Delta X \times \Delta Y \times \Delta Z$ [mm/maille]	Nombre de Noeuds
1	1024x128x256	2x1,95x0,98	32
2	1024x128x512	2x1,95x0,98	32
2,5	1024x128x768	2x1,95x0,90	32
2,9	1024x128x768	2x1,95x0,90	32

Tab. 3.2: Maillages mis en place pour les calculs, en fonction du rapport  $H/H_0$ .

#### 1. Cas spécifique du rapport $H/H_0 = 1$

Lorsque la différence de hauteur entre les tunnels et la station est nulle ( $H/H_0=1$ ), les champs de vitesse  $\vec{U}^*$  (3.21(a)) et  $\vec{W}^*$  3.21(b) offrent un comportement de jet similaire à un incendie en tunnel. En effet, il est possible de voir un écoulement chaud monter et impacter

le plafond du canal, l'écoulement traversier vient alors le percuter et le faire dévier de sa trajectoire. Plusieurs auteurs, comme GAO *et al.* [65], montrent que des couches rampantes se développent au plafond du tunnel après impact. Il est notamment admis que si la vitesse de ventilation est inférieure à une vitesse critique définie par THOMAS [66] dès 1958, une couche de retour se développe en amont du jet, allant de ce fait à l'encontre de l'écoulement principal.

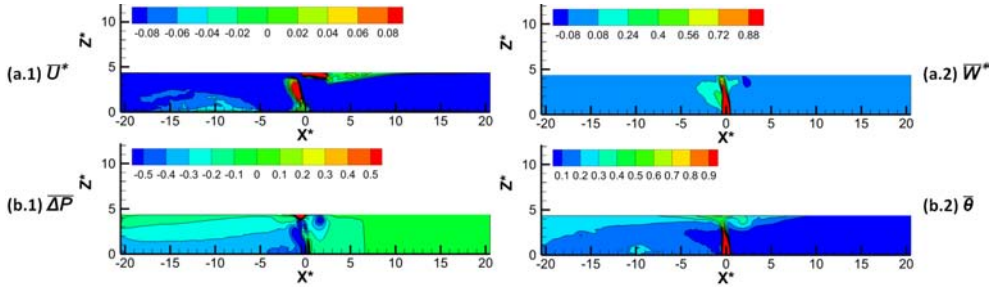


Fig. 3.21: Champs moyens de vitesse  $\bar{U}^*$  et  $\bar{W}^*$ , de différentielle de pression  $\bar{\Delta P}$  et de température  $\bar{\theta}$ , dans le plan XZ médian, pour le cas  $H/H_0 = 1$ .

Dans le cas présent, la vitesse critique est située autour de  $0,5 \text{ m.s}^{-1}$ . En aval, à la base du jet ( $-1,5 \leq X^* \leq -0,5$ ), une zone d'écoulement de sens contraire à l'extraction est présente. Lors de l'ascension du jet, cette zone se contracte avant de s'étendre à nouveau, pour aboutir à une zone centrée en ( $X^* = -1$ ;  $Z^* = 2,3$ ) également visible sur la figure 3.21(a.2) par la création d'une protubérance verticale. Elle est stoppée en  $Z^* = 3,9$  par la présence d'un écoulement rampant sous le plafond. Ce dernier, issu de l'impact du jet, se confond totalement par la suite avec l'écoulement d'extraction pénétrant dans le tunnel par l'extrémité droite. En amont du jet, une zone de retour est visible jusqu'à  $X^* = 2,5$ . Bien qu'elle provoque, de par sa présence, un ralentissement de la vitesse d'entrée depuis  $X^* = 10$ , elle est arrêtée par cet écoulement forcé. La couche rampante est alors redirigée vers le bas (Fig. 3.21(a.2)) avant d'être redirigée vers le jet. La présence des écoulements rampants sous le plafond et de la zone d'écoulement contraire à la base aval du jet ne sont pas sans rappeler les comportements des champs de vitesse précédemment observés, mais leur influence sur les écoulements internes et notamment sur le profil de vitesse entrant en contact avec le jet sont bien distincts, surtout à cause de la présence de la couche de retour. Cette zone est également observée sur les champs de différentielle de pression ( $\Delta P$ ) et de température ( $\bar{\theta}$ ) présentés respectivement figures 3.21(b.1) et 3.21(b.2). En effet, cette zone descendante ( $X^* = 2,5$ ) engendre en aval ( $X^* = 1,7$ ;  $Z^* = 3,8$ ) une zone de dépression symbolisée par une poche en bleu, ainsi qu'à ces mêmes coordonnées le blocage l'air chaud ( $\bar{\theta} = 0,33$ ) rampant initialement au plafond. L'écoulement de l'air chaud de sens opposé à l'écoulement traversier le long du plafond, se fait par ailleurs ressentir jusqu'à  $X^* = 8,5$ . Ce réchauffement de l'air en proche paroi est dû au faible niveau de vitesse présent dans cette zone. Le jet, quant à lui, est bien décrit par ce champ de température. En effet, il est possible d'observer son évolution au sein de la « station » ainsi que sa diffusion après l'impact du plafond, notamment pour  $0,3 \leq \bar{\theta} \leq 0,5$ . La confrontation entre le jet et la paroi engendre par ailleurs une surpres-

sion ( $\Delta P_{max} \approx 2,5 \text{ Pa}$ ). La seule autre zone de surpression présente dans cet écoulement est la frontière amont du jet à  $X^* = 0,5$ . Cette zone se développe jusqu'à  $Z^* = 1,7$ . Elle est remplacée par la suite par une dépression, s'élargissant jusqu'à sa rencontre avec celle issue de la frontière aval du jet, juste avant l'impact avec le plafond. La confrontation entre l'écoulement traversier et le jet engendre par ailleurs une forte zone de différentielle de pression négative suivant le trajet dessiné par la contraction en aval du jet et la protubérance notée sur les plans des figures 3.21(a.1) et 3.21(a.2). La poche d'air froid précédemment relevée au niveau du sol de la veine est ici inexistante. Il y a une dilution thermique dans le domaine aval du jet, phénomène généralement observé dès lors que la vitesse de l'écoulement traversier est supérieure à la vitesse de destratification, habituellement définie comme inférieure à la vitesse critique.

## 2. Variation du décroché de la station : $2 \leq H/H_0 < 3$

Le cas de base étudié auparavant correspond à un rapport  $H/H_0 = 2,14$ . L'incidence de la variation de ce rapport  $H/H_0$  pour quatre valeurs différentes est ici analysée. L'étude se porte alors sur des rapports  $H/H_0 = 2$ ,  $H/H_0 = 2,14$ ,  $H/H_0 = 2,5$  et enfin  $H/H_0 = 2,9$ . Dans ces quatre cas, le facteur  $r$  reste constant et égal à 8,1. Les résultats des simulations numériques sont présentés figure 3.22, respectivement pour les vitesses  $\bar{U}^*$  et  $\bar{W}^*$ .

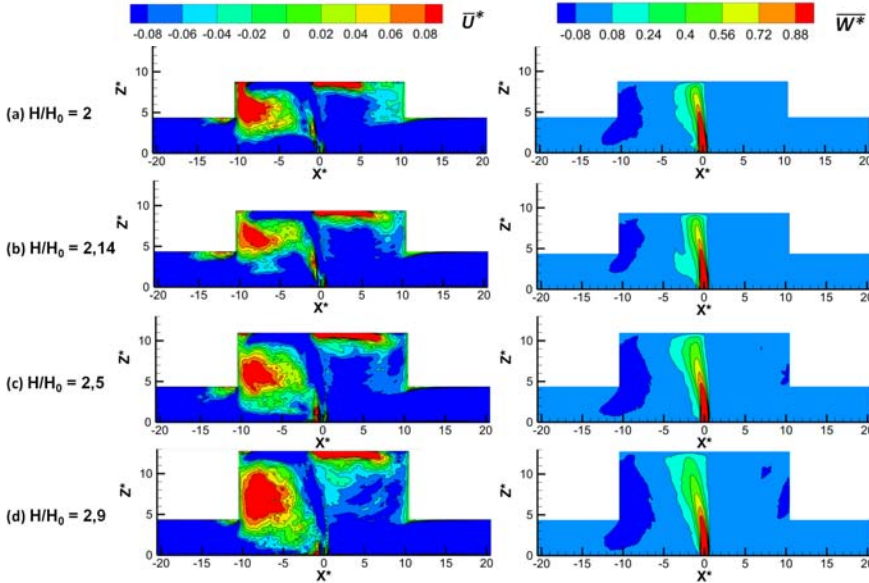


Fig. 3.22: Champs de vitesse  $\bar{U}^*$  et  $\bar{W}^*$  dans le plan médian  $XZ$ , pour les différents cas  $H/H_0 - r = 8,1$  (numérique).

Pour les quatre cas, les champs de vitesses adimensionnelles horizontale  $\bar{U}^*$  et verti-

cale  $\overline{W}^*$  ne montrent que très peu de différence. En effet, outre la hauteur sous plafond différente d'un cas à l'autre, il est possible de retrouver les quatre paramètres importants définis à la fin de la section précédente, à savoir : le jet et son inclinaison, les écoulements rampants sous le plafond de la station, les écoulements descendants le long des parois verticales, et la zone de retour dans le tunnel aval. Cette dernière zone est bien présente dans tous les cas et est centrée entre  $-11,5 \leq X^* \leq -12,5$ . Plus ou moins développée selon les cas, elle est toujours issue des écoulements descendants le long de la paroi verticale gauche de la station. En augmentant le rapport  $H/H_0$ , la distance parcourue par ces écoulements descendants augmente et tend à « étoffer » les écoulements de retour présents en aval du jet. En effet, plus le volume de la station est important, plus les écoulements descendants le long des parois ont le temps de se développer et moins l'écoulement traversier peut venir les perturber pour cette vitesse d'extraction nominale retenue. Un phénomène similaire a lieu en amont du jet où, après la rencontre des écoulements rampants avec la paroi verticale en  $X^* = 10,5$ , l'écoulement descendant rencontre l'écoulement traversier le contraignant à se rediriger vers le jet. Le jet, par ailleurs, garde un aspect général identique quelle que soit la hauteur du plafond. Seule la distance d'impact, par rapport à l'aplomb du centre du jet, diffère d'un cas à l'autre. Ces distances sont respectivement de -1,35 ; -1,5 ; -2,1 et -2,9 pour des rapports  $H/H_0$  de 2 ; 2,15 ; 2,5 et 2,9.

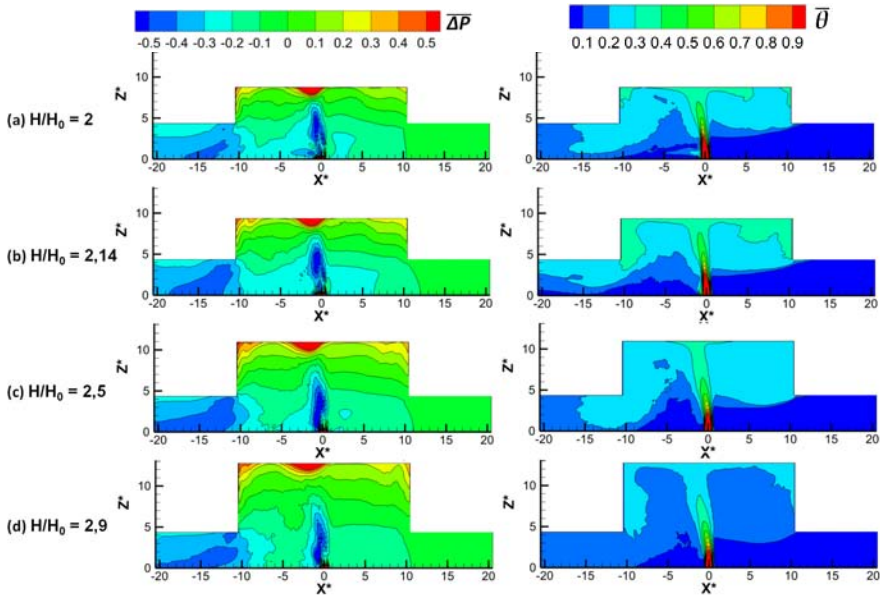


Fig. 3.23: Champ de pression relative  $\overline{\Delta P}$  et champ de température adimensionnelle  $\overline{\theta}$  dans le plan médian  $XZ$ , pour différentes valeurs de  $H/H_0 - r = 8,1$  (numérique).

De la même manière, les champs de pression et de température (Fig. 3.23) ne mettent en exergue que quelques petites différences entre les configurations étudiées. Bien que la forme du jet soit identique, en pression comme en température, il est possible de voir une expansion de la zone de surpression au niveau du plafond de station lorsque la hauteur

sous plafond augmente. Cette expansion de pression s'accompagne par ailleurs d'une diminution de la température impactant le plafond. Quel que soit le rapport de hauteur  $H/H_0$ , la zone chaude en amont du jet reste cantonnée à  $Z^* \geq 3$ .

L'évolution de la ligne centrale du jet dont l'expression s'écrit sous la forme  $Z^* = \alpha(rX^*)^\beta$ , où  $\alpha$  et  $\beta$  sont des coefficients de corrélation. Mise sous cette forme, il est alors possible de comparer l'évolution du jet dans la station lorsqu'il est soumis aux mêmes écoulements traversiers ( $r = 8,1$ ) dans une station de hauteur plus ou moins importante (Fig. 3.24).

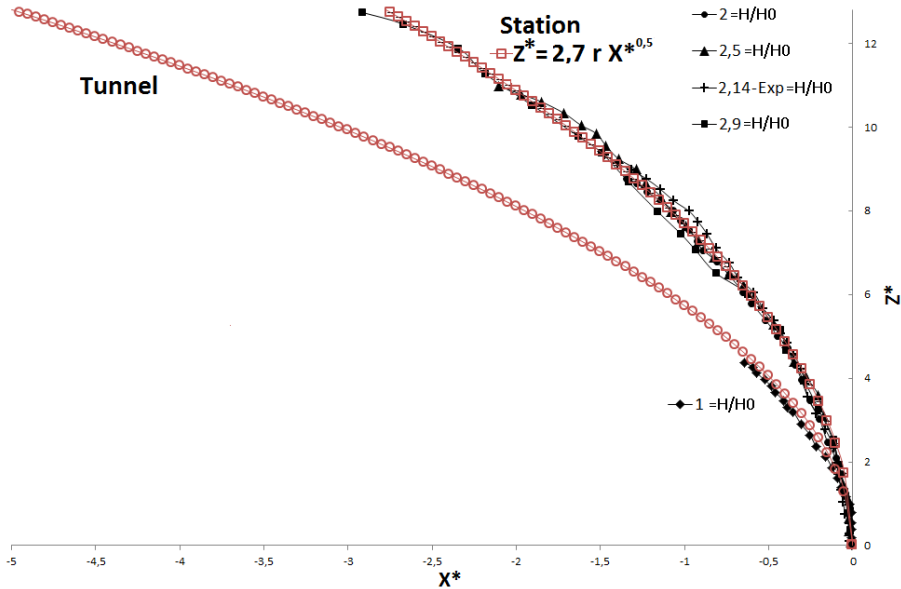


Fig. 3.24: Comparaison des inclinaisons de la ligne centrale des jets pour des rapports  $H/H_0$  de 1 de type tunnel et  $H/H_0$  de 2 ; 2,14 ; 2,5 et 2,9.

Il est tout d'abord remarquable de souligner que dès que  $H/H_0 \geq 1$  (Fig. 3.24), les courbes se confondent en s'accordant avec une loi analytique semblable à celle extraite de l'expérience ( $Z^* = \alpha(rX^*)^\beta$ ) où le coefficient  $\beta$  est toujours de 0,5 mais  $\alpha = 2,7$  varie par rapport à l'expérience ( $\alpha = 2,3$ ).

Ainsi, dès lors que la station présente un décroché au niveau du plafond, la déviation du jet ne dépend pas du décroché lui même, les résultats ne changent pas quelque soit la valeur de  $H/H_0$ . Par contre, pour le cas  $H/H_0 = 1$ , une couche de retour se développe sur le plafond de la station, forçant alors l'écoulement à se contracter et donc favorise la vitesse horizontale de l'écoulement traversier, entraînant alors une diminution locale du  $r$  et favorisant une déviation plus importante du jet.

La présence du décroché permet donc à l'écoulement entrant de traverser le volume de la station sans subir d'importantes modifications de vitesse, entraînant une inclinaison du jet plus faible que dans le cas sans décroché. De plus, cette inclinaison de base est

conservée au cours du mouvement ascendant au sein de la station et ce quelle que soit la hauteur sous plafond. Les zones de recirculation alors présentes de part et d'autre du jet n'ont donc que très peu d'influence sur le jet en lui-même.

### 3.3 Conclusion partielle

Au cours de ce chapitre, nous avons pu mettre en évidence le rôle du confinement et du débit d'extraction sur un écoulement d'injection chaud et vertical dans une géométrie complexe représentant un volume muni de deux tunnels ayant des hauteurs différentes plus faibles que le volume central. Les tunnels et le décroché ainsi formés sont balayés par un écoulement d'extraction traversier, froid et perpendiculaire au jet.

Expérimentalement, l'intensification du débit d'extraction se traduit par une diminution du facteur  $r$  dont les principales conséquences se traduisent par l'inclinaison plus prononcée du jet et conduisent à une modification de la distribution des écoulements internes de la station. Cette augmentation de l'inclinaison s'accompagne d'un déplacement des zones tourbillonnaires présentes de part et d'autre du jet dans le décroché.

De manière numérique cette fois, le rôle de la hauteur sous plafond du volume central sur le développement du jet a été mis en évidence. Lorsque le décroché est présent, la taille de ce dernier n'a que peu d'influence sur les mécanismes des écoulements internes et notamment sur l'inclinaison du jet. En effet, ce dernier garde la même trajectoire tout au long de son élévation pour des décrochés ayant des rapports  $H/H_0$  de 2 à 3 par rapport à la hauteur des tunnels. Ceci est dû à la présence des écoulements de retour présents dans cette zone, de part et d'autre du jet. Par contre, si le volume de la station possède la même hauteur que les tunnels, une inclinaison plus prononcée est visible, due à la présence d'écoulement contraire au niveau du plafond, c'est à dire une couche de retour, augmentant ainsi la vitesse de l'écoulement traversier impactant le jet.

Le rôle de l'augmentation de l'extraction sur les écoulements internes à la station, par rapport au cas de base, a été souligné. Il est désormais possible de voir et d'analyser les éventuels impacts que peuvent avoir le nombre et le positionnement des accès sur le plafond de la station. C'est donc l'influence d'un ou de deux accès sur le développement du jet qui est étudié. C'est également et surtout leurs influences sur la remontée ou non de l'air chaud ainsi généré dans ces mêmes accès qui fait l'objet d'une attention particulière au sein du chapitre suivant.

## Evaluation du potentiel de « contamination thermique » des accès

### Sommaire

---

<b>4.1</b>	<b>Influence de l'ouverture par la présence d'accès sur le plafond de la station</b>	<b>104</b>
4.1.1	Configuration de référence ( $r = 7,4$ ) à deux accès	105
4.1.2	Configuration à un seul accès	112
<b>4.2</b>	<b>Influence du facteur <math>r_{global}</math></b>	<b>117</b>
4.2.1	Cas à deux accès	117
4.2.2	Configuration à un seul accès	123
<b>4.3</b>	<b>Influence des pertes de charge du réseau</b>	<b>128</b>
4.3.1	Evaluation d'un milieu poreux caractéristique	128
4.3.2	Etude du cas de référence - $r_{global}$ - à 2 accès pour $\alpha = 795 \text{ Pa.s.m}^{-2}$	131
4.3.3	Influence du coefficient $\alpha$ sur les écoulements internes - $r_{global} = 8,1137$	
<b>4.4</b>	<b>Conclusion partielle</b>	<b>145</b>

---

*Après avoir analysé l'effet du confinement sur les écoulements internes au sein d'une maquette représentative d'une station, l'ajout d'un ou de deux accès est étudié pour des confrontations entre l'écoulement d'injection et l'écoulement d'extraction identiques à celles précédemment étudiées. Dans un second temps, l'aspect hydraulique du réseau, de part une caractérisation de l'influence des pertes de charge au niveau du tunnel amont, sera analysé.*



DIFFÉRENTS RÉGIMES d'extraction et différentes hauteurs sous plafond ont été testés et leurs influences sur l'organisation des écoulements au sein de la maquette étudiées. En plus des tunnels symbolisant les voies, les accès permettant aux voyageurs d'aller et venir doivent être pris en compte dans la modélisation d'une station de métropolitain et ceci est effectuée par le biais de canaux verticaux, comme il a été précisé dans le chapitre §2. Le comportement et le développement des écoulements internes, issus de la confrontation du jet chaud et de l'écoulement traversier, sont ici étudiés mais cette fois en présence d'un ou de deux accès. Bien évidemment, leur nombre (1 ou 2) et leur positionnement doivent avoir une influence majeure sur les écoulements internes. En particulier, dans ce chapitre, on cherche à identifier si les accès sont le siège d'effet cheminée, c'est à dire de « contamination thermique » par le jet chaud, ou s'ils ne sont pas plutôt le siège d'écoulements frais descendants. Ce sont ces phénomènes qui sont donc ici étudiés selon plusieurs paramètres : nombres d'accès, emplacement de ces derniers, ventilation d'extraction et pertes de charge du réseau. L'ensemble de ce travail est donc illustré au fur et à mesure afin de comprendre l'influence de ces paramètres indépendamment ou de manière couplée sur les régimes d'écoulement dans les accès.

## 4.1 Influence de l'ouverture par la présence d'accès sur le plafond de la station

Comment se réorganise l'écoulement interne au sein de la station et des tunnels en présence de canaux verticaux localisés au niveau du plafond de la station ? Pour tenter de répondre à cette question, la configuration de référence (§3) a été étudiée dans les mêmes conditions aérauliques (d'injection d'air chaud et d'extraction) mais avec comme modification géométrique, la présence des deux accès verticaux (Fig. 4.1).

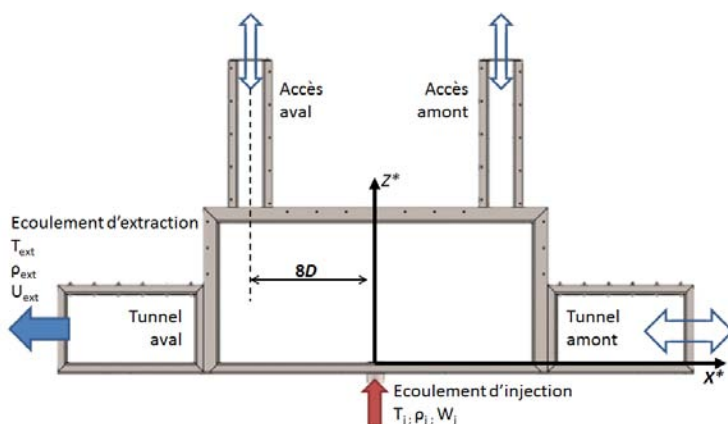


Fig. 4.1: Configuration de l'étude avec deux accès.

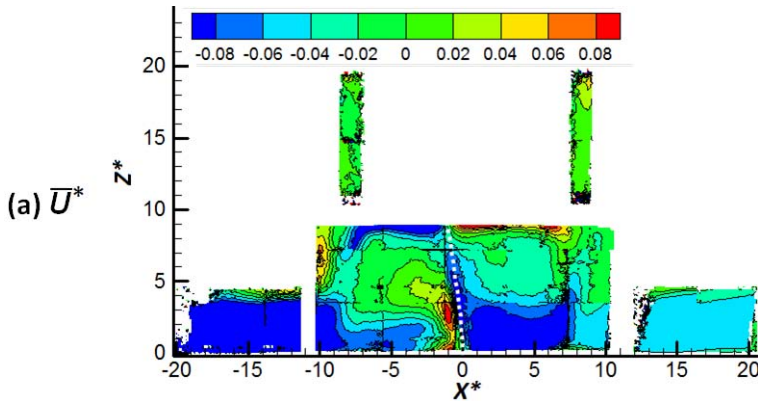
#### 4.1.1 Configuration de référence ( $r = 7,4$ ) à deux accès

Le positionnement des deux accès a été choisi de manière arbitraire, placés sur le plafond de la station de manière symétrique à  $8 D$  du centre du jet.

Les accès sont représentés ici par des canaux carrés de largeur  $2 D$  et de hauteur  $10 D$ . Ils offrent ainsi de nouveaux points d'entrée ou de sortie pour l'écoulement et donc de nouveaux degrés de liberté sur son organisation : les conditions au niveau des deux canaux sont parfaitement libres, comme d'ailleurs au niveau du tunnel amont. Ceci est illustré sur la figure 4.1 par des doubles flèches bleues indiquant à priori le potentiel d'entrée ou de sortie d'air par les accès et le tunnel amont.

Avec des ouvertures additionnelles, et donc des échanges de débit massique supplémentaires potentiels, le rapport de quantité de mouvement précédent peut s'en trouver « biaisé » car il n'est pas certain que l'écoulement frais qui « balaie » le jet soit de même intensité. Cependant ici, le débit d'extraction est fixé avec la même consigne de  $26,7 \text{ g.s}^{-1}$  que dans le chapitre §3. Les conditions d'injection d'air chaud sont identiques aussi à celles du cas de référence sans canaux verticaux. Il est alors convenu de nommer  $r_{\text{global}}$  (ici égal à  $7,4$ ) les essais partageant les mêmes conditions d'extraction et d'injection d'air chaud.

Afin de caractériser le développement de l'écoulement, des mesures de vitesse par PIV ont été réalisées dans le plan médian de la station. La figure 4.2 montre les champs de vitesse verticale ( $\overline{W}^*$ ), de vitesse horizontale ( $\overline{U}^*$ ) et leurs fluctuations respectives pour ce cas.



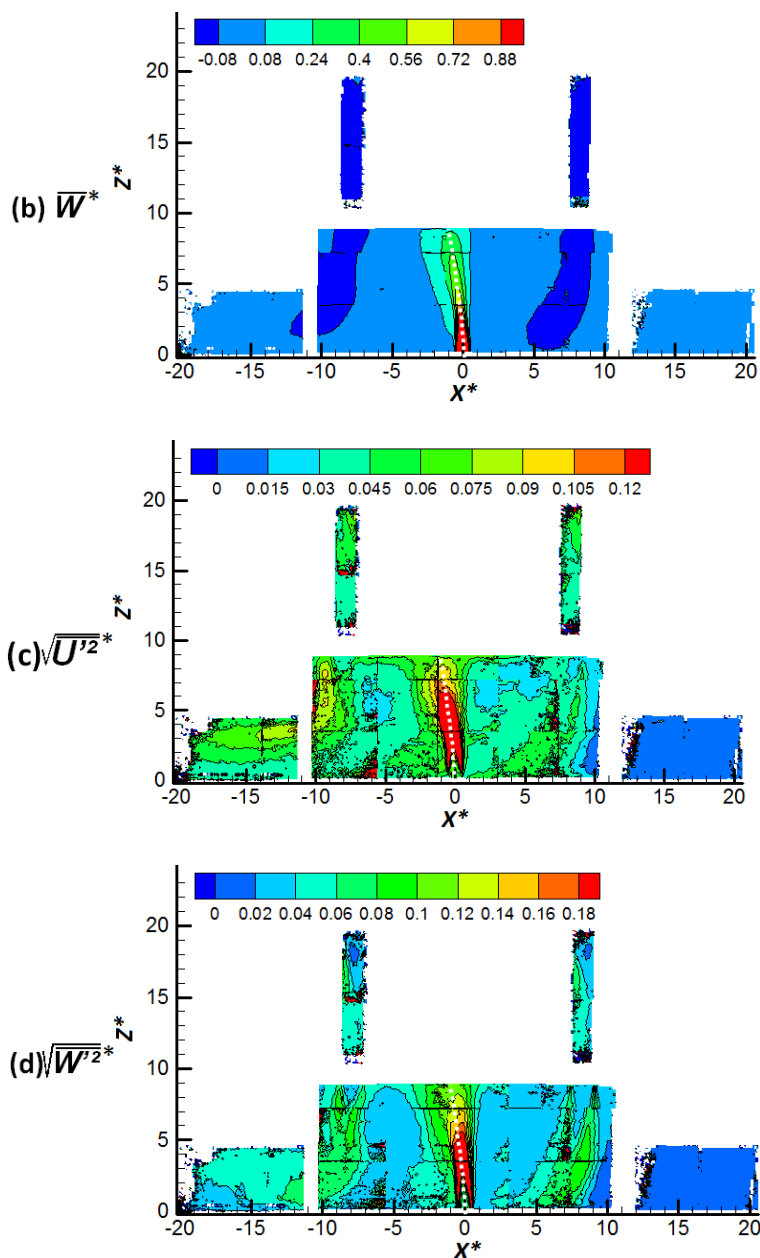


Fig. 4.2: Champs de vitesses moyenne et fluctuante normées horizontales et verticales dans le plan médian  $XZ$  - avec deux accès et  $r_{global} = 7,4$ .

Le champ de vitesse horizontale  $\overline{U}^*$  (Fig. 4.2(a)) montre, de manière analogue au cas sans accès, un écoulement traversier entrant par le tunnel amont, traversant la station

dans sa partie basse ( $Z^* \leq 3$ ) et poursuivant sa course vers le tunnel aval. La principale différence entre les deux cas est la vitesse dans le tunnel amont, qui était de l'ordre de  $-0,13$  initialement et qui est 3 fois moins élevée lorsque les accès sont présents (vitesse horizontale nulle dans ces derniers), introduisant ainsi un débit d'environ  $7 \text{ g.s}^{-1}$  contre  $\approx 22 \text{ g.s}^{-1}$  précédemment. Cette réduction de débit entrant par ce tunnel entraîne des modifications des écoulements se développant autour du jet, notamment les zones de retour observées dans le cas de référence : elles sont présentes de part et d'autre du jet mais plus proches, centrées en ( $X^* = -4$ ;  $Z^* = 5$ ) et ( $X^* = 4$ ;  $Z^* = 6$ ) et moins actives.

De la même manière, en aval du jet, la zone d'entraînement est présente à sa base, sur une largeur de  $1,5 D$ , se contracte jusqu'à  $0,5D$  à  $Z^* = 1,2$ , puis s'accélère avec l'altitude ( $\bar{U}^* = 0,095$  en  $X^* = -1$  et  $Z^* = 2,7$ ). Elle a des caractéristiques de taille deux fois plus petites que celles observées dans le cas référence. À côté de cette zone, le jet s'élève et lors de son impact sur le plafond de la station, des écoulements sous plafond se développent. Ces derniers, contrairement au cas de référence sans accès, ne poursuivent pas leurs chemins jusqu'aux parois latérales mais sont stoppés avant ( $X^* = -7,5$  et  $7,3$ ). Une zone de retour est présente pour  $Z^* \geq 3,8$  dans le tunnel aval, semblable à celle vue dans le cas de référence.

Sur de la figure 4.2(b), il est possible d'observer le phénomène à l'origine de l'arrêt des écoulements rampants le long du plafond de la station. En effet, au niveau des accès, deux zones fortement descendantes sont présentes. Elles traduisent l'entrée d'air extérieur dans la station avec une vitesse verticale  $\bar{W}^* = -0,24$  (soit en moyenne  $0,7 \text{ m.s}^{-1}$ ). Aspirés dans la station à travers les accès, ces écoulements sont déviés par la présence de l'écoulement traversier. En amont du jet, l'écoulement vient effleurer le sol de la station en  $X^* = 7$ . De l'autre côté, l'air entrant dans la veine n'impacte pas le bas de la station car il est aspiré par l'écoulement d'extraction directement dans le tunnel aval, expliquant ainsi la création de la zone de retour au plafond de ce tunnel.

Les champs de vitesse fluctuante (Fig. 4.2(c) et 4.2(d)) indiquent parfaitement la position des écoulements qui se développent dans cette partie de la veine (tunnel aval). Sur la figure 4.2(c), caractéristique des vitesses horizontales, il est notamment possible d'identifier la position du cisaillement entre l'écoulement entrant dans le tunnel et la zone de retour présente en son sein ( $Z^* = 4$ ). Par contre sur le champ vertical 4.2(d), ce sont les fluctuations issues de l'écoulement entrant par l'accès aval qui sont les plus visibles. Ces dernières remontent à la base de l'accès sous une forme typique de jet, dans un écoulement traversier, comme c'est le cas pour l'écoulement transitant par l'accès amont. En analysant le champ horizontal 4.2(c) de cet écoulement, il est possible de voir l'élargissement des fluctuations à l'approche du sol ( $7 \leq X^* \leq 9$ ) traduisant l'impact de l'écoulement sur le sol de la station. Un phénomène similaire est d'ailleurs visible sur l'écoulement d'injection d'air chaud et le plafond de la station ( $Z^* \geq 8$  et  $-7,5 \geq X^* \geq 5,5$ ). L'inclinaison du jet évoluant dans cet univers est très nettement diminuée par rapport au cas de référence. Le jet, à la hauteur  $Z^* = 9$ , offre un décalage égal à  $X^* = -1$  contre  $-2$  environ précédemment et peut être décrit par la loi  $Z^* = \alpha (X^*.r)^{0,65}$ , en gardant le même coefficient  $\alpha (=2,3)$  que précédemment. L'entrée d'air extérieur par les accès, notamment

l'accès aval, a a priori tendance à redresser le jet.

Il faut maintenant savoir si cette intrusion d'air frais dans le volume de la station par les ouvertures peut bouleverser l'équilibre thermique précédemment observé (§3). Le résultat des investigations du champ de température dans le plan médian XZ est présenté par la figure 4.3. A titre indicatif, les positions des accès dans le volume de mesure sont représentées par des rectangles gris.

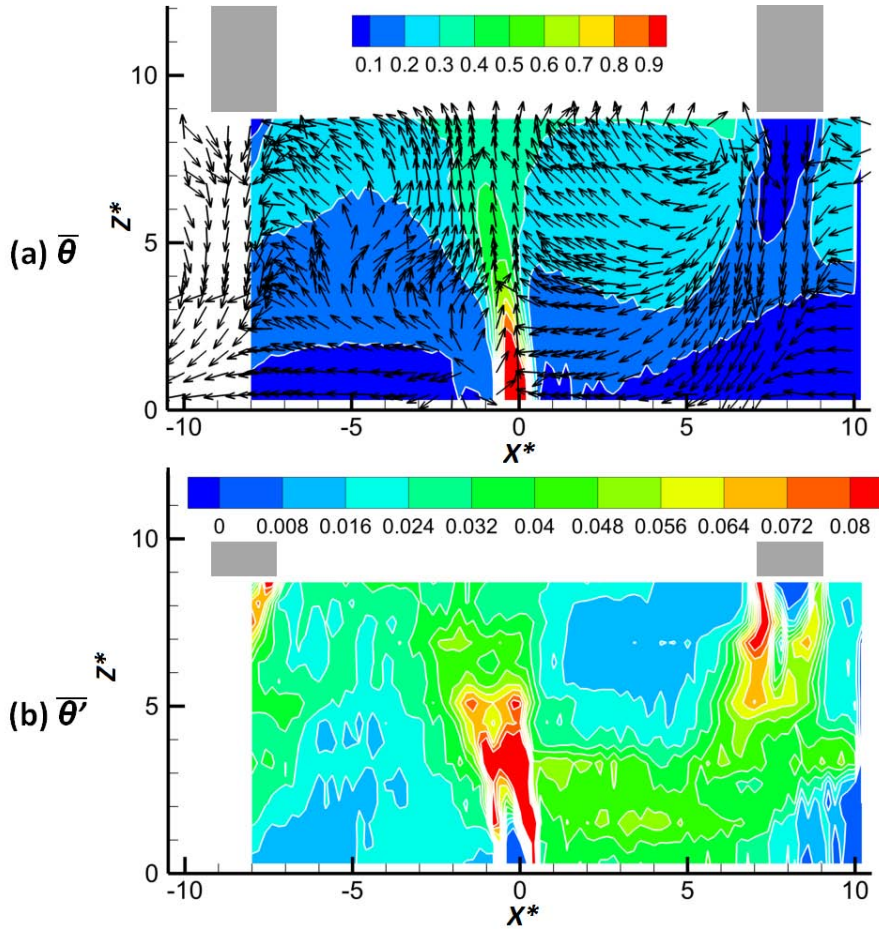


Fig. 4.3: Champs de températures moyenne et fluctuante, dans le plan médian XZ pour  $r_{\text{global}} = 7,4$  avec deux accès.

Sur la droite de la figure 4.3(a), au niveau du plafond, l'intrusion d'air frais dans la veine par l'accès amont est clairement détectée (entre  $X^* = 7$  et  $X^* = 9$ ). L'entrée de cet air frais (jusque  $Z^* = 5$ ) vient entraîner vers le bas (quasiment au sol) la poche d'air correspondant à la gamme de température  $0,1 \leq \bar{\theta} \leq 0,2$  précédemment positionnée au dessus de  $Z^* = 4$  (cas de référence §3). Le mouvement descendant de cet air entraîne

également la la zone de fluide de température supérieure  $0,2 \leq \bar{\theta} \leq 0,3$ . Le jet d'air chaud est toujours parfaitement détectable par son empreinte thermique. Il s'élève et percute le plafond. L'élargissement du jet lors de son ascension est importante avec, par exemple, un diamètre de jet de 3,5 fois le diamètre initial à  $Z^* = 8$ . La couche d'air rampant le long du plafond de la station est cette fois bien visible en amont du jet ( $Z^* \geq 8,5$  et  $0 \leq X^* \leq 6,8$ ) mais également visible en aval de celui-ci. De ce côté, l'air a un mouvement vers la gauche avant d'être entraîné vers le bas par l'entrée d'air froid de l'accès aval, pour  $X^* \leq -7$  et  $Z^* \geq 7$ .

Cette confrontation entre l'air froid entrant et l'air plus chaud en mouvement dans la station entraîne une zone de fortes fluctuations thermiques visibles figure 4.3(b) en  $X^* = -7,5$  et  $Z^* = 8,7$ . Ce phénomène est également observé de l'autre côté de la veine, en  $X^* = 7,2$  et  $8,9$ . Le premier, en  $X^* = 7,2$  et  $Z^* \geq 6,5$ , est bien visible par la zone rouge, qui traduit la confrontation d'un écoulement fortement descendant issu de l'accès amont avec l'écoulement horizontal rampant sur le plafond de la station. Dans la seconde zone en  $X^* = 8,9$ , les fluctuations sont plus faibles ( $0,04 \leq \bar{\theta}' \leq 0,048$ ) et s'apparentent plus à un jet dans un milieu au repos. La trajectoire et l'impact de cet écoulement issu de l'accès amont sont identifiables sur cette figure par la zone verte présente pour  $0 \leq X^* \leq 9$ . L'étirement de cette zone de  $X^* = 9$  à  $10$  pour  $Z^* = 3,5$  est dû à la confrontation entre l'air à  $0,1 \leq \bar{\theta} \leq 0,2$  présent dans la veine et l'air froid entrant par le tunnel amont.

L'observation de plans perpendiculaires au plan XZ pour différentes positions Z données pourrait permettre de mieux comprendre les mécanismes impliqués. La figure 4.4 présente l'ensemble des plans thermiques XY réalisés pour ce test.

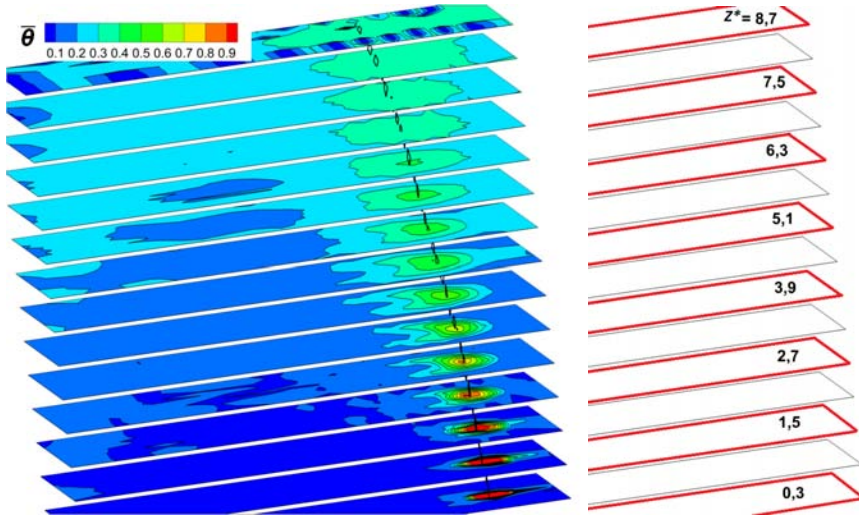


Fig. 4.4: Champs de température dans les plans XY, pour  $r_{global} = 7,4$  avec deux accès, en fonction de la hauteur  $Z^*$ .



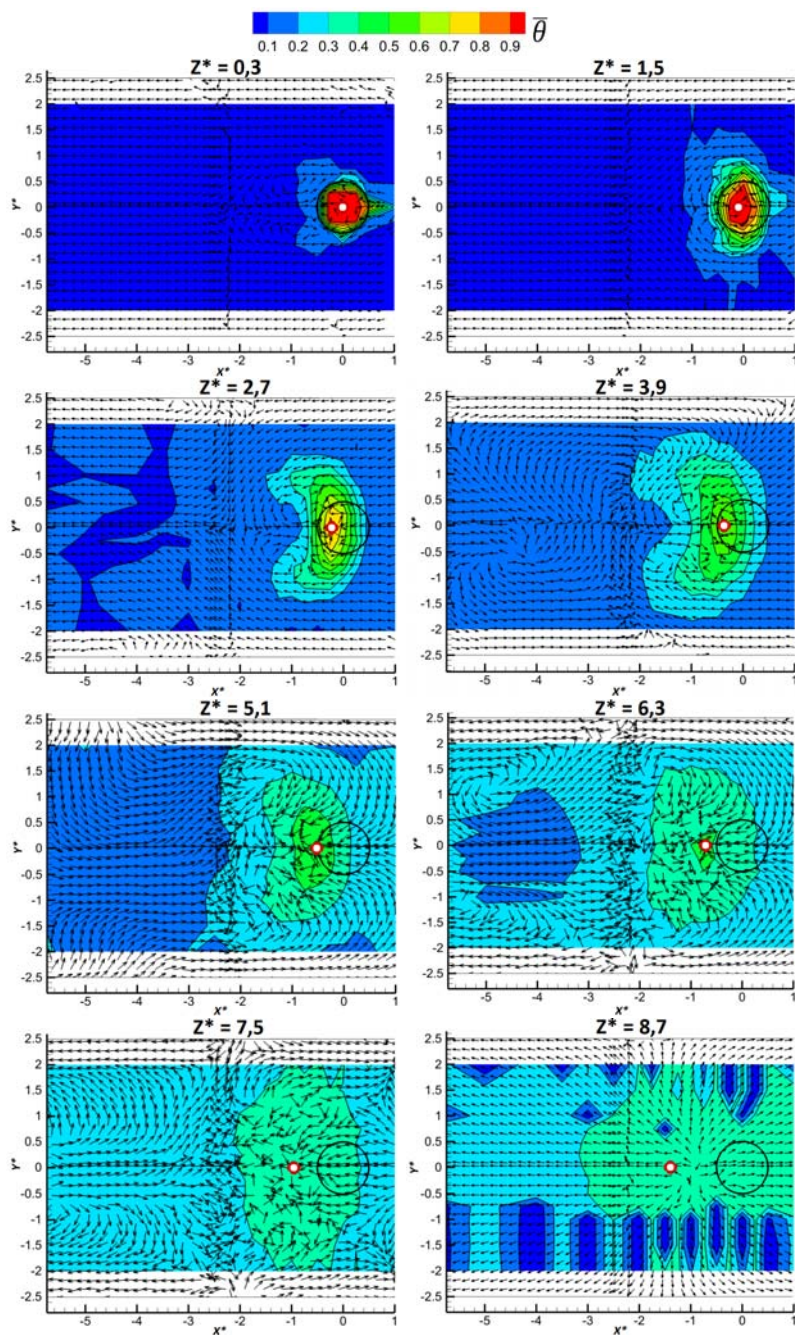


Fig. 4.5: Champs de température moyenne adimensionnée  $\bar{\theta}$  couplés aux vecteurs vitesse  $\vec{U}^*$  et  $\vec{V}^*$  pour des hauteurs  $Z^*$  de 0,3 à 8,7 -  $r_{\text{global}} = 7,4$  et 2 accès.

La figure 4.5 montre tout d'abord la forme en « haricot » classique d'un jet traversier et identifiée dans le cas de référence et toujours présente à partir du quatrième plan ( $Z^* = 2,1$ ) et jusqu'à une hauteur  $Z^* = 5,1$ . Dans la partie basse du jet, à  $Z^* = 0,3$ , deux zones de recirculation sont visibles juste derrière la sortie du jet. Parfaitement symétriques, à l'instar d'un écoulement à faible nombre de Reynolds ( $5 \leq Re \leq 50$  d'après BOIRLAUD [67]), ces zones s'étalent sur une distance de  $2 D$ , tout en gardant la largeur d'origine (régime de sillage fermé). Comme pour le cas de référence, à  $Z^* = 1,5$ , les écoulements de retour présents dans le plan initial sont presque inexistants. Il est toutefois possible d'observer les prémices d'un développement de type Jet In Cross Flow à  $Y^* = -0,75$  et  $0,75$ . Cette observation sur les plans thermiques est renforcée par l'orientation des vecteurs vitesses depuis les côtés du jet ( $X^* = 0$ ) vers l'arrière de ce dernier, sous forme de tourbillons proches et symétriques, déformant manifestement le jet. A  $Z^* = 2,7$ , ces enroulements d'air froid et chaud sont encore plus marqués. Que cela soit sur le plan thermique ou le plan dynamique, les tourbillons contra-rotatifs sont ici parfaitement formés (forme de haricot thermique). L'environnement général du jet est plus chaud que dans les plans précédents, bien qu'une zone froide ( $\bar{\theta} \approx 0,098$ ) résiste « encore et toujours ». Dès le plan suivant ( $Z^* = 3,9$ ), la température  $\bar{\theta}$  moyenne adimensionnée est supérieure à  $0,2$ . Le sillage thermique a continué à se développer, passant de  $2,8 D$  à  $3,6 D$  de large et de  $1,9$  à  $2,5 D$  de long, en ayant son niveau de température maximale atténué. Le champ de vitesse montre également des zones tourbillonnaires en aval du jet centrées en  $X^* = -4,2$  créant ainsi des écoulements contraires à l'écoulement traversier.

A  $Z^* = 5,1$ , sur la figure 4.5, des écoulements contraires au sens traversier longent les parois avant d'être ramenés vers le jet à partir des coordonnées ( $X^* = -1,3$ ;  $Y^* = 1,12$ ) et ( $X^* = -1$ ;  $Y^* = -1,5$ ). Au centre de la veine ( $Y^* = 0$ ) un écoulement venant de l'aval du jet rencontre les zones de retour créées par l'ascension du jet et les écoulements provenant en amont de ce dernier. Il est d'ailleurs possible d'observer la perte de cohérence des tourbillons contra-rotatifs et le blocage de l'air chaud à  $X^* = 2,4$ . A  $Z^* = 6,3$ , l'écoulement à contre-courant qui est présent à  $X^* = -5,7$  ( $-1 \leq Y^* \leq 1$ ), circule en direction du jet, s'élargit au cours de sa progression jusqu'à occuper toute la largeur de la veine à l'endroit où il rencontre l'écoulement provenant du jet en  $X^* = -2$ . En contournant ce dernier, des zones de recirculation en amont du jet se développent et viennent le repousser et le renforcer. Enfin, comme pour le cas de référence, une organisation des vecteurs typiques des écoulements d'impact sont visibles à  $Z^* = 8,7$ .

Finalement, des aspects assez similaires entre les deux cas (cas de référence à  $r = 7,4$  sans accès et cas avec 2 accès  $r_{global} = 7,4$ ) sont identifiés à savoir :

- la présence de structures spécifiques de type JICF (forme de haricot) à des hauteurs sensiblement identiques,
- des évolutions similaires du jet, malgré des vitesses d'entrée dans le tunnel amont très différentes.

En effet, les structures du sillage thermique proposées par ces deux configurations sont semblables, contrairement à ce que préconisent SMITH & MUNGAL [54] lorsqu'ils montrent que la création des CVP (Counter Vortex Pairs) est retardée avec l'augmentation de  $r$ , donc avec la réduction de la la vitesse d'entrée.



D'une manière plus globale, la figure 4.6 présente schématiquement la topologie des écoulements et les débits mis en jeu (amplitude et signe) dans cette première configuration de station avec la présence des deux accès. Une estimation des débits massiques (en  $\text{g.s}^{-1}$ ) transitant par les différentes entrées/sorties a en effet pu être réalisée à partir des champs de vitesse et des mesures de température avec une incertitude de  $\pm 0,2 \text{ g.s}^{-1}$ . Pour rappel, le débit d'injection est fixé à  $4,9 \text{ g.s}^{-1}$ , tandis que le débit d'extraction est fixé à  $26,7 \text{ g.s}^{-1}$ , ce qui induit un facteur  $r_{\text{global}} = 7,4$ .

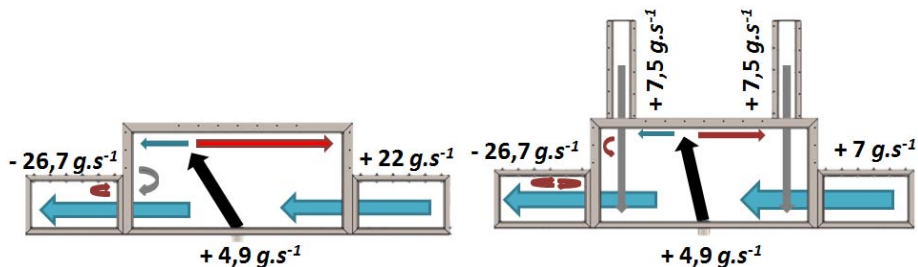


Fig. 4.6: Schématisation des écoulements internes entre le cas sans accès (§3) et le cas avec 2 accès - pour  $r_{\text{global}} = 7,4$ .

**Le changement le plus visible est entre ces deux configurations est l'entrée d'air frais par les accès.** Ces entrées d'air frais, à hauteur de 56 % du débit massique total, entraînent une réduction importante du débit d'air entrant par l'accès amont passant de  $22 \text{ g.s}^{-1}$  à  $7 \text{ g.s}^{-1}$ . La répartition du débit massique entrant par les accès s'effectue de manière équilibrée (50 % - 50 %) entre les deux accès. **Cette redistribution des entrées d'air entraîne dans la station une modification de l'inclinaison du jet.** Cette inclinaison représente la déviation du jet par rapport à son origine (en  $X^* = 0$ ) en fonction de la hauteur  $Z^*$ . L'apport des accès permet alors de changer l'organisation interne, notamment à cause de l'impact des écoulements aspirés provenant des deux accès verticaux. Dans le cas de référence (sans les canaux verticaux), seul l'écoulement traversier entre en interaction avec le jet. **En fixant le même débit d'extraction (dans le cas avec les deux accès), l'apport s'équilibre entre les 3 entrées et par voie de conséquence, le jet est soumis à un écoulement horizontal moins intense. De plus, les écoulements sous plafond issus de l'impact du jet sont encadrés par les écoulements descendants, ceci contribuant également à maintenir le jet plus vertical que dans le cas de référence.**

Pour poursuivre les investigations de l'influence des accès sur les écoulements, il serait intéressant de comprendre comment chaque accès contribue indépendamment de l'autre à l'organisation de l'écoulement.

#### 4.1.2 Configuration à un seul accès

Deux possibilités s'offrent à nous selon que seul l'accès amont ou seul l'accès aval est ouvert. Il est donc intéressant de voir ce qui se passe dans ces 2 cas successifs.

### a) Accès amont seul

Lorsqu'il n'y a qu'un seul accès pour le même facteur  $r_{global} = 7,4$  et que ce dernier se trouve situé en amont du jet chaud, l'organisation des écoulements à l'intérieur de la station change significativement par rapport au cas de référence. La figure 4.7 montre les champs de vitesse moyenne ( $\bar{U}^*$  4.7(a) et  $\bar{W}^*$  4.7(b)) et les fluctuations associées (horizontales 4.7(c) et verticales 4.7(d)).

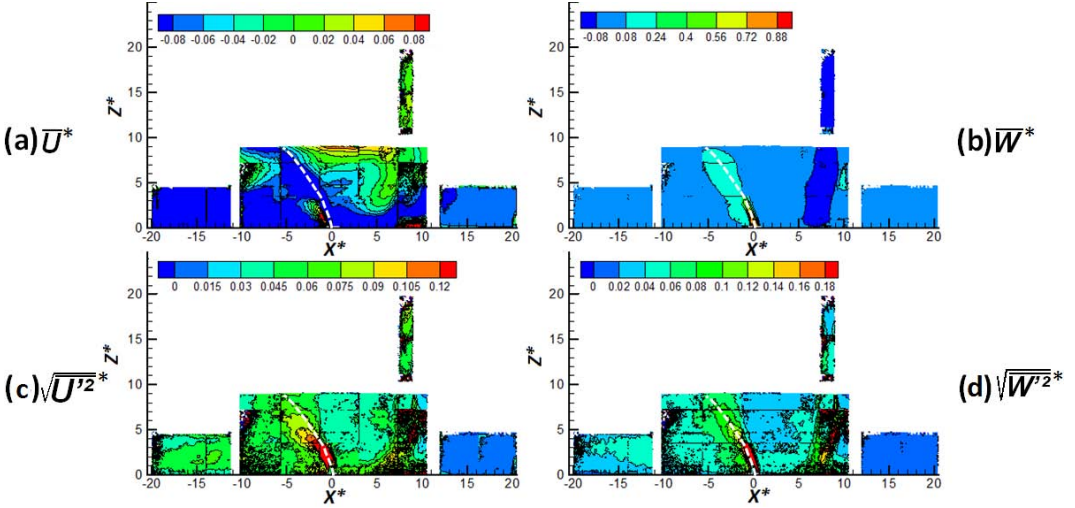


Fig. 4.7: Champs de vitesses et fluctuations pour le cas d'un accès amont -  $r_{global} = 7,4$ .

Grâce aux figures 4.7(a) et 4.7(b), il est possible de souligner la disposition des écoulements à l'intérieur de la station, des tunnels et de l'accès. Dans ce dernier, l'air extérieur pénètre à une vitesse  $\bar{W}^*$  d'environ -0,4 (en dehors de la gamme de vitesse présentée). Le flux d'air entre dans la station et vient impacter le sol en  $X^* \approx 6,5$  verticalement par rapport à la position de l'accès. Lors de son impact sur le sol de la maquette, deux zones rampantes sont créées. La première remonte le sens du courant en se dirigeant vers la droite (depuis  $X^* = 7,25$ ) jusqu'à la jonction avec le tunnel (à une vitesse d'environ 0,13  $\bar{U}^*$ ). La seconde se dirige vers la base du jet. Ce dernier est alors fortement dévié. C'est notamment visible sur la figure 4.7(b) montrant le champ vertical. L'impact du jet sur le plafond de la station est clairement visible à une distance du centre de la sortie d'environ  $5,5 D$  (en  $X^* = -5,7$ ). Il est alors à son tour divisé en deux écoulements de sens opposé. La première partie (en aval) vient directement à la rencontre de la paroi latérale avant d'être reconduite, un peu plus bas ( $Z^* = 6,5$ ) dans la direction du jet. En amont, l'écoulement longeant le plafond rencontre l'écoulement descendant créé par l'entrée d'air issu de l'accès. De cette confrontation, naît une zone de retour dirigée vers le bas et vers le jet (jusqu'à  $Z^* = 2$ ). Cette zone contribue à l'appui de l'air de la station sur le jet amplifiant ainsi son inclinaison. Une poche d'air comprise entre l'air entrant par l'accès, l'écoulement provenant du tunnel amont et la paroi verticale, est visible aux coordonnées ( $X^* = 10; Z^* = 5,5$ ).

Des plans présentant les fluctuations de vitesse (Fig. 4.7(c) et 4.7(d)) complètent l'analyse. Tout d'abord, sur les deux champs de vitesses fluctuantes ne sont détectées que très peu d'interactions dans les tunnels, qu'elles soient en amont ou en aval du jet. A la base de l'accès (en  $X^* = 7$  et 9), le comportement de l'écoulement entrant et son interaction avec le milieu ambiant est identifié. En effet, l'air pénétrant dans la station par ce canal se conduit tel un « jet forcé », reconnaissable par deux zones, ponctuelles au départ et s'élargissant au fur et à mesure de sa progression verticale. Un comportement identique, bien que plus intense, est visible à la base du jet. Comme pour le cas de référence (sans les accès), les fluctuations mesurées en aval du jet sont dans l'ensemble plus importantes que celles présentes, en amont de celui-ci.

Il est donc possible d'en déduire que la présence de l'accès en amont du jet augmente les vitesses locales appuyant sur la colonne d'air chaud, par l'entrée d'air frais dans la station (pas d'effet cheminée). Ce fait conduit à une réduction locale du facteur  $r$  et aggrave alors l'inclinaison du jet.

#### b) Accès aval seul

De la même manière, l'accent est porté sur l'influence de la présence de l'accès aval sur les écoulements à l'intérieur du volume d'étude par le biais des champs de vitesse et de leurs fluctuations (Fig. 4.8).

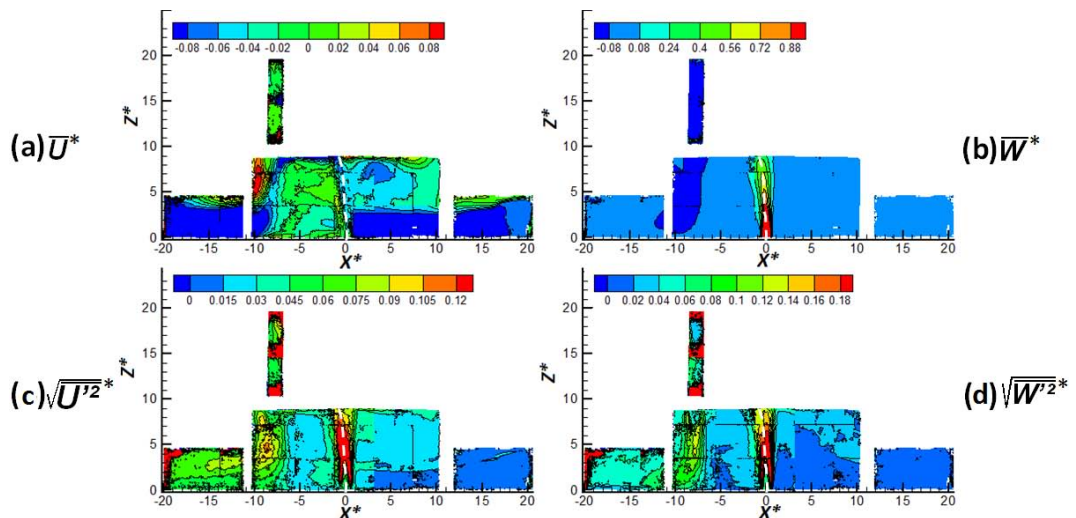


Fig. 4.8: Champs de vitesses moyennes et fluctuantes pour le cas d'un accès aval -  $r_{global} = 7,4$ .

Contrairement au cas précédent, il y a ici création d'une zone de recirculation dans le tunnel amont. Centrée en  $X^* = 16$  et  $Z^* = 4,25$ , elle traduit par sa présence l'impossibilité de l'air entrant par ce tunnel d'occuper tout l'espace. Dans le cas de référence, l'air entrant par le tunnel amont participe au développement d'une zone de recirculation avec

de l'air vertical descendant, l'inverse se produit avec la présence de l'accès aval. En effet, lorsque le jet impacte le plafond de la station (en  $X^* = -0,7$ ), l'air amont rampe le long de cette paroi jusqu'à rencontrer la paroi latérale. Un écoulement descendant venant occuper une partie de la hauteur du tunnel amont se développe dès  $Z^* = 2,5$  contre  $Z^* = 4$  pour le cas de référence. Cette propension de l'écoulement descendant à venir réduire la hauteur de la zone d'influence de l'écoulement traversier peut s'expliquer par la réduction de la vitesse horizontale traversant le tunnel amont, passant ainsi de  $U^* = -0,13$  pour le cas de référence à environ  $\bar{U}^* = -0,06$ .

En aval du jet, l'entrée d'air par l'accès s'impose. Avec une vitesse débitante d'environ  $-0,39$  (suivant l'axe  $Z$ ), l'air entre dans la veine et se dirige directement vers le sol à l'endroit de la jonction du tunnel aval et de la station située autour de  $X^* = -11$ . Lors de son passage dans le tunnel aval, une zone de recirculation est créée au plafond de ce dernier visible Fig. 4.8(a) en  $X^* = -13$  et  $Z^* = 4$ . Au cours de sa descente, l'écoulement entrant dans l'accès crée une poche d'air prisonnière contre la paroi ( $X^* = -10$  et  $Z^* = 6,5$ ) et dans le même temps, empêche le développement correct de l'écoulement chaud rampant le long du plafond. Ce dernier, limité dans son développement, vient créer une zone tampon entre l'entrée d'air extérieur et le jet évitant ainsi à ce dernier de s'incliner.

Sur les plans des champs fluctuants Fig. 4.8(c) et 4.8(d) cette faible inclinaison du jet est visible notamment par les fortes fluctuations présentes jusqu'au plafond et autour de l'écoulement ascendant aux abords du jet ( $X^* = -0,5$  et  $0,5$ ). Les écoulements rampants le long du plafond, lorsque le jet le rencontre, sont également visibles sur le champ de fluctuation de vitesse horizontale. Dans ce même plan, les zones de confrontation entre l'écoulement entrant par le tunnel amont et l'air présent dans la station sont clairement détectables pour des  $X^* \geq 2,5$  et  $Z^* = 2$ , ainsi que dans le tunnel amont. Sur l'autre composante fluctuante de vitesse ( $\sqrt{w'^*}$ ) Fig. 4.8(d) l'entrée d'air extérieur par l'accès aval est mise en avant. De manière analogue au cas précédent (accès amont), il est possible de retrouver le comportement d'un jet dans un écoulement traversier, en observant l'évolution des couches de cisaillement et l'inclinaison de cet écoulement vertical. Enfin, ces champs de fluctuations permettent également d'identifier la confrontation entre l'écoulement de retour et l'air entrant dans le tunnel aval.

**En définitive, l'accès aval joue donc ici un rôle « tampon » par l'entrée d'air frais depuis l'extérieur vers la station (pas d'effet cheminée), dont les effets se manifestent par une réduction de la quantité d'air total transitant par le tunnel amont, et de ce fait, par la réduction de la vitesse locale rencontrant le jet chaud. Cette diminution de quantité de mouvement de l'écoulement traversier permet par là même d'augmenter localement le rapport  $r$  et donc de redresser le jet par rapport au cas de référence.**

### **c) Bilan de la présence d'un accès pour $r_{global} = 7,4$**

Il est maintenant possible de définir le rôle de chacun des accès individuellement sur le cas de référence. En effet, alors que l'accès amont permet d'augmenter la vitesse locale impactant le jet et donc le forçant à s'incliner davantage, l'accès aval réduit l'influence

de l'écoulement traversier incitant ainsi le jet à se redresser. Les estimations des débits massiques des écoulements d'air chaud et des écoulements entrant par les tunnels et par les accès sont données (Fig. 4.9) avec une incertitude de  $\pm 0,2 \text{ g.s}^{-1}$  sachant que le débit d'injection et d'extraction sont respectivement fixés à  $4,9$  et  $26,7 \text{ g.s}^{-1}$ . Il a également été possible d'observer que le couplage des deux accès permettait, dans une moindre mesure, de réduire l'inclinaison du jet par rapport au cas sans accès (cas de référence).

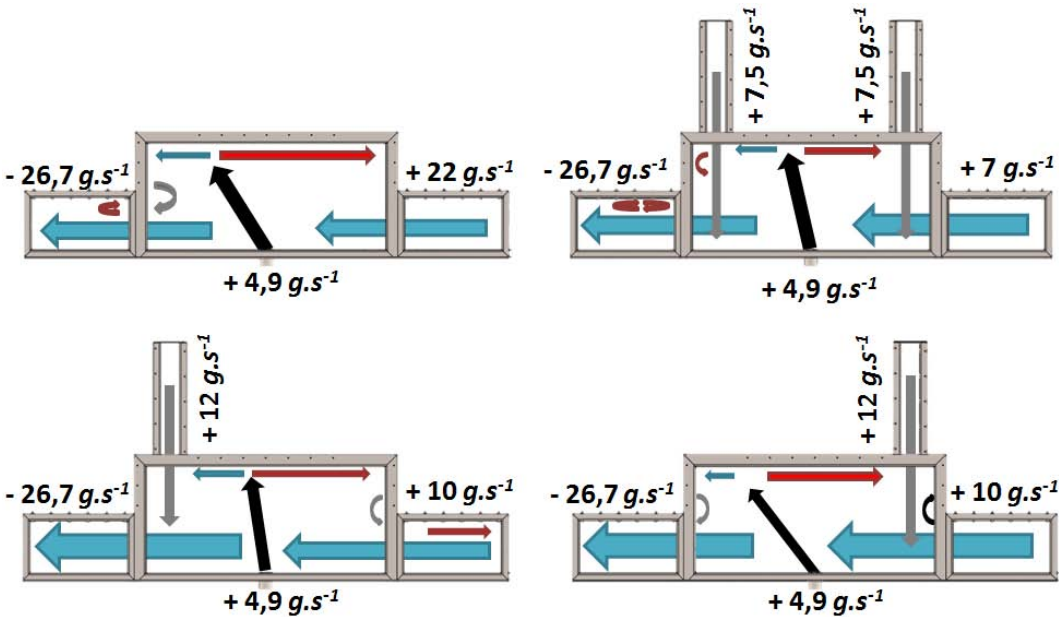


Fig. 4.9: Schématisation des écoulements internes en fonction du nombre et de la position des accès - pour  $r = 7,4$ .

Il est intéressant d'observer que pour cette configuration d'extraction ( $26,7 \text{ g.s}^{-1}$ ), quel que soit le nombre d'accès (1 ou 2) ou la position de cet accès (quand il y en a un seul), il y a toujours une entrée d'air frais indiquant ainsi la non présence d'effet cheminée. Il est possible de visualiser l'ensemble des trajectoires, prises par le jet chaud, sur la figure 4.10, ainsi que les corrélations répertoriées dans le tableau 4.18 sous la forme  $Z^* = \alpha (X^*.r)^\beta$  où  $r_{global}$  est fixé ici à la valeur  $7,4$ .

Nombre d'accès	Position accès	$\alpha$	$\beta$
0	-	2,3	0,5
1	Amont	3,2	0,65
1	Aval	0,8	0,65
2	Amont et Aval	2,3	0,65

Tab. 4.1: Corrélations issues des essais expérimentaux selon le nombre et la position des accès -  $r_{global}$ .

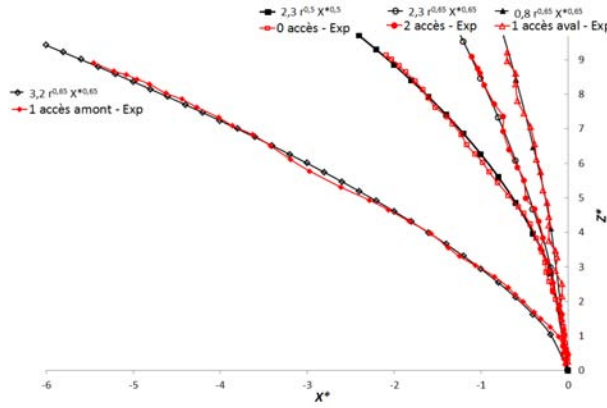


Fig. 4.10: Différentes inclinaisons du jet en fonction du nombre et de la position des accès - pour  $r = 7,4$ .

Les inclinaisons ainsi définies pour les différentes configurations (0 accès, 1 accès amont, 1 accès aval, 2 accès) pour un facteur  $r_{global} = 7,4$ , ne permet pas de définir un critère de « désenfumage » des accès. En effet, les observations faites jusqu'à présent ne montrent pas de cas avec effet cheminée. De plus, le comportement des écoulements internes doivent être aussi dépendants de plusieurs autres critères, comme les pertes du charge du réseau ou encore le débit massique d'extraction. Il est donc intéressant d'observer l'influence de ce débit d'extraction sur, d'une part, le développement et l'organisation des écoulements internes à la station et d'autre part, sur les mouvements d'air dans les accès. Pour cela, la même démarche a été reprise en faisant varier ce débit d'extraction tout en maintenant le débit d'injection d'air chaud. Ainsi, il est possible de proposer une analyse en fonction du facteur  $r_{global}$ .

## 4.2 Influence du facteur $r_{global}$

Le changement du débit d'extraction a été mis en place afin d'étudier l'organisation interne des écoulements, que ce soit en présence d'un ou de deux accès. Pour cela, les mêmes facteurs  $r_{global}$  que ceux étudiés dans le chapitre §3 seront analysés, en plus du cas de référence  $r_{global} = 7,4$ , à savoir  $r_{global} \rightarrow \infty$  (pas d'extraction),  $r_{global} = 30$  et  $r_{global} = 4,2$ . De la même manière que précédemment, l'accent est tout d'abord porté sur la configuration à deux accès.

### 4.2.1 Cas à deux accès

Il a été montré en début de chapitre que le fait d'accoler deux accès sur le plafond de la station tendait, pour le cas de référence, à réduire la quantité d'air transitant par le tunnel amont et à redresser l'inclinaison du jet. Par contre, les vitesses d'entrée d'air par les deux accès obtenues précédemment sont très similaires. Il est donc intéressant

d'analyser l'influence du débit d'extraction sur les écoulements et notamment sur les points caractéristiques soulignés par ces remarques. L'analyse initiale porte ici sur les champs de vitesse horizontale  $\bar{U}^*$  et verticale  $\bar{W}^*$  présentés par les figures 4.11 à 4.13.

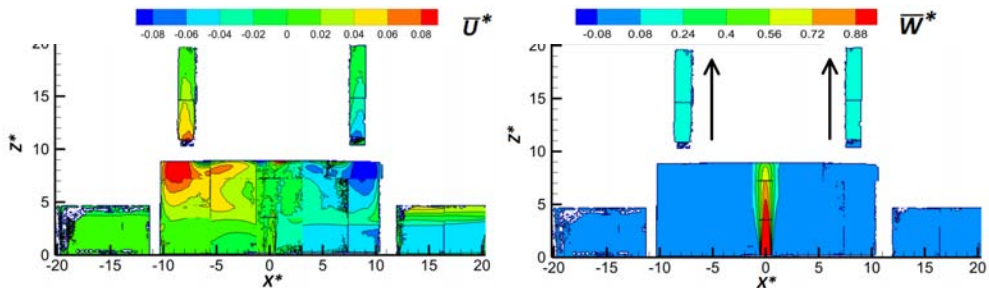


Fig. 4.11: Champs de vitesse  $\bar{U}^*$  et  $\bar{W}^*$  pour un facteur  $r_{global} \rightarrow \infty$  - cas avec deux accès.

Pour un facteur  $r_{global} \rightarrow \infty$ , grâce aux champs  $\bar{U}^*$  et  $\bar{W}^*$  (Fig. 4.11), il est possible d'observer dans le tunnel amont une entrée d'air extérieur par le bas de la veine et une zone de recirculation au plafond du tunnel ( $Z^* \geq 3,5$ ). Cette hauteur de séparation entre les écoulements de sens contraire est encore visible dans la partie droite de la veine. Dans la partie centrale de la station, le jet s'élève, droit, puis vient impacter le plafond. Des écoulements rampants apparaissent alors pour  $Z^* \geq 8,5$  moins marqués que ceux rencontrés dans les mêmes conditions sans accès. L'air semble contourner alors les ouvertures des accès, après quoi l'air rencontre la paroi latérale (en aval comme en amont à  $X^* \pm 10,5$ ) puis revient vers le jet en occupant tout l'espace du décroché géométrique. Il est d'ailleurs possible d'observer deux zones fortement horizontales et contraires en  $X^* = -9$  et  $Z^* = 8$  et en  $X^* = 9$  et  $Z^* = 8$ . Au passage près des accès, les écoulements de retour déchargent une partie de leur énergie à travers ces canaux verticaux, se traduisant par des **remontées d'air chaud** à des vitesses verticales de l'ordre de  $\bar{W}^* = 0,17$  ( $\approx 0,5 \text{ m.s}^{-1}$ ) dans les deux accès. Il existe donc d'ores est déjà au moins deux régimes distincts :

- présence de deux effets cheminée : l'air chaud sort par les deux accès de manière identique ( $r_{global} \rightarrow \infty$ ),
- présence d'aucun effet cheminée : l'air frais extérieur entre par les 2 accès ( $r_{global} = 7,4$ ).

Cet équilibre trouvé entre les entrées et les sorties de la maquette est bouleversé lorsque l'on passe de  $r \rightarrow \infty$  à un  $r_{global} = 30$ .

Bien que l'organisation des écoulements soit similaire au cas sans extraction (air frais en bas et retour chaud à  $Z^* \geq 3,5$ ) dans le tunnel amont, les écoulements sont monodirectionnels cette fois dans le tunnel aval (Fig. 4.12(a)). Au sein de la station, il est possible de voir le jet s'élever et rencontrer le plafond à une distance du centre  $X^* \approx -1,5$ . Après ce contact entre le plafond et le jet, ce dernier se divise (dans le plan XZ) en deux écoulements rampants le long du plafond de la station. En aval, un comportement similaire au



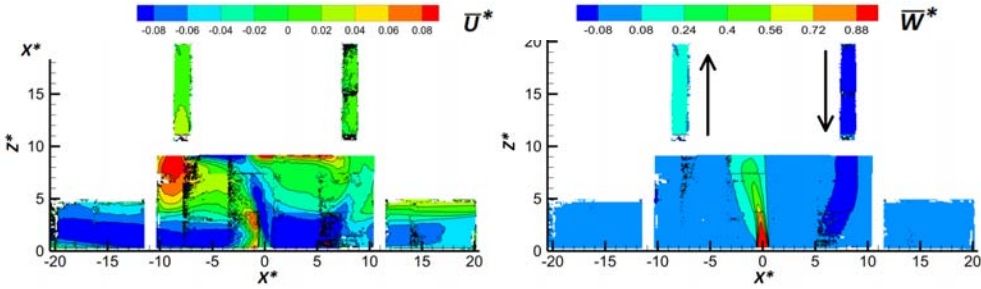


Fig. 4.12: Champs de vitesse  $\bar{U}^*$  et  $\bar{W}^*$  pour un facteur  $r_{global} = 30$  - cas avec deux accès.

cas précédent ( $r_{global} \rightarrow \infty$  et deux accès) est visible, à savoir un écoulement rampant qui contourne la base de l'accès et rencontre la paroi verticale. Ceci crée une poche d'écoulement contraire en ( $X^* = 8,8$ ;  $Z^* = 8,5$ ) envoyant une partie de l'écoulement dans l'accès à une vitesse  $\bar{W}^*$  de l'ordre de 0,12. Cette zone de retour rencontre en  $X^* = -3,5$  l'écoulement prenant racine à la base aval du jet ( $X^* = -1$ ), ce qui souligne la zone arrière de ce dernier où des tourbillons contre-rotatifs peuvent se former. En amont du jet, l'écoulement rampant le long du plafond est stoppé à  $X^* = 7$  avant de redescendre et de créer une zone de retour venant s'appuyer sur le jet. Cette zone est par ailleurs confinée pour  $Z^* \geq 4$  par le passage de l'écoulement traversier venu du tunnel amont. Alors qu'à gauche de l'accès aval un écoulement horizontal est bien présent, l'étude du champ  $\bar{U}^*$  donne peu d'indication à droite de l'accès amont. Par contre, en consultant le champ  $\bar{W}^*$  (Fig. 4.12(b)), il est possible de voir en amont du jet, un écoulement fortement descendant ( $\bar{W}^* = -0,19$ ), venant de l'accès et s'étirant jusqu'au sol de la station, indiquant un **mode de ventilation dit contraire**.

Il existe donc au moins trois fonctionnements différents possibles sur cette maquette en fonction du débit d'extraction :

- présence de deux effets cheminée : l'air chaud sort par les deux accès de manière identique ( $r_{global} \rightarrow \infty$ ),
- présence d'un effet cheminée et d'une descente d'air frais ( $r_{global} = 30$ ),
- présence d'aucun effet cheminée : l'air frais extérieur entre par les 2 accès ( $r_{global} = 7,4$ ).

Après avoir analysé l'influence du facteur  $r_{global}$  pour des valeurs supérieures au cas de référence, voyons de qu'il en est pour une valeur inférieure. Les champs de vitesse (Fig. 4.13(b.1) et 4.13(b.2)) montrent l'organisation dynamique des écoulements pour le cas  $r_{global} = 4,2$ .

De manière générale, la disposition des écoulements est similaire à celle du cas de référence ( $r_{global} = 7,4$ ) avec deux accès. En effet, il est indiqué notamment sur le plan vertical des entrées par les deux accès, à des niveaux de vitesse bien supérieurs en am-



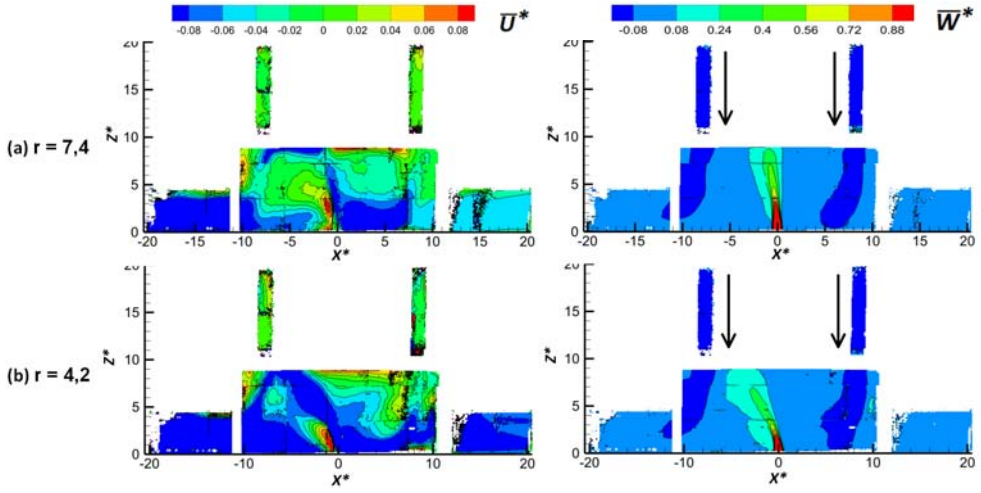


Fig. 4.13: Champs de vitesse  $\overline{U}^*$  et  $\overline{W}^*$  pour des facteurs  $r_{global} = 7,4$  et  $r_{global} = 7,4,2$  - cas avec deux accès.

plitude, passant de -0,24 à -0,5. Les vitesses dans le tunnel amont sont par ailleurs supérieures et ne souffrent pas ici de présence d'écoulements contraire au plafond du tunnel. Comme pour les cas  $r_{global} = 7,4$  et  $r_{global} = 30$ , en amont du jet, l'écoulement rampant le long du plafond de la station est arrêté par la présence de l'écoulement descendant de l'accès amont et est redirigé vers le sol de la station et vers le jet. Il est à noter dans ce cas, que cet écoulement descend jusqu'à  $Z^* = 2$ , empiétant ainsi sur l'espace de l'écoulement traversier entrant par le tunnel amont. L'écoulement rampant en aval du jet n'existe pas. En effet, le jet est directement « penché » sur la base droite de l'accès aval. Après impact du jet sur le plafond, les écoulements en aval de ce dernier sont directement repoussés vers le sol de la station par l'incursion de l'air entrant par l'accès aval (Fig. 4.13(b.2)). Ce dernier est par ailleurs directement aspiré dans le tunnel aval créant au passage une zone de retour au plafond de ce dernier, observé pour  $Z^* \geq 4$  et  $-15 \leq X^* \leq -11$ . Les recirculations créées en aval du jet sont ici bien dessinées et suivent la progression du jet jusqu'à leur rencontre avec l'écoulement descendant.

Les champs thermiques permettent de compléter ces analyses en apportant une dimension supplémentaire. Ils sont présentés figure 4.14 pour les quatre valeurs du facteur  $r_{global}$  retenues.

D'un point de vue thermique (Fig. 4.14), le jet et son inclinaison dans l'ensemble des quatre essais, sont bien définis et visibles. Sur le premier de ces champs ( $r \rightarrow \infty$ ) une stratification thermique dans le haut de la veine est à observer. Les zones de couches chaudes rampantes sous le plafond ne sont visibles ici que pour  $X^* = -5,5$  et  $X^* = 5,5$  et pour  $Z^* = 8,5$ , contrairement au cas sans accès ou les couches présentes sous le plafond sont plus épaisses. Cette diminution des écoulements rampants est due à l'évacuation d'une par-

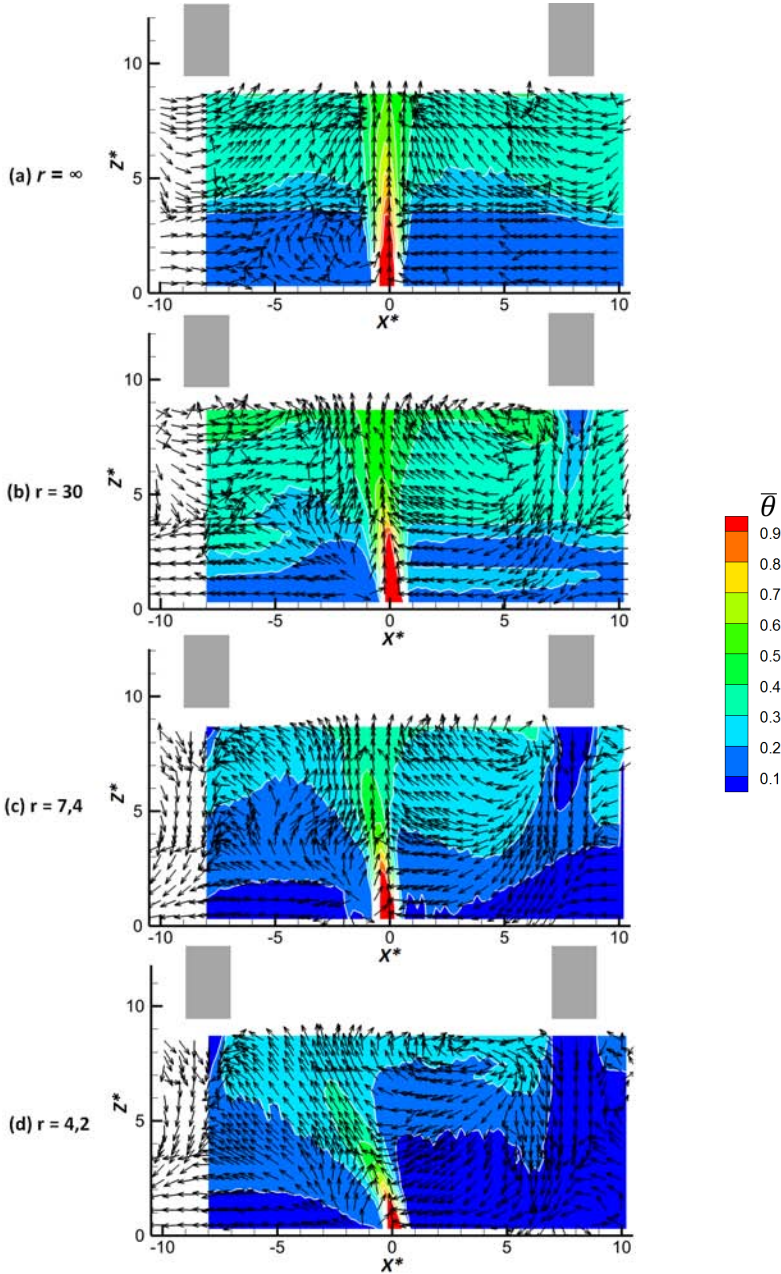


Fig. 4.14: Champs de température adimensionnée  $\bar{\theta}$  pour les quatre facteurs  $r_{global}$  ( $\infty$ ; 30; 7,4; 4,2) couplés aux vecteurs vitesses  $\bar{U}^*$  et  $\bar{W}^*$  - cas avec deux accès.

tie de ces derniers par les accès. Une zone froide est parfaitement visible pour  $Z^* \leq 3,5$  correspondant aux zones où l'air est entraîné par l'injection du jet chaud (déplacements depuis les tunnels vers la base du jet). Dès que l'extraction est mise en route, une zone froide entre par l'accès amont (centré sur  $X^* = 8$ ) et vient perturber la stratification précédemment observée. Par cette entrée, la zone thermiquement plus chaude empiète sur l'écoulement traversier en descendant jusqu'à  $Z^* = 3$ . Contrairement au cas précédent, l'air entrant par l'accès ne permet pas à l'écoulement rampant en amont du jet de sortir, engendrant un épaississement de la couche sous le plafond et un déplacement vers le bas de cette zone à  $X^* = 6$ . En aval du jet, bien qu'une partie de l'air chaud sort par l'accès présent de ce côté de la veine, un épaississement de la couche rampante est également visible, s'accompagnant d'un affaissement des autres couches moins chaudes jusqu'à  $Z^* = 3$  près du jet, et jusqu'à  $Z^* = 1,5$  à partir de  $X^* = -6$ . La poche présente aux coordonnées ( $X^* = -5$ ;  $Z^* = 3$ ) est une résultante de la confrontation entre les écoulements chauds de retour depuis la paroi verticale gauche et des écoulements froids entraînés par le jet depuis sa base. Dès que  $r_{global} \leq 7,4$ , une entrée d'air froid par l'accès amont est identifiée centrée en  $X^* = 8$ , ainsi que par l'accès aval (Fig. 4.14(c) et Fig. 4.14(d)). L'entrée massive d'air extérieur (frais) dans la veine refroidit cette dernière et les zones de stratification sont de moins en moins présentes. L'augmentation de l'influence de cette entrée (passant de  $Z^* = 8$  à 5 puis 0), s'accompagne par une présence toujours plus accrue d'air frais passant par le tunnel amont. Alors que le niveau moyen de température est compris entre  $0,1 \leq \bar{\theta} \leq 0,2$  jusqu'à  $r = 30$ , il est désormais inférieur à 0,1. En aval du jet, l'air entraîné par ce dernier rejette le front d'air chaud vers le haut de la station, passant des coordonnées ( $X^* = -2,5$ ;  $Z^* = 3$ ) pour  $r_{global} = 30$  à ( $X^* = -4,5$ ;  $Z^* = 6,5$ ) pour  $r_{global} = 7,4$  et jusqu'à la rencontre jet/écoulement descendant pour le dernier cas ( $r_{global} = 4,2$ ). Il est important de plus de noter la bonne description des zones de retour issues des écoulements rampants sous le plafond de la station et surtout leur bonne concordance avec les vecteurs vitesse.

Il a donc été possible de mettre en avant 3 régimes de fonctionnement distincts, uniquement pilotés par le débit d'extraction et donc par le facteur  $r_{global}$ . Ces trois comportements sont :

- deux effets cheminée : un régime où l'air chaud issu du jet sort par les deux accès (à des vitesses très proches) est valable pour  $r_{global} \rightarrow \infty$ .
- un seul effet cheminée : pour des débits d'extraction autour de  $10,3 \text{ g.s}^{-1}$  ( $r_{global} = 30$ ), les écoulements dans les accès sont de sens contraires. Dans l'accès amont, de l'air frais entre tandis que dans l'accès aval de l'air chaud sort. De plus, le jet s'incline d'environ  $1,5 D$  au cours de son ascension, soit 2,5 fois plus que le même cas sans accès.
- pas d'effet cheminée : à partir du cas  $r_{global} = 7,4$  et pour toutes les vitesses d'extractions supérieures, l'air extérieur pénètre dans la station par l'intermédiaire des deux accès. Ce phénomène a pour conséquence de redresser le jet, l'impact passant de  $X^* = -2,1$  à  $X^* = -1,1$  pour le cas  $r_{global} = 7,4$  et sans impact à  $X^* = -4,7$  pour le cas  $r_{global} = 4,2$ .

Il est donc intéressant de constater que l'apport des deux accès n'ont pas les mêmes influences au niveau des écoulements dans les accès, ni sur l'inclinaison du jet, à facteur  $r_{global}$  variable. Il reste donc à savoir, si pour chacun de ces trois régimes identifiés, il y a

un effet bien spécifique de la position de chaque accès sur les écoulements internes à la station et aux accès.

### 4.2.2 Configuration à un seul accès

En ne considérant qu'un unique accès, les 4 valeurs du facteur  $r_{global}$  préalablement définies ( $\infty$ ; 30; 7,4 et 4,2) ont été étudiées avec la présence d'un accès en amont du jet ou en aval du jet. Les champs de vitesse horizontale  $\bar{U}^*$  et verticale  $\bar{W}^*$  sont présentés ici, pour les deux positions d'accès possible en fonction des différents régimes de fonctionnement.

#### a) Cas à $r_{global} \rightarrow \infty$

Les résultats obtenus sont présentés sur la figure 4.15.

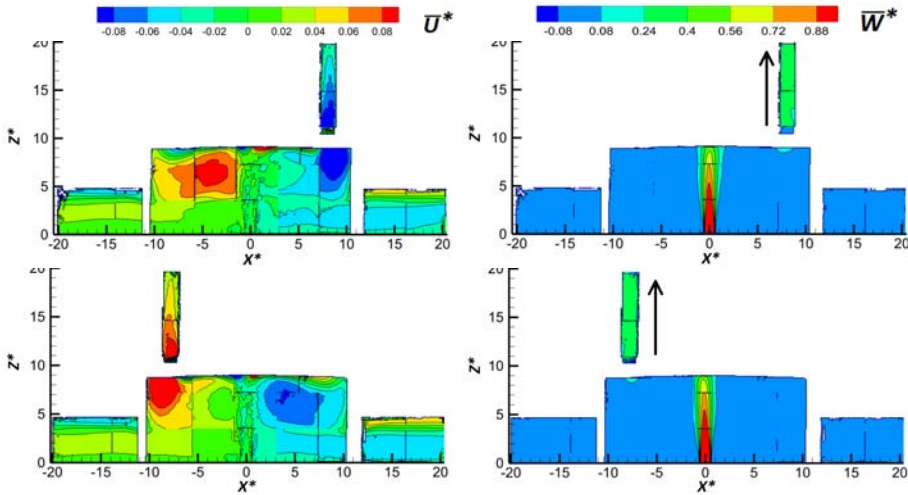


Fig. 4.15: Champs de vitesse  $\bar{U}^*$  et  $\bar{W}^*$  pour le cas avec l'accès présent en amont ou en aval -  $r_{global} \rightarrow \infty$ .

Dans ce cas, il est rapidement possible de voir que la position de l'accès dans ce cas sans extraction n'a que très peu d'influence sur l'ensemble des écoulements. En effet, que ce soit les écoulements dans le tunnel amont, dans le tunnel aval ou même le comportement du jet, l'organisation des champs de vitesse est quasiment similaire quel que soit l'emplacement de l'accès retenu. Seule la position des écoulements de retour issus des écoulements rampants est inversée et localisée de manière symétrique par rapport au jet. En effet, cette poche est détectée à  $(X^* = 4; Z^* = 7)$  pour l'accès amont et à  $(X^* = -4; Z^* = 7)$  pour l'accès aval. La topologie de l'écoulement souligne donc des comportements similaires et symétriques tout à fait attendus en fonction de la position de l'accès. Les

vitesse verticale, quel que soit l'accès considéré, sont très semblables avec une vitesse caractéristique ascendante égale à  $\bar{W}^* = 0,25$ .

Que ce soit avec un accès ou deux accès, ces derniers sont soumis à des remontées d'air chaud. Il y a donc fort logiquement présence d'effet cheminée dans toutes les configurations présentant des accès lorsqu'il n'y a aucune ventilation d'extraction. D'autre part, quelle que soit la configuration, y compris le cas sans présence d'accès, le jet reste dans l'ensemble bien droit et très peu dévié par la présence des différentes ouvertures.

b) Cas à  $r_{global} = 30$

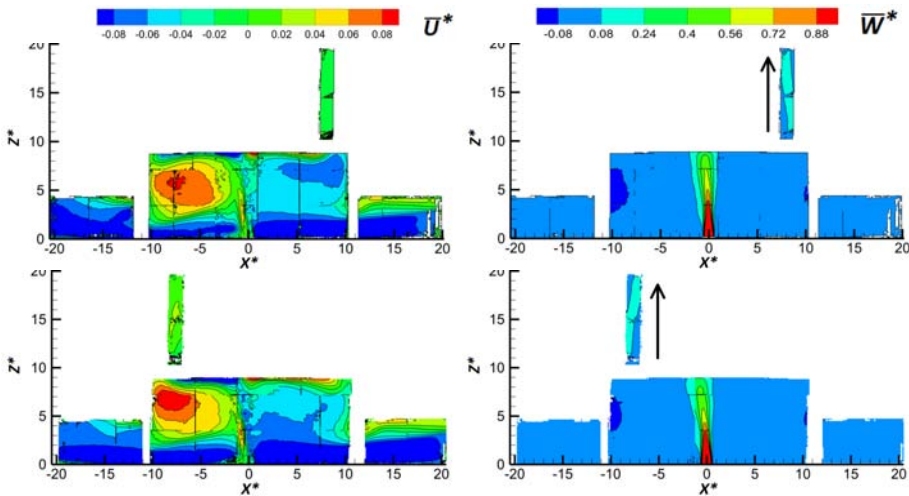


Fig. 4.16: Champs de vitesse  $\bar{U}^*$  et  $\bar{W}^*$  pour le cas avec l'accès présent en amont ou en aval -  $r_{global} = 30$ .

Lorsque le débit d'extraction est de l'ordre  $10,3 \text{ g.s}^{-1}$  ( $r_{global} = 30$ ), en présence de 2 accès, il a été montré que dans l'un des deux accès l'air extérieur entre dans la station tandis que dans l'autre, de l'air chaud ressort de la station. Pour les cas avec un seul accès (Fig 4.16), il est possible d'observer des comportements d'écoulements internes bien particulier. En effet, à  $r_{global} = 30$ , avec un unique accès, l'air chaud est toujours sortant quelle que soit la position de cet accès et à des vitesses similaires ( $\bar{W}^* \approx 0,1$  à  $Z^* = 18$ ). Comme pour le cas sans extraction, une zone d'écoulement rampant le long du plafond du tunnel amont se développe pour  $Z^* = 3$ . Par contre, l'écoulement passant sous cette zone est ici plus rapide, car mécaniquement aspiré par la présence de la ventilation. Dans le tunnel aval, un écoulement de retour est identifié, plus fortement marqué dans le cas où l'accès se situe en amont du jet. Pour ce dernier (Fig. 4.16(a.1)), les champs de vitesse  $\bar{U}^*$  indiquent la position des écoulements rampants après impact du jet sur le plafond de la station à  $X^* = -0,46$ , en aval du jet. Cet écoulement longeant le plafond crée alors

une zone de retour bien visible et centrée en  $X^* = -7,5$  et  $X^* = 6$ . En amont, l'écoulement rampant stoppe sa progression à la base de l'accès (vers  $X^* = 7,5$ ) puis monte par ce dernier en se plaquant contre la paroi amont de celui-ci. Une zone de retour de l'écoulement restant est alors visible, zone bleu centrée aux coordonnées ( $X^* = 7$ ;  $Z^* = 7,5$ ). Lorsque l'accès se situe en aval (cas b), l'écoulement rampant le long du plafond de la station en amont du jet peut s'étendre jusqu'à la rencontre de la paroi verticale, puis engendrer un écoulement descendant qui, en grande partie, ressort de la veine par le tunnel amont (au plafond), amoindrissant ainsi la zone de retour bien visible précédemment. Par contre, de l'autre côté de la veine, la zone de retour est toujours présente bien que décalée dans l'espace. Cette zone initialement centrée à ( $X^* = -7,5$ ;  $Z^* = 6$ ) est positionnée à ( $X^* = -8$ ;  $Z^* = 7$ ). Ce décalage est notamment dû à l'inclinaison plus importante du jet, venant confiner la zone de retour. Au-dessus de cette dernière, un phénomène similaire au cas précédent est présent, à savoir la remontée d'une partie de l'écoulement rampant au plafond de la station dans l'accès, avec un plaquage de l'écoulement montant sur la paroi opposée (ici aval).

Il est donc dès à présent important de noter que, quelle que soit la position de l'accès, il y a remontée plus ou moins intense d'air chaud par ce dernier. Ces deux effets cheminée, ont par ailleurs, des vitesses verticales équivalentes. Par contre, la position de l'accès engendre de profondes modifications de l'inclinaison du jet. En effet, lorsque l'accès est présent en amont, un décalage longitudinal d'environ  $0,55 D$  est constaté par rapport au centre du jet. L'inclinaison augmente beaucoup lorsque l'accès est positionné de l'autre côté en passant à  $-0,90 D$ . Par rapport au cas sans accès (décalage =  $0,67 D$ ), l'apport de l'accès en amont du jet contribue à redresser ce dernier. Mais, dès que l'accès est situé du côté de l'extraction, la combinaison des deux « aspirations » tend à aggraver son décalage. Enfin, il est nécessaire de rappeler, que si les deux accès sont présents, l'air entrant par l'accès amont vient « pousser » sur le jet et l'air sortant par l'accès aval ainsi que la ventilation tirent sur cette colonne d'air chaud, aggravant davantage cette inclinaison ( $X^* = -1,50$ ).

Le cas présentant l'inclinaison du jet la plus importante est alors le cas où les deux accès sont présents.

### c) Cas à $r_{global} = 7,4$ et $r_{global} = 4,2$

Dans le cas à deux accès, il a été observé que pour les valeurs du facteur  $r_{global} = 7,4$  et  $r_{global} = 4,2$ , les accès ne sont jamais le siège d'effet cheminée, de l'air frais entrant toujours par les accès, suivant ainsi le même régime d'écoulement. Il est donc possible d'étudier ces deux cas en parallèle pour les configurations avec un seul accès en amont ou aval (Fig. 4.17).

Les deux derniers cas ( $r_{global} = 7,4$  et  $r_{global} = 4,2$ ) ont comme point commun l'entrée d'air frais par les accès verticaux avec des vitesses caractéristiques de l'ordre de  $-0,4$  et  $-0,67$  respectivement pour  $r_{global} = 7,4$  et  $4,2$ . Pour  $r_{global} = 7,4$ , l'apport de l'accès amont sur le plafond de la station entraîne une aggravation de l'inclinaison du jet tandis qu'un

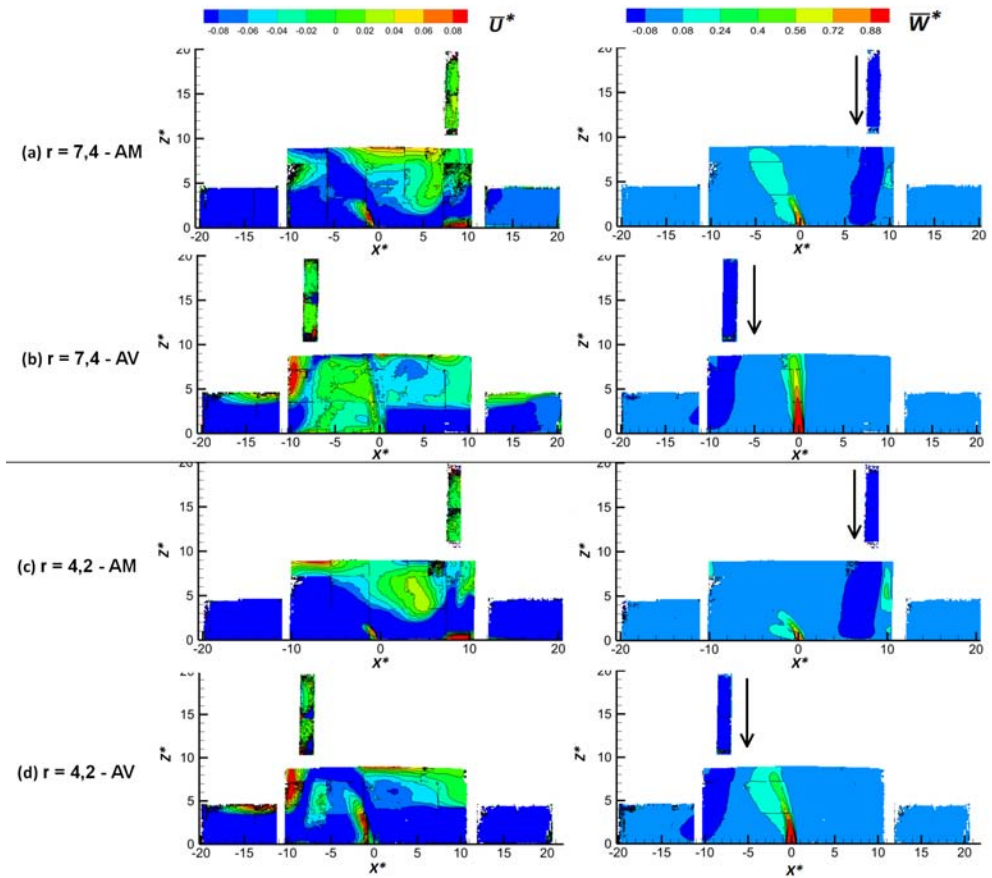


Fig. 4.17: Champs de vitesse  $\bar{U}^*$  et  $\bar{W}^*$  pour  $r_{global} = 7,4$  et  $r_{global} = 4,2$  - cas avec 1 seul accès en amont ou en aval.

accès aval seul tend à le redresser. Pour  $r_{global} = 4,2$ , une évolution similaire est observée, avec une inclinaison du jet plus accentuée pour un accès amont qu'un accès aval. Sur les champs de vitesse Fig. 4.17(d.1) et 4.17(d.2), une couche d'écoulement de retour est présente au plafond du tunnel aval, comme dans la configuration à 2 accès. Cette couche est due à l'entrée massive de l'écoulement traversier et de l'écoulement issue de l'accès, créant au passage une zone de recirculation le long de la paroi verticale en  $X^* = -10$ . Au plafond de la station, un écoulement rampant, dirigé vers la droite est présent. Il engendre lors de sa rencontre avec la paroi verticale un écoulement de retour, rapidement contré et confiné ( $Z \geq 4D$  et  $X^* \geq 0$ ) par le jet et la présence de l'écoulement traversier. En aval de ce dernier, à sa base, il est possible d'observer une zone de retour, caractéristique des confrontations d'écoulement montrant une inclinaison du jet. En se référant au cas 4.17(a.1) mais surtout 4.17(c.1), il est à souligner que la zone visible à la base aval du jet se réduit avec la diminution du  $r_{global}$ , passant d'une longueur de  $3,5D$  à  $1D$  environ



respectivement pour les cas  $r_{global} = 7,4$  et  $4,2$ . L'inclinaison du jet lorsque l'accès est positionnée en amont et  $r_{global} = 4,2$  est très importante. Il devient alors difficile (Fig. 4.17(c.2)) pour  $X^* \leq -6$  de déterminer précisément sa trajectoire. Il est néanmoins discernable que le jet est « aspiré » par le tunnel aval. Le reste de l'écoulement, quand à lui, impacte et remonte le long de la paroi verticale présente au dessus du tunnel aval, visible sur le champ  $\overline{W}^*$  dans la zone  $X^* = -10$  et  $5 \leq Z^* \leq 9,4$ . Après cette remontée, l'écoulement revient vers le milieu de la veine en longeant le plafond de la veine et rencontre en  $X^* = -3$  un écoulement contraire longeant également ce même plafond. Cet écoulement est la conséquence de l'entrée d'air frais par l'accès, qui lors de son passage du canal vers la veine, entraîne une partie de l'air stagnant ( $X^* = 2,5$ ;  $Z^* = 5,5$ ). Une zone de retour le long du sol, est également visible à partir de  $Z^* = 7$ , résultant de l'impact de l'air transitant par l'accès sur le fond de la veine comme c'était déjà le cas pour  $r_{global} = 7,4$  (Fig. 4.17(a.1)).

**Il est alors possible de définir, pour ce mode de fonctionnement, que l'air entre toujours dans la veine depuis l'extérieur par l'intermédiaire des accès. Que le débit d'extraction soit de  $26,7 \text{ g.s}^{-1}$  ( $r_{global} = 7,4$ ) ou  $44 \text{ g.s}^{-1}$  ( $r_{global} = 4,2$ ), que l'accès soit placé à droite ou à gauche du jet, l'air froid pénètre dans la station par toutes les ouvertures et vient perturber les écoulements internes. Pour  $r_{global} = 7,4$  ou  $4,2$ , l'apport d'un accès en amont du jet aggrave ce dernier, par l'appui non négligeable de cette masse d'air entrante. Par contre, lorsque l'accès est en aval, une zone « tampon » est créée, permettant d'avoir un écoulement moins important impactant le jet et donc réduisant drastiquement l'inclinaison de ce dernier. Le cas avec un seul accès en amont accentue l'inclinaison du jet, alors que le cas avec l'accès en aval permet d'obtenir les inclinaisons les moins marquées. C'est donc un résultat différent de celui obtenu pour le mode de ventilation contraire ( $r_{global} = 30$ ) où l'ouverture de l'accès amont tendait à redresser le jet, tandis que l'ouverture de l'accès aval contribuait à incliner d'avantage le jet.**

Il a donc été possible de mettre en évidence, deux régimes différents dans les accès, selon que les écoulements dans ces derniers sont sortants (effet cheminée) ou entrants (air frais). Pour chacun de ces régimes, les écoulements internes à la maquette réagissent différemment selon le nombre d'accès et selon leur position dont l'une des conséquences, outre les répartitions des débits, est l'inclinaison du jet. La figure 4.18, présente les différentes inclinaisons du jet pour les cas  $r_{global} = 30$  et  $r_{global} = 7,4$ , pour les 4 configurations testées, à savoir : 0 accès, 1 accès amont, 1 accès aval et 2 accès. Seul les cas  $r_{global} = 30$  et  $7,4$  sont présentés car le cas  $r_{global} \rightarrow \infty$  ne présente pas d'inclinaisons particulières et le cas  $r_{global} = 4,2$  présente les mêmes réponses aux présences des accès que le cas de référence.

Bien que d'un point de vue pratique le sens des écoulements dans l'accès ne dépend pas de sa position (lorsqu'il n'y en a qu'un) pour les débits d'extraction testés, il a pu être mis en évidence que la position de cet accès changeait radicalement l'organisation des écoulements dans la station, et notamment l'inclinaison du jet. En effet, lorsque deux accès sont présents dans le cas  $r_{global} = 30$ , l'entrée d'air frais par l'accès amont tend à incliner d'avantage le jet (par rapport au cas sans accès) tandis que pour  $r_{global} = 7,4$ , la



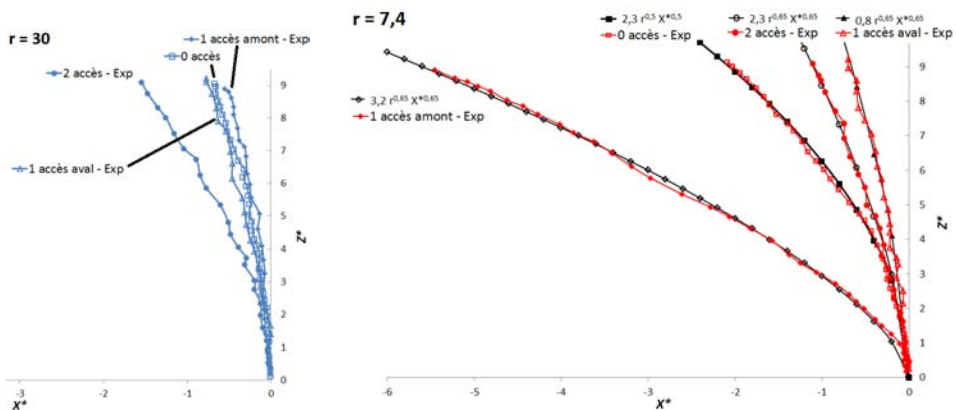


Fig. 4.18: Bilan des inclinaisons en fonction du mode d'écoulement par les accès pour  $r_{global} = 30$  et  $r_{global} = 7,4$ .

présence de ces accès tendent à redresser le jet.

L'organisation des écoulements internes a été étudiée au cours de ce chapitre, pour simuler de manière simplifiée un développement d'incendie dans une station de métropolitain, pour certaines pertes de charges des tunnels, sans la présence de train .... Des pertes de charges ont été fixées et « calées » (cf. §2) pour prendre en compte l'aspect hydraulique du réseau dans lequel la station est positionnée, à savoir une répartition des débits d'extraction tunnel/accès de 50 %/50 % (sans la présence de la source) et avec un seul accès ouvert. Quelle est l'influence de ce réseau et donc des pertes de charge imposées sur l'ensemble des différents écoulements ?

## 4.3 Influence des pertes de charge du réseau

Les pertes de charge du réseau du métropolitain, fournies par la RATP, sont telles que lorsqu'un seul accès est présent au sein de la station, la moitié du débit d'extraction imposé dans le tunnel aval passe par le tunnel amont et l'autre moitié passe par l'accès. Cette logique, respectée lors du montage du banc d'essais COMETH (cf. §2), est aussi mise en place pour les calculs numériques présentés par la suite.

### 4.3.1 Evaluation d'un milieu poreux caractéristique

Afin de simuler les pertes de charge, l'application d'un milieu poreux en entrée de tunnel amont a été effectuée. Le milieu poreux est placé dans le tunnel amont à quelques millimètres de l'entrée de celui-ci, soit environ 12 mm comme le montre la figure 4.19.

Dans le maillage réalisé (maillage M1 - annexe §A.2), composé de  $NX \times NY \times NZ$  mailles, respectivement 1024, 128 et 512 mailles, le milieu poreux occupe les mailles 1012 à 1019.

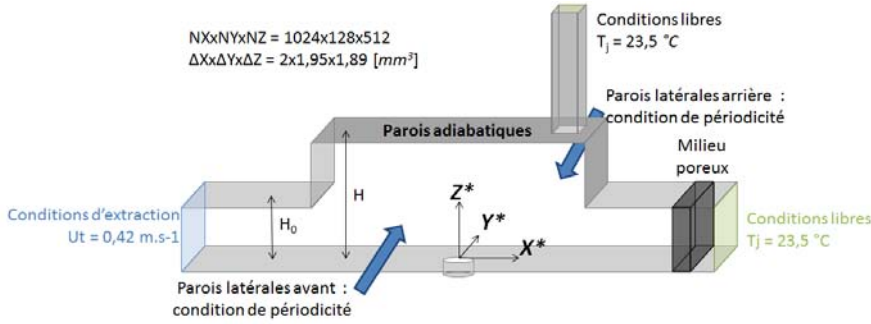


Fig. 4.19: Conditions numériques appliquées à l'évolution des coefficients caractéristiques du milieu poreux.

Il permet de régler les répartitions des débits dans la structure lorsqu'un seul accès est présent et que l'écoulement d'injection est inactif et est régi par l'expression de Darcy simplifiée :

$$\frac{\Delta P}{\Delta X} = S_i = -\alpha U_i \quad (4.1)$$

$$\alpha = \frac{\mu}{K} \quad (4.2)$$

où l'indice  $i$  peut prendre les valeurs 1, 2 ou 3 suivant respectivement les axes  $X$ ,  $Y$  et  $Z$ ,  $S_i$  est la perte de charge linéaire due au milieu poreux et,  $\alpha$  est le coefficient de pondération de la vitesse représentant le rapport entre la viscosité dynamique [ $Pa.s$ ] et la perméabilité  $K$  [ $m^2$ ].

Afin de connaître l'influence du coefficient  $\Delta P/\Delta X$  sur la répartition des écoulements internes à la station, une série de tests a été réalisée où le paramètre  $\alpha$  est modifié. Celui-ci varie de 0 à 10000 ce qui représente une perte de charges comprise entre 0 à 48  $Pa$  pour une vitesse  $U_i$  de 0,4  $m.s^{-1}$ . Seul le rapport du débit transitant par le tunnel amont sur celui imposé en extraction (en pourcentage %) est présenté sachant que les conditions présentées précédemment en conditions expérimentales sont situées autour de 50 %.

Dès lors que la relation entre le coefficient du milieu poreux  $\alpha$  et le rapport entre le débit entrant par le tunnel amont sur le débit total d'extraction est connue, il est possible d'étudier différentes configurations. Différentes valeurs du paramètre  $\alpha$  ont été testées comme l'indique le tableau et la figure 4.20. L'influence de  $\alpha$  sur la répartition des débits entre l'accès aval et le tunnel amont est illustrée figure 4.20 : plus  $\alpha$  est grand et plus le rapport de débit tunnel/accès est faible.

Cinq cas différents vont être analysés allant du cas sans perte de charge (ouverture totale de la station vers le milieu ambiant) au cas où le tunnel est presque complètement obturé par la présence de rames de métropolitain. Ainsi il est possible d'obtenir :

- $\alpha = 0 \text{ Pa.s.m}^{-2}$  correspondant à 92,7 % du débit total d'extraction transitant par le tunnel amont,

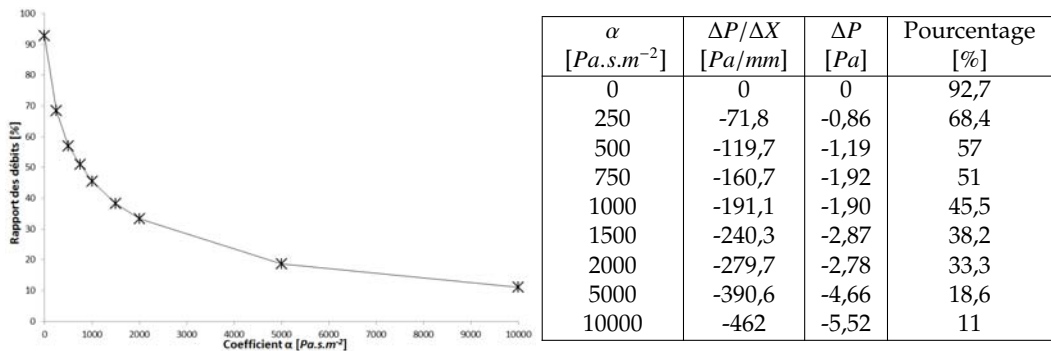


Fig. 4.20: Représentation graphique de l'évolution de la répartition des débits en fonction du coefficient  $\alpha$ .

- $\alpha = 182 \text{ Pa.s.m}^{-2}$  correspondant à 75 % du débit total d'extraction transitant par le tunnel amont,
- $\alpha = 795 \text{ Pa.s.m}^{-2}$  correspondant à 50 % du débit total d'extraction transitant par le tunnel amont,
- $\alpha = 3694 \text{ Pa.s.m}^{-2}$  correspondant à 25 % du débit total d'extraction transitant par le tunnel amont,
- $\alpha = 7368 \text{ Pa.s.m}^{-2}$  correspondant à 15 % du débit total d'extraction transitant par le tunnel amont.

Toutes les études suivantes sont réalisées pour une configuration à **deux accès** avec le milieu poreux positionné comme indiqué précédemment et les différentes valeurs de  $\alpha$ . La définition du maillage reste identique au cas à 1 seul accès.

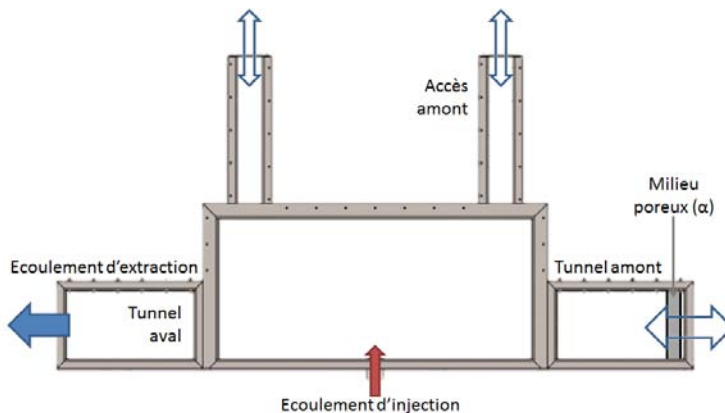


Fig. 4.21: Conditions aux limites numériques appliquées aux calculs à 2 accès.

Il est normal de commencer l'étude par le cas se rapprochant le plus des tests réalisés expérimentalement, à savoir une répartition des débits entre l'accès et le tunnel amont d'environ 50 %, ce qui correspond ici à  $\alpha = 795 \text{ Pa.s.m}^{-2}$ .

Les études précédentes ont permis de mettre en avant que pour un facteur  $r_{\text{global}} = 7,4$  et dans les conditions de pertes de charges expérimentales, l'apport des deux accès sur les écoulements internes engendrait :

- une entrée d'air frais dans les deux accès depuis le milieu extérieur vers la station,
- les entrées d'air frais par les accès s'effectuent à des débits massiques similaires entre l'accès amont et l'accès aval,
- le débit d'entrée d'air par le tunnel amont a considérablement diminué par rapport au cas sans accès, passant de 81 % à 26,5 %,
- l'inclinaison du jet est beaucoup moins prononcée dans le cas avec deux accès que dans le cas de référence sans accès.

#### 4.3.2 Etude du cas de référence - $r_{\text{global}}$ - à 2 accès pour $\alpha = 795 \text{ Pa.s.m}^{-2}$

Lors des calculs numériques, les conditions d'injection et d'extraction sont identiques à celles imposées lors des calculs numériques précédents (§3.2), offrant ainsi une valeur du facteur  $r_{\text{global}}$  de 8,1, pour un facteur  $\alpha = 795 \text{ Pa.s.m}^{-2}$ .

La distribution des écoulements au sein de la veine d'essais (tunnels, accès et station) est visible sur la figure 4.22.

Les champs de vitesses horizontale et verticale présentés figure 4.22 indiquent clairement la position des divers écoulements internes à la station et dans les accès. En effet, sur le champ vertical 4.22(b) l'air extérieur frais entre par l'intermédiaire des deux accès. Qu'il soit positionné en amont ou en aval du foyer, l'accès subit une descente d'air extérieur à une vitesse  $\overline{W}^*$  de l'ordre de -0,22 pour l'accès amont et de -0,20 pour l'accès aval. L'air entrant ainsi dans la station est ensuite dévié de sa trajectoire verticale, sous l'effet de l'extraction, visible par l'inclinaison de ces écoulements en direction du tunnel aval. Dans ce tunnel, comme pour le cas sans accès, un écoulement de retour est visible au plafond du tunnel en  $X^* = -12$  et  $Z^* = 4$  (Fig. 4.22(a)). Dans le tunnel amont, un écoulement de retour (au plafond) est observé, de manière similaire à celui identifié expérimentalement. En revanche, la zone de retour est plus marquée numériquement, descendant jusqu'à  $Z^* = 3$  alors qu'expérimentalement, la zone de retour est limitée à  $Z^* = 4$ . Au sein de la station, l'écoulement d'injection se développe se trouvant légèrement dévié de la verticale et impacte le plafond de la station à  $X^* = -1$ . Cette position horizontale, entre le centre du jet ( $X^* = 0$ ) et l'endroit de l'impact, est à rapprocher de celle mesurée lors du cas de référence sans les accès (§3.2) qui était de  $X^* = -1,55$ . Après l'impact sur le plafond de la station, deux zones d'écoulements rampants sont créées. Ces deux écoulements, de sens opposés, se maintiennent le long du plafond jusqu'à leur rencontre avec les écoulements descendants par les accès en  $X^* = -7,5$  et  $X^* = 7$ . L'interaction entre ces écoulements frais et chaud génère une zone de retour visible numériquement dans le cas sans accès

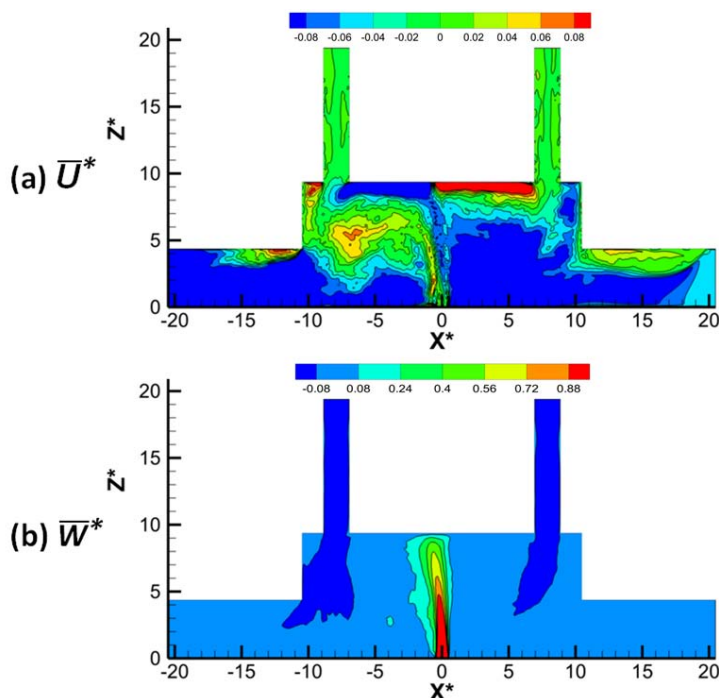


Fig. 4.22: Champs de vitesses moyennes normées horizontale et verticale dans le plan médian XZ  
- avec deux accès ;  $r_{global} = 8,1$  ;  $\alpha = 795 \text{ Pa.s.m}^{-2}$ .

et centrée en  $X^* = -8$  et  $Z^* = 6$  fortement réduite par la présence de l'écoulement entrant par le tunnel amont.

La figure 4.23 présente les champs de fluctuation de vitesses horizontale et verticale.

Les champs de fluctuations de vitesse horizontale et verticale (Fig. 4.23) montrent les zones de confrontation entre les différents écoulements internes de la veine d'essais. Ces confrontations sont notamment visibles autour du jet chaud. En effet, l'entrée de l'air chaud au centre de la station est visible par des niveaux de fluctuations importants autour de la frontière jet/ambiant en  $X^* = -0,5$  et  $X^* = 0,5$  à la base du jet ( $Z^* = 0$ ). De ces points, on constate que les frontières du jet s'épaississent et se rencontrent en  $Z^* = 2,75$  que ce soit sur le champ fluctuant de la vitesse horizontale 4.23(a) ou de la vitesse verticale 4.23(b). Le jet chaud poursuit ensuite son ascension avant d'impacter le plafond de la station. De ce point de rencontre, deux zones de fluctuations longent le plafond soulignant ainsi la présence des écoulements rampants. Le champ de fluctuation de vitesse horizontale 4.23(a) souligne une autre zone de fluctuations importante. En effet, centrée en  $X^* = -9,5$  et  $Z^* = 7$ , une zone est identifiable correspondant à une poche d'air coincée entre la paroi verticale et l'écoulement descendant issu de l'accès aval. Le champ 4.23(b) illustre plutôt l'entrée des écoulements d'entrée d'air depuis l'extérieur vers la station par l'intermédiaire des accès. En effet, le développement des écoulements entrants dans

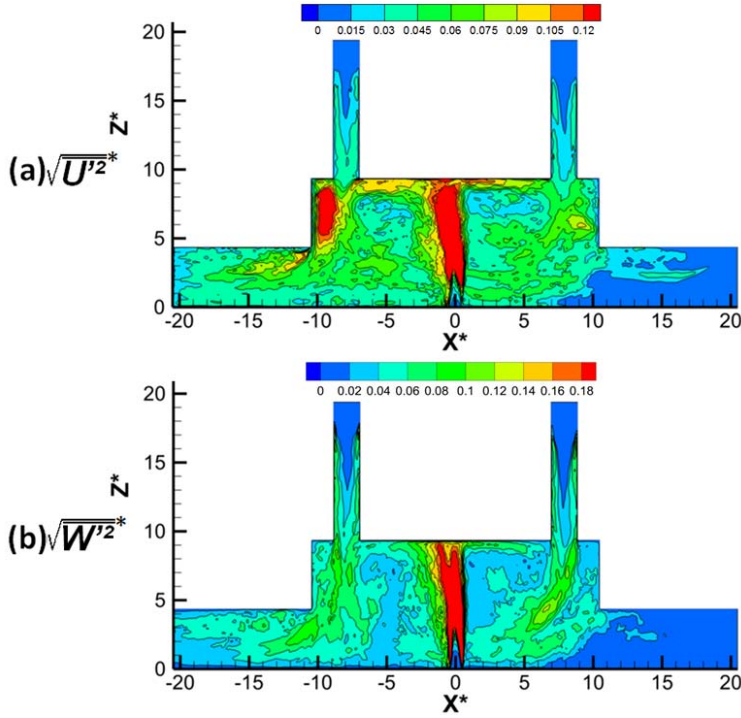


Fig. 4.23: Champs de fluctuations de vitesses moyennes normées horizontale et verticale dans le plan médian XZ - avec deux accès ;  $\tau_{global} = 8,1$  ;  $\alpha = 795 \text{ Pa.s.m}^{-2}$ .

la station confirme l'absence d'effet cheminée tant dans l'accès amont que dans l'accès aval. A l'instar des confrontations observées pour l'air d'injection chaud, deux zones prennent naissance aux coins des accès en  $X^* = -9$  et  $X^* = -7$  pour l'accès aval et  $X^* = 7$  et  $X^* = 9$  pour l'accès amont et se développent depuis ces points vers l'intérieure de la station.

La comparaison des différents cas avec accès et sans accès entre eux permet de souligner un point important. D'une part, les écoulements dans les accès sont tous deux dirigés vers la station et d'autre part, l'inclinaison du jet a été fortement diminuée lors de l'ouverture de ces deux accès. Cette entrée d'air frais peut être soulignée par une visualisation 3D des écoulements dans les accès (Fig. 4.24).

La figure 4.24 permet de mettre en avant les lignes de courant suivies par les écoulements depuis les accès vers la station, puis vers le tunnel aval. Conformément aux déplacements suggérés précédemment, l'écoulement d'air **dans l'accès aval**, après être entré au sein de la station, est entièrement aspiré dans le tunnel aval par l'écoulement d'extraction. Par contre, l'écoulement issu de l'**accès amont** suit différentes trajectoires. En effet, une partie de l'écoulement est entraînée par l'écoulement d'injection d'air chaud. Ceci a pour conséquence de souligner l'enveloppe externe du jet. Après l'impact du jet

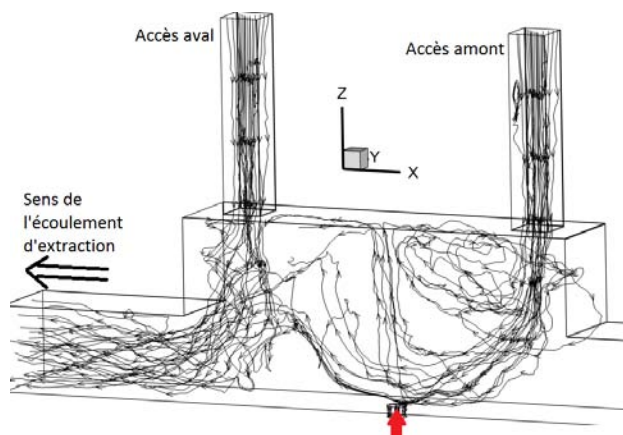


Fig. 4.24: Lignes de courants 3D des écoulements dans les accès.

sur le plafond de la station, une zone de retour se crée en amont du foyer, dans la partie haute de la station. En aval, les écoulements se mélangent avec l'entrée d'air de l'accès amont et se dirigent alors vers le tunnel aval.

Le redressement du jet par rapport au cas sans accès peut également s'observer, en plus de la ligne centrale du jet, par l'étude des structures tourbillonnaires 3D au sein de la station. Les iso-surfaces d'invariant de tenseur de vitesse  $Q$  sont visibles sur la figure 4.25 pour une valeur  $Q = 7000$  (identique à celle utilisée dans le §3).

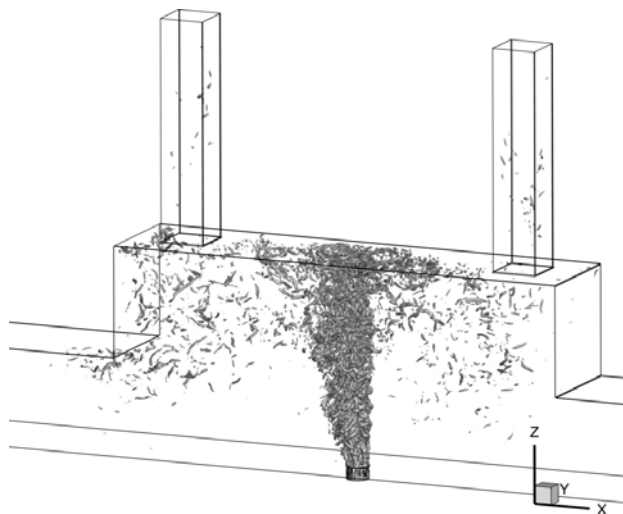


Fig. 4.25: Visualisation 3D de l'invariant de tenseur de vitesse  $Q$  pour une valeur de 7000.

Les iso-contours (Fig. 4.25) offrent une vue 3D de la turbulence du jet dans cet environnement station avec 2 accès. Ils permettent d'observer par rapport au cas précédent

(§3) une réduction des contours étouffant le jet notamment en aval. Dans le reste de la station, les structures observées dans le cas sans accès, sont ici moins nombreuses (pour une valeur de  $Q$  identique égale à 7000) surtout au niveau du plafond de la station. Enfin il est intéressant de noter que des structures apparaissent dans les accès amont et aval.

L'observation des champs dynamiques a permis de mettre en exergue la distribution des écoulements dans la station et les accès. De plus, la visualisation des champs 3D a fourni une approche plus globale permettant de voir les lignes de courant des écoulement issus de l'accès amont notamment. Il est maintenant possible d'analyser les distributions de température et de pression au sein de la veine d'essais (Fig. 4.26 ).

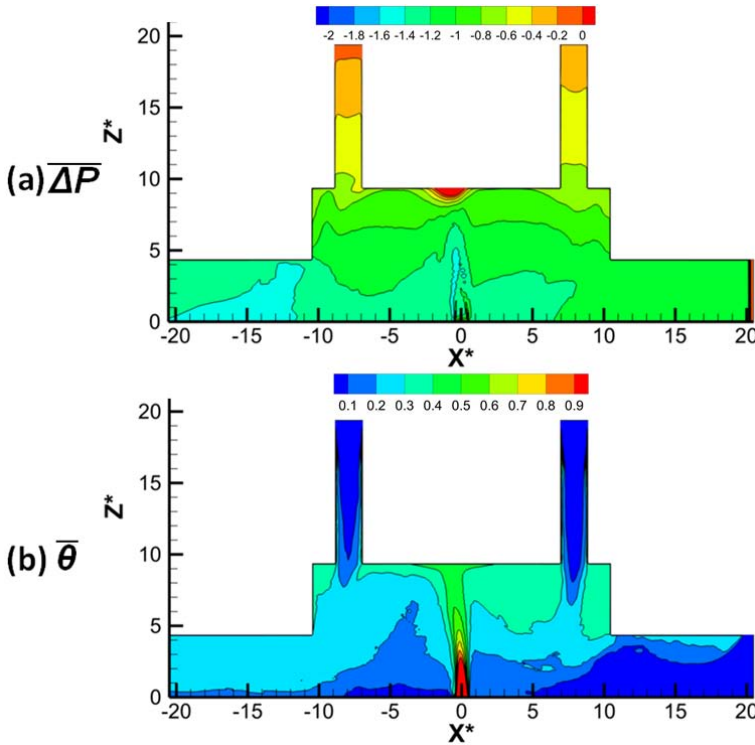


Fig. 4.26: Champ de pression différentielle moyenne et champ de température adimensionnelle moyenne  $\bar{\theta} - H/H_0 = 2,14$  et  $r = 8,1$  (numérique).

De manière analogue aux champs de pression différentielle observés §3.2, les frontières du jet apparaissent ici figure 4.26(a) en zone de dépression par rapport au reste de la veine. De même, une surpression est présente au plafond de la station ( $X^* = -1$ ) à l'endroit où le jet chaud impacte la paroi horizontale. Soulignons principalement les dégradés de pression présentes dans les accès, notamment dans l'accès aval indiquant ainsi l'entrée d'un écoulement extérieur à pression atmosphérique dans l'enceinte de la veine. Cette dernière est en dépression de par la mise en place de l'écoulement d'extrac-



tion. Un phénomène similaire est observé à l'entrée du tunnel amont à l'endroit où le milieu poreux est positionné.

Le champ de température (Fig. 4.26(b)) permet de mettre en évidence les entrées de l'air frais issu de l'extérieur dans la station. Ces intrusions sont caractérisées par les zones où  $0 \leq \bar{\theta} \leq 0,2$  indiquant ainsi l'entrée d'air frais dans le volume en  $X^* = -8$  et  $X^* = 8$ . Elles déstructurent les stratifications thermiques observées lors de l'étude du cas sans accès (§3.2). Ceci a pour conséquence un « brassage » de l'air interne entraînant un mélange entre l'air chaud et l'air frais qui engendre des niveaux de température compris entre 0,2 et 0,4 jusqu'au sol de station, alors que précédemment, la zone  $Z^* \leq 3,5$  était le siège d'un écoulement frais. Enfin, la remontée à contre-courant de l'air depuis la station vers l'accès amont est bien visible par la présence des écoulements chauds au plafond du tunnel.

L'ensemble des grandeurs caractérisant les écoulements internes (vitesses, température, pression) étant décrit, il est possible de dresser un bilan (Fig. 4.27) des écoulements traversant les différentes ouvertures (tunnels et accès) sans oublier l'écoulement d'injection imposé.

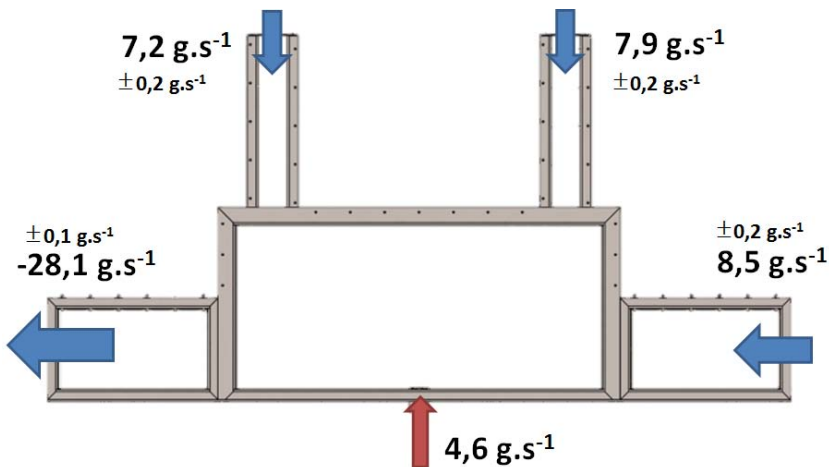


Fig. 4.27: Bilan des débits massiques - avec deux accès ;  $r_{global} = 8,1$  ;  $\alpha = 795 Pa.s.m^{-2}$ .

Le bilan massique de cette configuration à  $r_{global} = 8,1$  - 2 accès et  $\alpha = 795 Pa.s.m^{-2}$ , conduit aux remarques suivantes :

- il y a une forte prédominance de l'entrée d'air frais par les accès par rapport au tunnel amont (60 % de l'air frais entrant passe par les accès). Le débit entrant par le tunnel amont ne représente plus que 28,8 % du débit total d'extraction contre 83,6 % dans le cas sans accès,
- l'écoulement entrant par l'accès amont est de  $7,9 g.s^{-1}$  et l'écoulement entrant par l'accès aval est de  $7,2 g.s^{-1}$ , alors qu'expérimentalement les débits massiques mesurés dans les accès sont identiques. Cependant, il est à noter que la différence entre ces débits est assez faible,
- l'ordre de grandeurs des débits massiques entrant par chacun des deux accès est

quasi-équivalent au débit massique entrant par le tunnel amont.

Il est donc possible de valider le modèle numérique, car comme sur le plan expérimental, l'apport des ouvertures des deux accès par rapport au cas sans accès entraîne :

- un redressement du jet,
- un écoulement entrant par les deux accès,
- des niveaux de débits dans les accès du même ordre de grandeurs,
- une réduction importante du débit entrant par le tunnel amont.

Il est maintenant possible d'observer l'influence des autres valeurs du facteur  $\alpha$  sur les écoulements internes et la répartition des débits.

### 4.3.3 Influence du coefficient $\alpha$ sur les écoulements internes - $r_{global} = 8,1$

L'apposition du milieu poreux à l'entrée du amont, couplée à l'ouverture des deux accès, étant validée pour le cas de référence  $r_{global} = 8,1$  et  $\alpha = 795 \text{ Pa.s.m}^{-2}$ , il est possible désormais d'étudier l'influence de ce coefficient  $\alpha$  (pertes de charge dues au milieu poreux) sur les écoulements internes à la station et notamment sur les écoulements dans les accès.

Pour réaliser cela, des simulations numériques supplémentaires sont effectuées pour la géométrie de station avec 2 accès, un écoulement d'extraction de  $28,1 \text{ g.s}^{-1}$  et un écoulement d'injection de  $4,6 \text{ g.s}^{-1}$  étant imposés et identiques au cas précédent ( $r_{global} = 8,1$  et  $\alpha = 795 \text{ Pa.s.m}^{-2}$ ).

L'étude se déroule ici en deux étapes. Une première présente les cas où les pertes de charges imposées au niveau du tunnel amont sont supérieures au cas de référence ( $\alpha = 3694 \text{ Pa.s.m}^{-2}$  et  $\alpha = 7368 \text{ Pa.s.m}^{-2}$ ), simulant par exemple la présence de rames dans le tunnel. Une seconde étude montre les cas où les pertes de charges sont inférieures ( $\alpha = 182 \text{ Pa.s.m}^{-2}$  et  $\alpha = 0 \text{ Pa.s.m}^{-2}$ ), simulant ainsi des tunnels débouchant vers l'extérieur.

#### a) Pertes de charges supérieures au cas de référence ( $\alpha \geq 795 \text{ Pa.s.m}^{-2}$ )

La figure 4.28 présente les champs de vitesses horizontale et verticale du cas de référence 4.28(a) ainsi que des configurations possédant des pertes de charges plus importantes, ici pour des valeurs  $\alpha = 3694 \text{ Pa.s.m}^{-2}$  et  $\alpha = 7368 \text{ Pa.s.m}^{-2}$ , respectivement Fig. 4.28(b) et Fig. 4.28(c).

Le cas de référence ( $\alpha = 795 \text{ Pa.s.m}^{-2}$ ) ayant été détaillé plus en amont dans ce paragraphe, il servira de base de comparaison. La première remarque pouvant être faite à partir de la figure 4.28 est l'absence d'effets cheminée dans tous les cas présentés. En effet, que se soit pour  $\alpha = 3694 \text{ Pa.s.m}^{-2}$  ou pour  $\alpha = 7368 \text{ Pa.s.m}^{-2}$ , il y a entrée d'air depuis le milieu extérieur vers l'intérieur de la station dans les accès. Plus la valeur du coefficient  $\alpha$  augmente, plus l'air pénètre loin dans la station allant jusqu'au sol de la station (Fig. 4.28(c.2) en  $X^* = 4$ ). Cette entrée plus prononcée de l'air frais s'accompagne

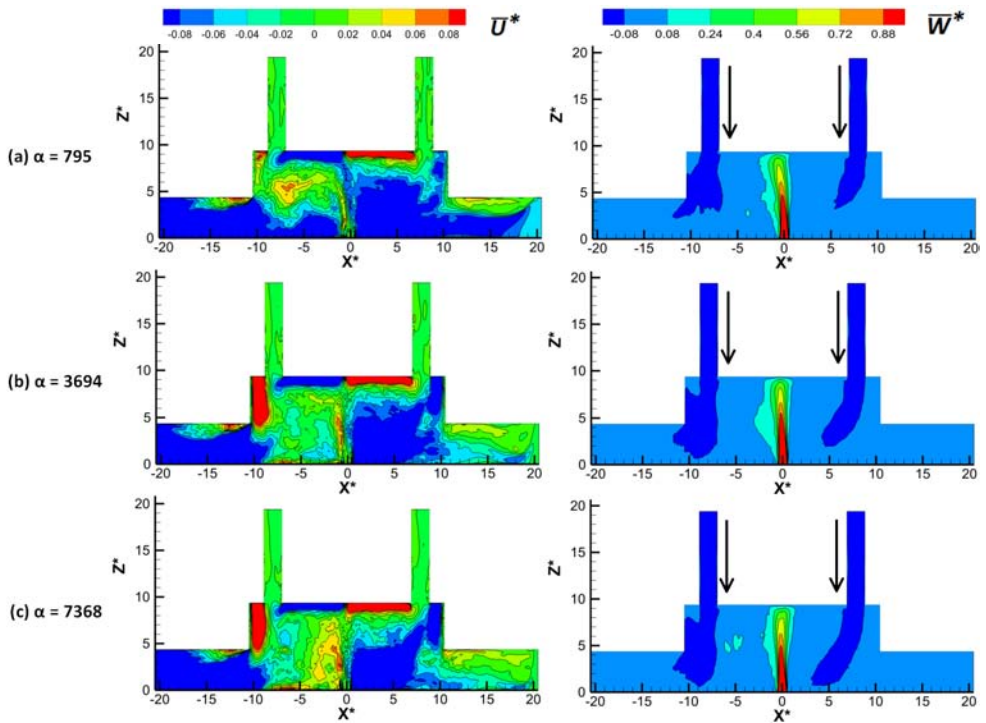


Fig. 4.28: Champs de vitesses moyennes normées horizontales et verticales dans le plan médian  $XZ$  - avec deux accès ;  $r_{global} = 8,1$  ; pour différentes valeurs du coefficient  $\alpha$ .

par une augmentation de vitesse transitant par les accès et un redressement du jet. En effet, les vitesses débitantes dans les accès passent en moyenne de  $\bar{W}^* = -0,21$  dans le cas de référence ( $\alpha = 795 \text{ Pa.s.m}^{-2}$ ) à  $-0,30$  et  $-0,31$  respectivement pour  $\alpha = 3694 \text{ Pa.s.m}^{-2}$  ou pour  $\alpha = 7368 \text{ Pa.s.m}^{-2}$ . Les consignes d'extraction et d'injection étant les mêmes dans ces trois cas, cette entrée plus prononcée d'air dans les accès entraînent une diminution significative de l'air entrant par le tunnel amont, passant ainsi de  $\bar{U}^* = -0,043$  dans le cas de référence à  $\bar{U}^* = -0,007$  dans le cas  $\alpha = 7368 \text{ Pa.s.m}^{-2}$ . Cette diminution de vitesse de l'écoulement traversier se traduit au centre de la station par une inclinaison du jet chaud moins prononcée. Dans le dernier cas étudié, un changement de direction du jet semble se dessiner. En effet, la figure 4.28(c.2) montre à partir de  $Z^* = 5$  un écoulement quasi vertical légèrement dévié vers l'accès amont, induisant un impact du jet sur le plafond de la station en  $X^* = 0$  contre  $X^* = -0,2$  pour le cas présenté en 4.28(b.2). Sur les champs de vitesse horizontale  $\bar{U}^*$ , le développement de la couche de retour présente au plafond du tunnel amont est visible. Les écoulements de retour présents au plafond du tunnel aval ne semblent, pour leur part, pas être impactés par ce changement de pertes de charge au niveau du tunnel amont.

Il est maintenant possible d'étudier les changements induits par cette modification des pertes de charges sur les champs de température et de pression (Fig. 4.29).

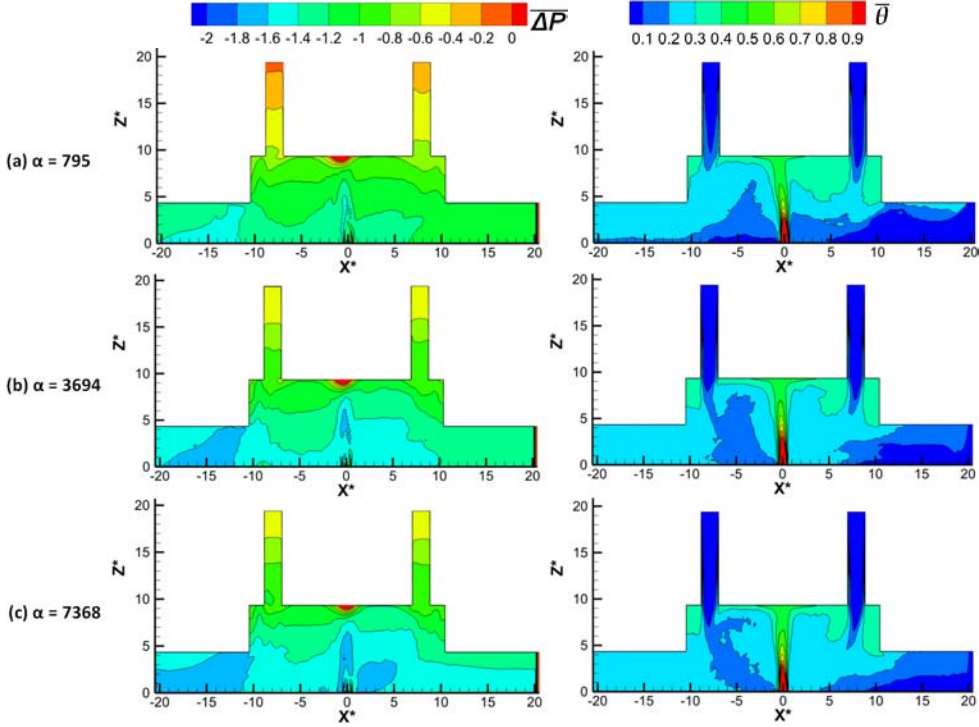


Fig. 4.29: Champ de pression et champ de température normée dans le plan médian XZ - avec deux accès ;  $r_{global} = 8,1$  ; pour différentes valeurs du coefficient  $\alpha$ .

Les champs de différentielles de pression (Fig. 4.29), indiquent une mise en dépression de l'ensemble de la veine d'essais par rapport à l'air ambiant, sauf juste à l'aplomb du jet chaud au niveau du plafond de la station. En effet, l'écoulement d'extraction impose une mise en dépression de la station. Cela engendre dans ces trois cas un gradient de pression aux niveaux des accès, car l'air extérieur entre par ces canaux dans la station. Il est possible d'observer également avec l'augmentation du coefficient  $\alpha$  une augmentation de cette dépression, que ce soit au sein des accès, des tunnels ou de la station. Dans cette dernière, par exemple, la hauteur de démarcation entre  $-1,6 \leq \overline{\Delta P} \leq -1,4$  et  $-1,4 \leq \overline{\Delta P} \leq -1,2$  en aval du jet passe ainsi de  $Z^* = 0$  pour le cas de référence à  $Z^* = 2$  pour  $\alpha = 3694 \text{ Pa.s.m}^{-2}$  et  $Z^* = 5$  pour  $\alpha = 7368 \text{ Pa.s.m}^{-2}$ .

D'un point de vue thermique, c'est l'entrée d'air frais par l'intermédiaire des accès qui est la plus marquante. En effet, plus le coefficient  $\alpha$  augmente, plus l'air frais issu de l'extérieur pénètre loin au sein de la station. Ceci est notamment visible au niveau de l'accès amont où la plage de température la plus faible  $0,1 \leq \bar{\theta} \leq 0,2$  passe de  $Z^* = 6,5$  dans le cas de référence à  $Z^* = 4,5$  dans le cas  $\alpha = 7368 \text{ Pa.s.m}^{-2}$  (Fig. 4.29(c.2)). Cette intrusion

« massive » d'air frais dans la station tend à uniformiser le champ de température au sein de la station en diluant plus des couches chaudes présentes au plafond de la station. Cela a pour conséquence, par exemple en amont du jet chaud, de renforcer le niveau de température dans l'ensemble de la station à des températures comprises dans le plage  $0,2 \leq \bar{\theta} \leq 0,3$ , tandis que cette tranche de température était « cantonnée » à  $Z^* \geq 3$  auparavant ( $\alpha = 795 \text{ Pa.s.m}^{-2}$ ). Cette homogénéité s'accompagne en outre d'une diminution de l'épaisseur des zones rampantes le long du plafond de la station et d'un renforcement des écoulements chauds au sein du tunnel amont.

**Il est donc possible de souligner que l'augmentation des pertes de charge dans le tunnel amont entraîne une augmentation des vitesses entrant dans la station par le biais des accès. Ce renforcement des écoulements descendants permet d'espérer un meilleur impact de l'écoulement d'extraction sur les effets cheminées potentiels dans ces canaux.**

Maintenant que l'augmentation des pertes de charge dans le tunnel amont et son influence sur les écoulements internes à la veine d'essais, a été observée, il est possible de voir comment des valeurs du coefficient  $\alpha$  inférieures vont pouvoir agir sur ces écoulements.

#### **b) Pertes de charges inférieures au cas de référence ( $\alpha \leq 795 \text{ Pa.s.m}^{-2}$ )**

La figure 4.30 rappelle les champs de vitesses horizontale et verticale du cas de référence 4.30(a) auxquels s'ajoutent ceux obtenus pour les configurations possédant des pertes de charges plus faibles avec une valeur  $\alpha$  égale à 182 et 0 présentées respectivement figure 4.30(b) et figure 4.30(c).

De manière analogue au cas précédent, la référence est la configuration à deux accès pour un facteur  $r_{\text{global}} = 8,1$  et un coefficient  $\alpha$  fixé à  $795 \text{ Pa.s.m}^{-2}$ . Le changement le plus visible entre le cas de référence ( $\alpha = 795 \text{ Pa.s.m}^{-2}$ ) et les deux autres cas est **l'inversion du sens des écoulements dans les accès**. En effet, alors que dans le cas de base, l'air frais entre dans la station par les accès, dans les configurations où le coefficient  $\alpha = 182 \text{ Pa.s.m}^{-2}$  ou  $\alpha = 0 \text{ Pa.s.m}^{-2}$ , les accès sont le siège de remontée d'air chaud depuis la station vers l'extérieur (effet cheminée) qui se manifeste donc dans ces deux cas. Les champs de vitesse verticale (Fig. 4.30(b.2) et Fig. 4.30(c.2)) indiquent par ailleurs un renforcement des vitesses **remontant dans les accès, avec la diminution des pertes de charges**, en passant de  $\bar{W}^* = 0,13/0,15$  pour la configuration  $\alpha = 182 \text{ Pa.s.m}^{-2}$  (accès amont/aval) à  $\bar{W}^* = 0,26/0,32$  pour le cas sans pertes de charge. Cette augmentation des vitesses débitantes dans les accès s'accompagne d'un renforcement des écoulements descendant le long des parois verticales de la station. Les champs de vitesses horizontales  $\bar{U}^*$  montrent la disparition totale de l'écoulement de retour présent au plafond du tunnel amont, dans la configuration de référence. Ceci est dû au débit important d'air frais entrant par cette ouverture. De fait, les écoulements de recirculation présents en aval du jet chaud sont contraints de rester à des hauteurs  $Z^* \geq 3$ . Un renforcement des écoulements rampant le long du plafond de la station est également visible avec la diminution du coefficient  $\alpha$ . Ces écoulements sont par ailleurs « aspirés » par les accès engendrant, du fait de leurs

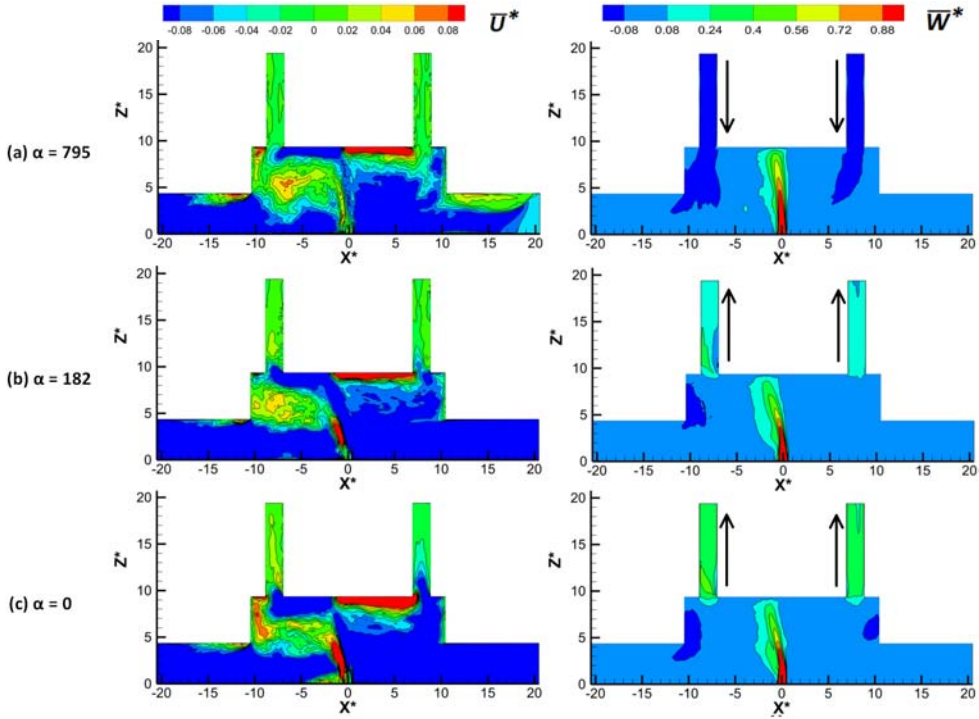


Fig. 4.30: Champs de vitesses moyennes normées horizontales et verticales dans le plan médian  $XZ$  - avec deux accès ;  $r_{global} = 8,1$  ; pour différentes valeurs du coefficient  $\alpha$ .

vitesses horizontales initiales, des profils de vitesse verticale irréguliers. Par exemple dans l'accès aval, sur la figure 4.30(b.1), l'entrée de l'écoulement rampant depuis la base amont de l'accès et se dirigeant vers la paroi latérale aval est clairement visible. L'inclinaison du jet semble légèrement moins importante pour le cas  $\alpha = 0$  que pour le cas  $\alpha = 182 \text{ Pa.s.m}^{-2}$ . En effet, alors que dans ce dernier cas le jet chaud vient impacter le plafond en  $X^* = -2,5$  contre  $X^* = -1$  dans le cas de référence ( $\alpha = 795 \text{ Pa.s.m}^{-2}$ ), pour le cas sans pertes de charges ( $\alpha = 0 \text{ Pa.s.m}^{-2}$ ) le jet rencontre la paroi horizontale en  $X^* = -2,2$ . Cette différence notable peut-être liée à la non présence du milieu poreux n'engendrant pas les mêmes niveaux de pressions !

La figure 4.31 présente, de fait, les champs de pression et de température pour le cas de référence et les cas  $\alpha = 182 \text{ Pa.s.m}^{-2}$  et  $\alpha = 0 \text{ Pa.s.m}^{-2}$ .

Le champ de pression différentielle du cas  $\alpha = 182 \text{ Pa.s.m}^{-2}$  (Fig. 4.31(b.1)) est globalement identique à celui du cas de référence. En effet, une augmentation de la pression des écoulements chauds est visible dans les accès. Ces écoulements remontent de la station (volume en dépression) vers l'extérieur. De même, la zone de surpression à l'endroit où le jet chaud impacte le plafond de la station est bien identifié. Seul le niveau moyen de pression de la station autour du jet notamment est différent, passant ainsi de  $-1,4 \leq$

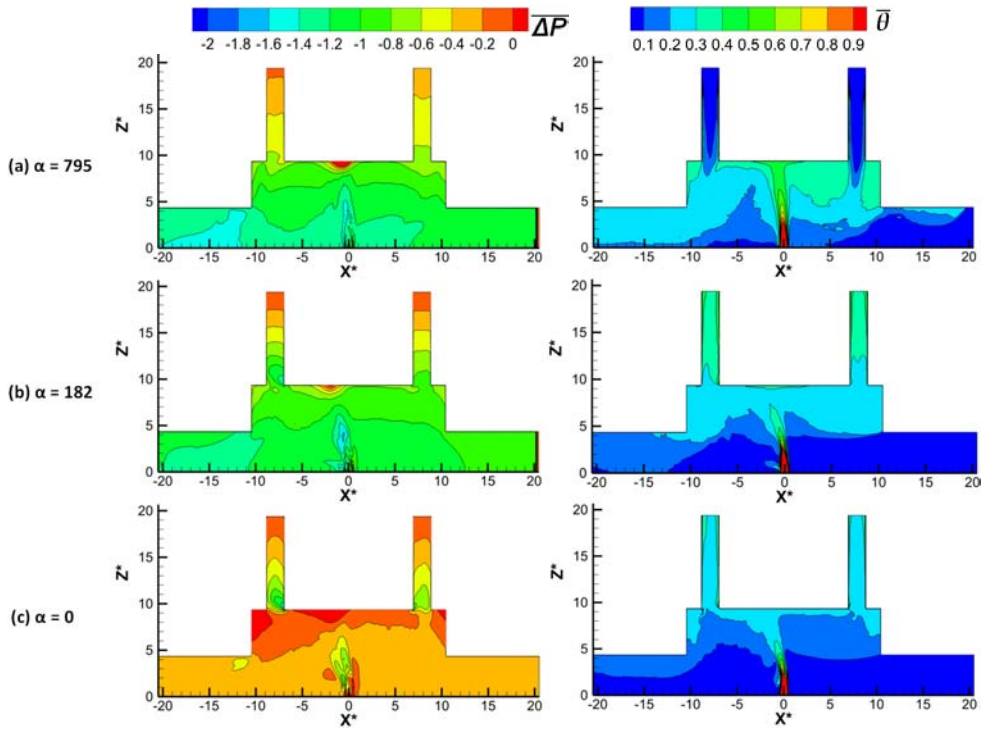


Fig. 4.31: Champ de pression et champ de température normée dans le plan médian XZ - avec deux accès ;  $r_{global} = 8,1$  ; pour différentes valeurs du coefficient  $\alpha$ .

$\overline{\Delta P} \leq -1,2$  pour le cas de référence à  $-1,2 \leq \overline{\Delta P} \leq -1$  pour le cas  $\alpha = 182 \text{ Pa.s.m}^{-2}$ . Pour le cas sans pertes de charge (Fig. 4.31(c.1)) par contre, les niveaux de pression interne à la station sont différents et l'ensemble de la station est caractérisée pour un niveau de pression différentielle dans la gamme  $-0,4 \leq \overline{\Delta P} \leq -0,2$ , proche des niveaux de pression rencontrés dans le chapitre précédent (cf. §3.2). Il est toutefois à noter que le gradient de pression est visible dans les accès et que, comme pour les autres cas, les pressions locales des frontières du jet sont plus faibles que dans l'ensemble du volume de calcul. Les champs de température indiquent trois phénomènes en particulier. Le premier est bien évidemment la « contamination thermique » des accès dans les deux derniers cas présentés (Fig. 4.31(b.2) et Fig. 4.31(c.2)). Le second est la destratification progressive des températures dans la station, à cause des écoulements chauds sortant de la station par l'intermédiaire des accès. C'est notamment visible par la gamme de température  $0,2 \leq \bar{\theta} \leq 0,3$  qui occupe les zones  $Z^* \geq 2,5$  dans le cas de référence et qui passe à  $Z^* \geq 4,5$  pour  $\alpha = 182 \text{ Pa.s.m}^{-2}$  et  $Z^* \geq 8$  pour  $\alpha = 0 \text{ Pa.s.m}^{-2}$ . Le troisième phénomène est la diminution des températures moyennes dans le bas de la veine et notamment dans le tunnel aval.

**La diminution des pertes de charges présentes à l'extrémité du tunnel amont en-**



traîne donc des changements non négligeables sur l'organisation stationnaire des écoulements internes. En effet, outre le changement d'inclinaison du jet chaud, c'est surtout l'apparition des effets cheminées qui est le plus notable. De plus, il apparaît que plus les pertes de charges dans le tunnel amont sont faibles et plus la vitesse de remontée de l'air chaud est importante : donc, plus il sera difficile de contrer ces effets cheminées.

Il est donc maintenant possible de dresser un bilan des différents tests et de voir la répartition des débits massiques associés suivant les différentes configurations étudiées.

### c) Bilan des calculs numériques sur l'influence du milieu poreux

Dans ce paragraphe, les champs de vitesses, de pression et de température ont été analysés pour cinq coefficients de pertes de charge du milieu poreux ( $\alpha$ ). Le débit d'extraction est de l'ordre de  $28,1 \text{ g.s}^{-1}$  tandis que le débit d'injection est de  $4,6 \text{ g.s}^{-1}$  pour toutes les configurations étudiées. Par contre la répartition des débits dans les accès et le tunnel amont change (Fig. 4.32 à Fig. 4.34).

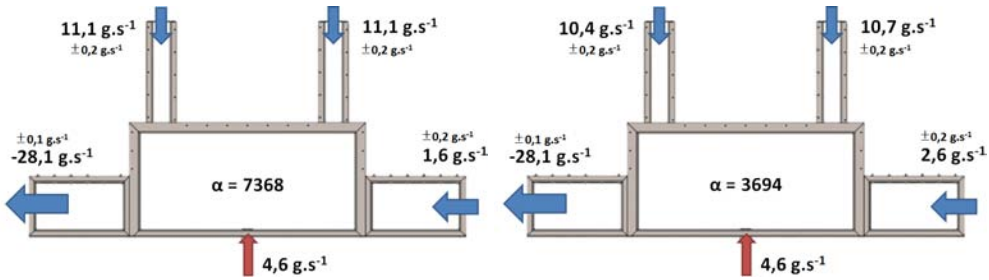


Fig. 4.32: Bilan des débits massiques pour des valeurs du coefficient  $\alpha$  de  $7368 \text{ Pa.s.m}^{-2}$  et  $3694 \text{ Pa.s.m}^{-2}$  - avec deux accès ;  $r_{\text{global}} = 8,1$ .

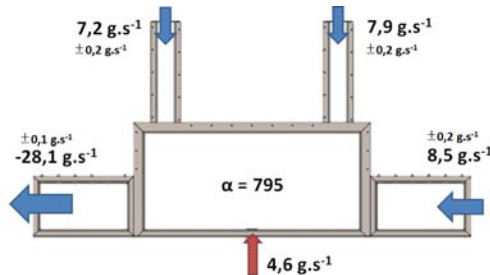


Fig. 4.33: Bilan des débits massiques pour une valeur du coefficient  $\alpha$  de  $795 \text{ Pa.s.m}^{-2}$  - avec deux accès ;  $r_{\text{global}} = 8,1$  (cas de référence).

Pour rappel, lors de la recherche des pertes de charge §4.1, les coefficients  $\alpha$  choisis ( $0, 182, 795, 3694$  et  $7368 \text{ Pa.s.m}^{-2}$ ) ont permis d'avoir des entrées d'air par le tunnel amont



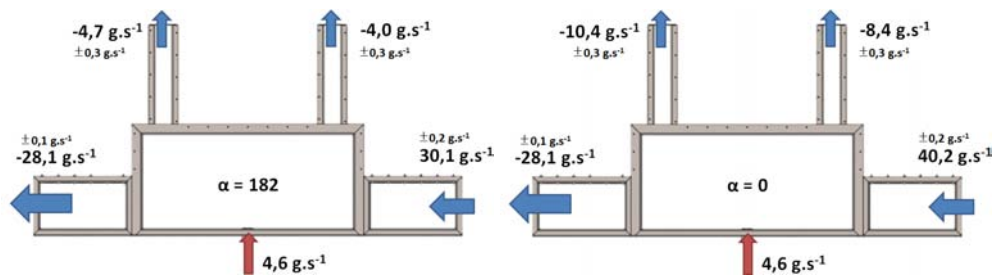


Fig. 4.34: Bilan des débits massiques pour des valeurs du coefficient  $\alpha$  de  $182 \text{ Pa.s.m}^{-2}$  et  $0 \text{ Pa.s.m}^{-2}$  - avec deux accès ;  $r_{\text{global}} = 8,1$ .

en fonction du débit d'extraction, de l'ordre de 92,7 %, 75 %, 50 %, 25 % et 10 %.

L'étude de ces cinq configurations a permis de mettre en avant l'importance des pertes de charges présentes en amont de la station sur l'inclinaison du jet et surtout sur les écoulements internes aux accès. L'analyse de ces résultats (Fig. 4.32 à Fig. 4.34) est synthétisée dans le tableau 4.2 et rapporté aussi sous forme de proportionnalité par rapport au débit total sortant de la station (le débit d'extraction + d'éventuelles autres sorties).

$\alpha \text{ [Pa.s.m}^{-2}\text{]}$	Débit total sortant $[\text{g.s}^{-1}]$	% Tunnel amont	% Accès amont	% Accès aval
7368	28,1	5,7	39,5	39,5
3694	28,1	9,3	38,0	37,0
795	28,1	30,2	28,1	25,6
182	36,8	81,8	-10,9	-12,8
0	46,9	85,7	-17,9	-22,2

Tab. 4.2: Répartition des débits massiques dans la veine d'essais pour différentes valeurs du coefficient  $\alpha$  - avec deux accès ;  $r_{\text{global}} = 8$ ,

En effet, pour  $\alpha = 795 \text{ Pa.s.m}^{-2}$ , environ 53,7 % du débit d'extraction ENTRE par les accès, réparti entre l'accès amont (28,1 %) et l'accès aval (25,6 %). Par contre, dès que le coefficient de pertes de charge change, de telles répartitions sont modifiées :

- 79,0 % du débit d'extraction **ENTRE par les accès** pour  $\alpha = 7368 \text{ Pa.s.m}^{-2}$ ,
- 40,1 % du débit total sortant de la station (tunnel aval + accès amont + accès aval) **SORT par les accès**.

Ces différences de répartition des débits massiques engendrent des modifications sur l'inclinaison du jet chaud où dans l'ensemble, plus les pertes de charges sont importantes, plus le jet se redresse. Ceci est dû à une diminution du débit entrant par le tunnel amont, réduisant ainsi le facteur  $r$  local.

Enfin, lorsque les écoulements dans les accès sont sortants ( $\alpha = 0 \text{ Pa.s.m}^{-2}$  et  $\alpha = 182 \text{ Pa.s.m}^{-2}$ ), c'est par l'accès aval que les débits sont les plus importants, résultant de l'inclinaison du jet vers cette ouverture. Au contraire lorsque les débits sont entrants ( $\alpha \geq 795 \text{ Pa.s.m}^{-2}$ ) ils sont déséquilibrés entre eux et c'est par l'accès amont que les entrées

sont les plus importantes.

## 4.4 Conclusion partielle

Dans ce chapitre, nous avons pu mettre en évidence le rôle des ouvertures et des pertes de charge dans le tunnel amont à partir d'une confrontation entre un écoulement d'injection chaud vertical et un écoulement d'extraction, dans un volume complexe symbolisant une station de métropolitain.

Expérimentalement, l'apport d'une ou plusieurs ouvertures (accès) situées au plafond de la station a été investigué. Cela a permis dans un premier temps de définir, en présence des deux ouvertures, trois régimes d'écoulement dans les accès :

- le premier correspondant au cas sans extraction : deux écoulements chauds sortent de la station,
- le second, présente pour un régime  $r_{global} = 30$ , des écoulements contraires : à savoir une entrée dans un des accès et une sortie par le second,
- le troisième régime consiste en une entrée d'air frais par les deux accès dès que  $r_{global} \leq 7,4$ .

De plus, il a été mis en évidence, pour ces trois régimes de fonctionnement, qu'en présence d'un unique accès en amont ou en aval du jet, le comportement des écoulements dans les accès demeure le même : entrée d'air frais pour  $r_{global} \leq 7,4$  et sortie d'air chaud pour  $r_{global} \geq 30$ .

De manière numérique cette fois, le rôle des pertes de charges dans le tunnel amont a été analysé. En effet, l'augmentation des pertes de charges dans ce tunnel permet d'augmenter, pour un même débit d'extraction, la quantité d'air frais entrant par les accès et donc de déduire qu'il est plus facile de contrer d'éventuels effets cheminée mis en place. Au contraire, si le coefficient  $\alpha$  est réduit, une plus grande quantité d'air frais entre au sein du tunnel amont favorisant ainsi le développement et la mise en place de ces effets cheminées.

Le rôle du nombre et du positionnement des accès au plafond de la station a ainsi été mis en avant dans le cadre d'une confrontation entre un **jet chaud** et un **écoulement transversier** sur la maquette COMETH basée sur une similitude de conservation du rapport de quantité de mouvement. Il peut être intéressant d'identifier désormais le rôle joué par les différents paramètres influents mis en évidence sur notre maquette COMETH (nombre d'accès, position de ces derniers, ventilation, pertes de charges, ...) sur le comportement des écoulements au sein d'une maquette représentant fidèlement une station de métropolitain, à savoir la maquette RATP. L'influence de ces facteurs sera analysé dans le dernier chapitre de ce manuscrit. En particulier, on cherche à évaluer leur rôle sur les effets cheminées.



## Application à une station du métropolitain

### Sommaire

<b>5.1</b>	<b>Maquette RATP . . . . .</b>	<b>148</b>
5.1.1	Description de la maquette RATP . . . . .	148
5.1.2	Hypothèses de l'étude sur la maquette RATP . . . . .	148
5.1.3	Analyse des différences entre les deux maquettes . . . . .	149
5.1.4	Comparaison des résultats des maquettes sur des cas de validation	151
<b>5.2</b>	<b>Influence de différents facteurs sur le phénomène d'effet cheminée . .</b>	<b>157</b>
5.2.1	La position de l'accès . . . . .	157
5.2.2	Le nombre d'accès . . . . .	161
5.2.3	Les pertes de charges . . . . .	162
5.2.4	La configuration de désenfumage . . . . .	163
5.2.5	Bilan et interprétations pratiques . . . . .	165
<b>5.3</b>	<b>Définition d'un critère d'efficacité de désenfumage . . . . .</b>	<b>166</b>
5.3.1	Définition d'un critère global . . . . .	166
5.3.2	Définition d'un critère local . . . . .	167
<b>5.4</b>	<b>Influence d'une ventilation initiale sur l'effet cheminée . . . . .</b>	<b>169</b>
<b>5.5</b>	<b>Conclusion du chapitre . . . . .</b>	<b>170</b>

*L'analyse des champs de vitesse et de température lors des essais réalisés sur la maquette COMETH a permis d'identifier certains facteurs influant sur les écoulements internes à la station. L'étude dans ce dernier chapitre vise à mesurer l'influence de certains de ces facteurs sur la maquette RATP, dispositif reproduisant de manière plus précise les conditions d'incendie au sein d'une station souterraine de métropolitain. A l'issue de cette analyse, un critère permettant de garantir la préservation des accès des fumées est discuté.*

IDENTIFIER UN critère d'efficacité de désenfumage est l'objectif principal de ce dernier chapitre. Pour ce faire, une étude est menée sur la maquette RATP. Il faut néanmoins, dans un premier temps, comparer les tendances observées sur la maquette COMETH, aux résultats d'essais réalisées sur la maquette RATP.

## 5.1 Maquette RATP

### 5.1.1 Description de la maquette RATP

La maquette RATP, basée sur la conservation du nombre de **Froude**, est décrite dans l'annexe A.4.

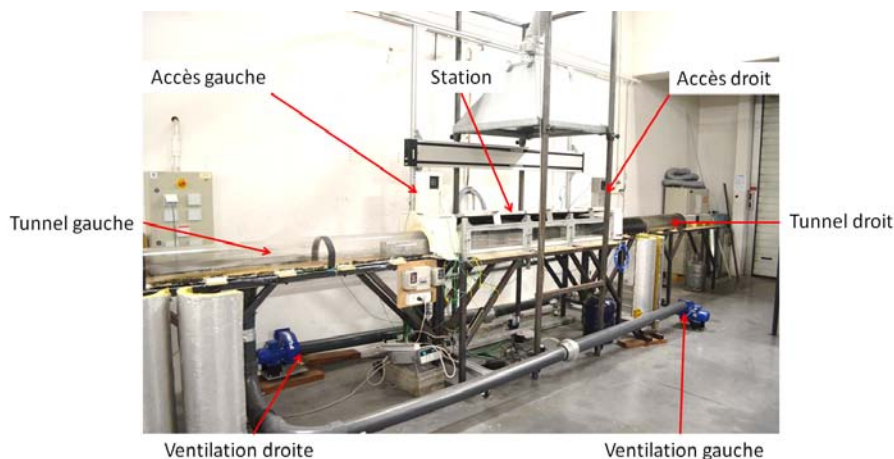


Fig. 5.1: Photographie de la maquette RATP.

Elle reprend les principales caractéristiques d'une station de métropolitain à l'échelle 1/30<sup>ème</sup> (Fig. 5.1). La géométrie des accès est en particulier reproduite de manière plus représentative que celles des accès de la maquette COMETH. Cette station est encadrée par deux portions de tunnels munis chacun d'un système de ventilation mécanique permettant de reproduire les ventilateurs présents dans les tunnels du métropolitain selon les stratégies de désenfumage déclinées à la RATP. La maquette permet de modéliser l'incendie par une flamme de diffusion ou par une flamme de pré-mélange. La source est située au milieu de la plate-forme des voies au centre de la station.

### 5.1.2 Hypothèses de l'étude sur la maquette RATP

- L'étude réalisée sur la maquette RATP prend en compte les hypothèses suivantes :
- dans un premier temps, comme lors des essais réalisés sur la maquette COMETH, les essais sont menés dans un cas où l'écoulement ascendant est établi dans les accès (cas le plus défavorable). Ainsi, aucune ventilation initiale n'est mise en place

- dans le protocole d'essais. L'influence d'une ventilation initiale de confort sur le phénomène d'**effet cheminée** (remontée d'air chaud dans l'accès) est abordée §5.4,
- l'incendie est modélisé par une flamme de pré-mélange air-butane permettant de conserver les effets convectifs par rapport à l'échelle 1. La source est dimensionnée de manière à reproduire, à l'échelle réduite, un incendie d'une puissance convective échelle 1 de 5 MW,
  - les pertes de charges représentant les réseaux aérauliques des portions de système de transport (ligne de métropolitain) situés en amont et en aval de la station sont fixées selon le protocole présenté dans l'annexe A.4.

### 5.1.3 Analyse des différences entre les deux maquettes

Au cours de cette étude, deux montages différents ont été mis en place en parallèle afin d'étudier l'interaction entre un phénomène de convection naturelle résultant d'un incendie avec un écoulement forcé, produit par l'action des ventilateurs. Dans la maquette RATP, les conditions de température sont similaires à celles rencontrées dans un incendie à l'échelle réelle par l'emploi d'un brûleur à gaz alors qu'un jet d'air chaud est utilisé dans le dispositif de la maquette COMETH. Par ailleurs, les rapports d'échelles, basés sur les diamètres hydrauliques des tunnels sont légèrement différents : 1/30<sup>ème</sup> pour la maquette RATP et 1/24<sup>ème</sup> pour la maquette COMETH. Il est donc nécessaire d'évaluer dans quelle mesure les deux maquettes permettent de répondre aux mêmes problématiques. En se basant sur la formulation du nombre de **Froude** et le rapport de quantité de mouvement **r** (Eq. 5.1 et Eq. 5.2), il est possible de mettre en relation ces deux démarches d'analyse pour lesquelles les indices fo et ∞ représente respectivement les conditions du foyer et les conditions de l'air ambiant.

$$\mathbf{Fr} = \frac{U_{\infty}^2 \rho_{\infty}}{gL \Delta \rho} \quad (5.1)$$

$$\mathbf{r} = \sqrt{\frac{\rho_{fo} W_{fo}^2}{\rho_{\infty} U_{\infty}^2}} \quad (5.2)$$

La manière la plus simple de comparer deux maquettes aux échelles différentes est de faire un parallèle avec la station à échelle 1. La maquette RATP étant directement liée à l'échelle réelle par le nombre de **Froude**, le but est ici de trouver une relation permettant à la fois de respecter la similitude du nombre de **Froude** et de celle basée sur le rapport **r** entre la maquette COMETH (indice COM) et l'échelle réelle (indice RE). A partir de cette hypothèse, il est possible d'écrire les équations 5.3 et 5.4.

$$\mathbf{Fr}_{RE} \equiv \mathbf{Fr}_{COM} \rightarrow \frac{U_{RE}^2 \rho_{\infty RE}}{gL_{RE} \Delta \rho_{RE}} \equiv \frac{U_{COM}^2 \rho_{\infty COM}}{gL_{COM} \Delta \rho_{COM}} \quad (5.3)$$

$$\mathbf{r}_{RE} \equiv \mathbf{r}_{COM} \rightarrow \sqrt{\frac{\rho_{fo RE} W_{RE}^2}{\rho_{\infty RE} U_{RE}^2}} \equiv \sqrt{\frac{\rho_{fo COM} W_{COM}^2}{\rho_{\infty COM} U_{COM}^2}} \quad (5.4)$$

Les températures ambiantes étant du même ordre de grandeur dans la réalité que dans les conditions d'essais, les masses volumiques  $\rho_{\infty RE}$  et  $\rho_{\infty COM}$  sont considérées comme

identiques. Ces équations permettent de mettre en relief des équivalences directes entre la vitesse de l'écoulement traversier dans la maquette COMETH et celle présente dans la réalité.

$$U_{RE}^2 = \frac{L_{RE} \Delta \rho_{RE}}{L_{COM} \Delta \rho_{COM}} U_{COM}^2 = \frac{\rho_{f_{ORE}} W_{RE}^2}{\rho_{f_{OCOM}} W_{COM}^2} U_{COM}^2 \quad (5.5)$$

Parmi tous ces paramètres, seule la vitesse de dégagement des fumées dans le cas réel ( $W_{RE}$ ) est inconnue. Il faut alors passer par la relation entre l'échelle réelle et la maquette RATP afin d'obtenir une relation entre cette vitesse de dégagement échelle 1 et celle caractérisant la flamme de pré-mélange à l'échelle de la maquette RATP. En annexe A.4, il a été établi que le rapport des vitesses traversières entre ces deux échelles était  $U_{RE} = U_{RATP} \bar{L}^{1/2}$ . Reste maintenant à définir la relation entre les vitesses verticales entre l'échelle 1 et la maquette RATP, à partir de l'hypothèse de la conservation des rapports de quantité de mouvement.

$$\mathbf{r}_{RE} \equiv \mathbf{r}_{RATP} \rightarrow \sqrt{\frac{\rho_{f_{ORE}} W_{RE}^2}{\rho_{\infty RE} U_{RE}^2}} \equiv \sqrt{\frac{\rho_{f_{ORATP}} W_{COM}^2}{\rho_{\infty RATP} U_{RATP}^2}} \quad (5.6)$$

Ce qui conduit à :

$$W_{RE} = \frac{U_{RE}}{U_{RATP}} W_{RATP} \quad (5.7)$$

L'ensemble de ces relations permet alors d'avoir une relation quantitative entre la vitesse de l'écoulement traversier dans la maquette COMETH et celle théoriquement applicable à échelle réelle :  $U_{RE} = 8,26 U_{COMETH}$ .

Il est donc maintenant important de vérifier qu'à partir de ces équations, des contraintes géométriques et des conditions aux limites imposées (notamment au niveau de la source), il y a bien équivalence du nombre de **Froude** et du rapport **r** sur les deux maquettes et à échelle 1, suivant par exemple les régimes d'extraction imposés lors des essais des chapitres précédents (cf. Tab. 5.1).

		Maquette COMETH	Maquette RATP	Station Echelle 1	Unité
Grandeurs constantes	Dh	0,234	0,187	5,60	[m]
	W	2,92	7,88		[m.s <sup>-1</sup> ]
	$\rho_0$	1,1881	1,1881	1,1881	[kg.m <sup>-3</sup> ]
	$\rho_{FOYER}$	0,8667	0,271	0,271	[kg.m <sup>-3</sup> ]
r = 30	U	0,083	0,125	0,687	[m.s <sup>-1</sup> ]
	Fr	0,011	0,011	0,011	[-]
r = 7,4	U	0,337	0,508	2,784	[m.s <sup>-1</sup> ]
	Fr	0,183	0,183	0,183	[-]
r = 4,2	U	0,594	0,896	4,905	[m.s <sup>-1</sup> ]
	Fr	0,568	0,568	0,568	[-]

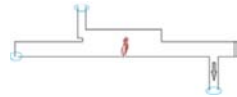

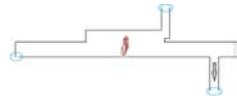

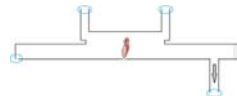

Tab. 5.1: Calcul des nombres Fr et r pour les maquettes RATP et COMETH et à l'échelle 1 pour les quantités de mouvement définies au §3.

**N.B. :** Les débits volumiques à échelle 1 notés dans la suite du document  $\dot{q}_{v1}$  correspondent à 20, 81,4 et 143,5  $m^3.s^{-1}$  respectivement pour des valeurs de  $r$  égales à 30, 7,4 et 4,2.

Grâce au tableau 5.1, il est possible de voir que pour une valeur du facteur  $r$  donné, le nombre de **Froude** des deux maquettes et de l'échelle 1 sont identiques. Au même titre que pour la relation entre la maquette RATP et la réalité, il y a alors, à masse volumique de la source différente, une bonne conservation du nombre de **Froude** entre la maquette COMETH et l'échelle 1. La cohérence des deux maquettes avec la situation à l'échelle réelle étant établie de manière analytique, les résultats obtenus sur les deux dispositifs d'essais sont comparés.

### 5.1.4 Comparaison des résultats des maquettes sur des cas de validation

Le protocole opératoire mis en place sur la maquette RATP est le suivant : dans une première phase, l'écoulement de convection naturelle résultant de la mise en œuvre de la source est établi sans ventilation. Dans une seconde phase, le débit d'extraction augmente progressivement selon un pas de temps régulier de l'ordre de quinze minutes. Le pas de débit est d'environ 5  $m^3.s^{-1}$ . Le débit volumique ainsi fixé peut être différent d'un test à l'autre, car la température de l'air traversant le diaphragme (moyen de mesure de débit massique) peut varier selon les conditions expérimentales. C'est un protocole identique qui est utilisé sur la maquette COMETH, dans le cadre de cette validation. Afin de reproduire des cas similaires à ceux pouvant être étudiés sur la maquette COMETH, seul le ventilateur droit est mis en œuvre en extraction. Les accès sont ouverts ou fermés selon les cas étudiés présentés dans le tableau 5.2.

Cas	Maquette RATP	Maquette COMETH	Accès ouverts
I			Accès Gauche
II			Accès Droit
III			Accès Gauche et Droit

Tab. 5.2: Schématisation des essais réalisés pour la comparaison des maquettes RATP et COMETH.

Tous les résultats ultérieurs seront présentés sous forme de graphique, représentant :  
– l'évolution de la différence de température entre la température relevée dans les accès et la température ambiante en fonction du temps noté  $\Delta t$  en ordonnée gauche,



– l'évolution des débits volumiques équivalent à l'échelle réelle ( $\dot{q}_{v_I}$ ) en ordonnées droite. C'est à dire que les débits sont rapportés systématiquement à échelle 1. De plus, les facteurs  $r$  précédemment étudiés ( $\infty - 30 - 7,4 - 4,2$ ) seront indiqués s'il y a lieu, sur les courbes de débit.

#### a) Cas d'un seul accès - Cas I et II

##### ACCES GAUCHE OUVERT - Côté opposé à l'extracteur

Pour le cas I, dans lequel seul l'accès gauche est ouvert, l'évolution de la différence de température entre la température relevée dans l'accès et la température ambiante (courbe noire) et l'évolution du débit extrait (courbe bleue) en fonction du temps sont présentées pour la maquette RATP figure 5.2 et pour la maquette COMETH figure 5.3.

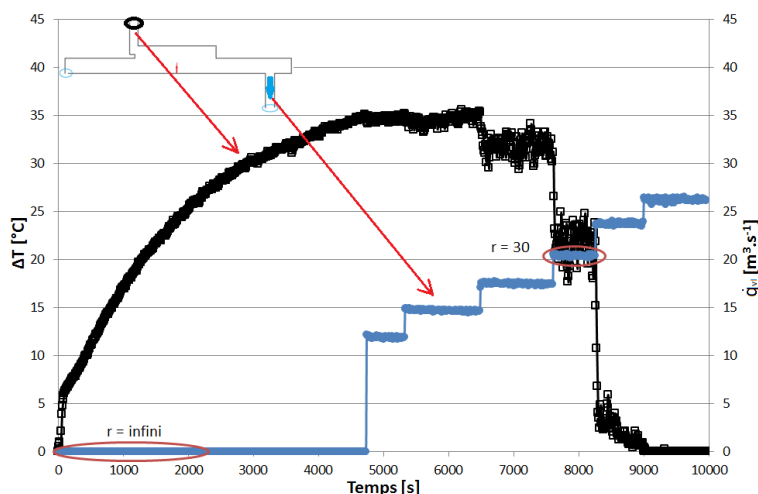


Fig. 5.2: Evolution de la différence de température ( $\square$ ) et du débit d'extraction ( $\bullet$ ) en fonction du temps pour le cas I, maquette RATP.

La différence de température (Fig. 5.2) évolue constamment et augmente pendant les 4800 premières secondes pour atteindre une valeur d'environ 35 °C. Une première diminution intervient autour de 6500 secondes lorsque le débit extrait passe de 12 à 15  $m^3.s^{-1}$ . La différence de température subit alors une légère fluctuation puis retrouve une faible progression, tant que le débit extrait est maintenu à 15  $m^3.s^{-1}$ . Lors du passage au pas de débit volumique suivant, de 15 à 17,5  $m^3.s^{-1}$ , la différence de température subit une diminution significative et s'établit autour de 32 °C. Lors du passage au pas de débit volumique suivant, de 17,5 à 20  $m^3.s^{-1}$ , le même phénomène se reproduit et la différence de température se stabilise autour de 23 °C. Lorsque le débit volumique passe de 20 à 24  $m^3.s^{-1}$ , la différence de température diminue brutalement pour atteindre la température ambiante indiquant que l'accès voit disparaître l'effet cheminée. Par la suite, les variations du débit volumique extrait n'influent plus sur la différence de température.

Le pas de débit volumique de 20 à 24  $m^3.s^{-1}$  donne donc un encadrement du « **débit critique** » nécessaire à la disparition des remontées d'air chaud dans l'accès.

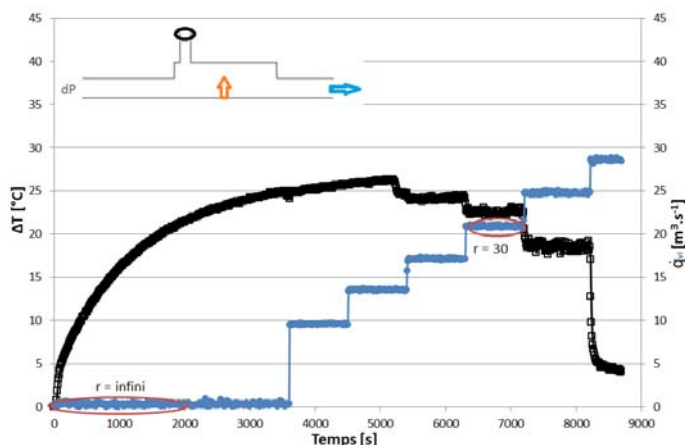


Fig. 5.3: Evolution de la différence de température et du débit d'extraction en fonction du temps pour le cas I, maquette COMETH.

La différence de température atteinte lors de la première phase est d'environ 26 °C sur la maquette COMETH (Fig. 5.3). Cette valeur est différente de celle observée sur la maquette RATP. Cet écart peut être expliqué par la nature différente de la source utilisée pour modéliser l'incendie. Le débit volumique critique nécessaire à la disparition du phénomène de convection ascendant dans l'accès se situe entre 25 et 28  $m^3.s^{-1}$  sur la maquette COMETH contre 20 à 24  $m^3.s^{-1}$  dans le cas de la maquette RATP. Cette différence peut également résulter de la différence de la source employée, mais également par la position de l'entrée de l'accès. En effet, les connections des accès à la station sont, dans la maquette RATP, situées au niveau des quais en partie basse de la veine tandis qu'elles sont situées au plafond du volume principal, dans la maquette COMETH.

L'analyse de ce premier cas montre que les phénomènes observés sur les deux maquettes semblent suivre un comportement globalement similaire (montée en température, stabilisation puis légère diminution de la température avec l'augmentation du débit d'extraction, puis chute brute de la température), pour un accès situé côté gauche - côté opposé à l'extracteur.

#### ACCES DROIT OUVERT - Côté de l'extracteur

Les graphiques 5.4(a) et 5.4(b) décrivent l'évolution des différences de température (en rouge) entre l'accès aval et l'ambiance sur les maquettes RATP puis COMETH respectivement. Le comportement des phénomènes observés sur les deux maquettes suit une tendance globalement similaire. Toutefois, sur les résultats de la maquette RATP, plusieurs phases de stabilisation de la différence de température interviennent avant la rupture nette du phénomène de remontée d'air chaud dans les accès. Ce comportement

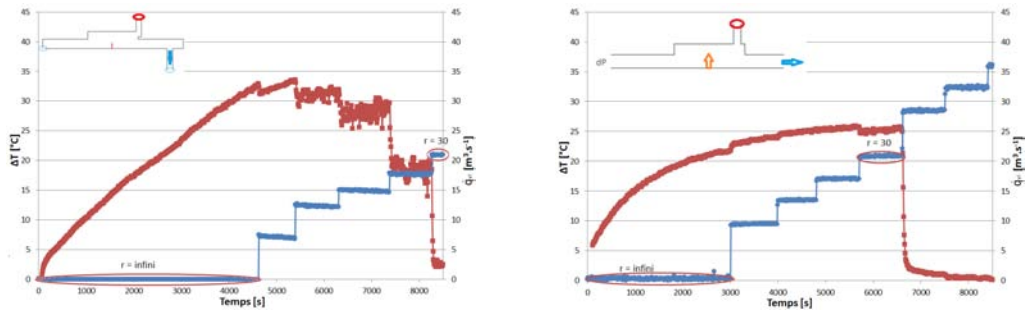


Fig. 5.4: Evolution de la différence de température en fonction du débit d'extraction pour le cas II  
- (a) maquette RATP - (b) maquette COMETH.

n'est pas observé sur les résultats de la maquette COMETH. En dehors de cet écart, la position de l'accès par rapport au volume de la station ne semble pas influencer significativement sur le débit d'extraction nécessaire à la disparition du phénomène d'effet cheminée. En effet, que l'accès soit placé en amont ou en aval du foyer, le débit critique est situé sur la maquette RATP entre  $18$  et  $21 \text{ m}^3.\text{s}^{-1}$  et entre  $21$  et  $27 \text{ m}^3.\text{s}^{-1}$  sur la maquette COMETH.

#### b) Cas des deux accès - Cas III

Les cas dans lesquels un seul accès est ouvert ont montrés que le débit nécessaire à la disparition du phénomène d'effet cheminée est très voisin sur les deux maquettes, quelque soit la position de l'accès. Le cas dans lequel les deux accès sont ouverts est ici étudié.

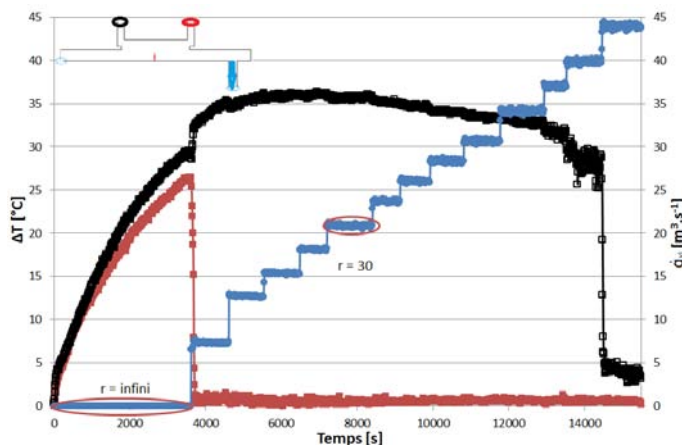


Fig. 5.5: Evolution de la différence de température en fonction du débit d'extraction pour le cas III  
- maquette RATP.

La figure 5.5 montre l'évolution, dans la maquette RATP, des différences de température entre les températures relevées dans les deux accès et la température ambiante (accès gauche - noir / accès droit - rouge) en fonction du temps. Ces courbes indiquent que les remontées d'air chaud dans les accès ne disparaissent pas en même temps dans les deux accès. Ce décalage temporel implique alors un débit d'extraction différent pour les deux accès. La remontée d'air chaud dans l'accès droit disparaît lorsque le débit volumique total extrait passe de 0 à  $7 \text{ m}^3 \cdot \text{s}^{-1}$ . Cette disparition n'entraîne pas de diminution de la température relevée dans l'accès gauche. Au contraire, l'entrée d'air frais par l'accès droit entraîne une nette augmentation de la différence de température dans l'accès gauche, passant ainsi de 28 à  $36^\circ\text{C}$ . De nombreux pas de débit volumique extrait sont alors nécessaires pour observer la disparition du phénomène de remontée d'air chaud dans l'accès gauche. La rupture significative est observée lors du passage de 40 à  $44 \text{ m}^3 \cdot \text{s}^{-1}$ .

Les résultats du cas similaire sur la maquette COMETH sont présentés sur la figure 5.6.

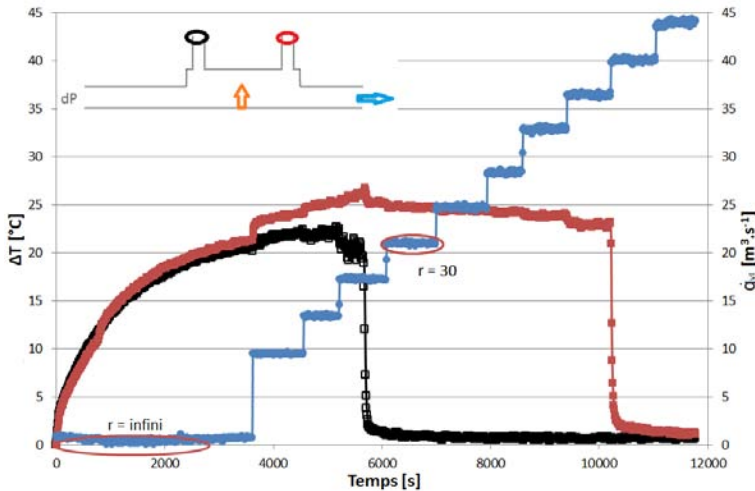


Fig. 5.6: Evolution de la différence de température et du débit d'extraction en fonction du temps pour le cas III - maquette COMETH.

La figure 5.6 montre une structure globalement similaire aux relevés effectués sur la maquette RATP mais la disparition du phénomène de remontée d'air chaud intervient d'abord dans l'accès gauche avant d'intervenir dans l'accès droit. Il faut toutefois noter que, pour un point de fonctionnement identique (facteur  $r = 30$ ), les deux maquettes offrent une situation identique dans laquelle un seul accès fait l'objet d'une remontée d'air chaud.

Les débits volumiques critiques nécessaires à la disparition des remontées d'air chaud dans les accès sont situés, sur la maquette COMETH, entre 14 et  $17 \text{ m}^3 \cdot \text{s}^{-1}$  dans le pre-

mier accès entre 36 et 40  $m^3.s^{-1}$  dans le deuxième, contre respectivement 0 à 7  $m^3.s^{-1}$  et 40 à 44  $m^3.s^{-1}$  sur la maquette RATP. Le débit volumique critique nécessaire au niveau du premier accès dans lequel disparaît l'effet cheminée sur la maquette COMETH est ainsi supérieur au débit critique sur la maquette RATP. Une tendance inverse est observée au niveau de l'autre accès. Il peut être toutefois noté que le débit volumique critique total d'extraction, nécessaire à la disparition du phénomène étudié dans les deux accès, semble proche sur les deux maquettes.

### c) Bilan des comparaisons

Les résultats des configurations testées sur les deux maquettes offrent des perspectives intéressantes. En effet, il a pu être mis en évidence que dans le cas où un unique accès est ouvert, les comportements observés sur les deux maquettes sont globalement identiques et les débits critiques nécessaires à la disparition du phénomène d'effet cheminée proches.

Dans le cas présentant deux accès, trois régimes ont été identifiés comme au chapitre §4 : (1) une remontée d'air chaud par les deux accès, (2) une remontée d'air chaud par un seul accès et une entrée d'air frais par l'autre accès et (3) un régime ne présentant que des entrées d'air frais dans le volume de la station. De plus, dans cette configuration, les débits volumiques critiques totaux d'extraction nécessaires à la disparition du phénomène d'effet cheminée dans les deux accès sont voisins sur les deux maquettes. Ils sont répertoriés dans le tableau 5.3.

Maquette	Grandeur	Accès amont	Accès aval	Deux accès
RATP	$\dot{q}v_I [m^3.s^{-1}]$	20 - 25	18 - 22	40 - 44
	$r [-]$	30 - 24	33 - 27	15 - 13
COMETH	$\dot{q}v_I [m^3.s^{-1}]$	25 - 28	21 - 28	36 - 40
	$r [-]$	24 - 21	29 - 22	17 - 15

Tab. 5.3: Comparaison des valeurs des débits critiques et leur équivalence en facteur  $r$  pour les deux maquettes.

Une fois les comportements généraux similaires entre les deux maquettes identifiées, l'étude se consacre à l'évaluation de l'influence de différents facteurs sur la disparition du phénomène d'effet cheminée. Il s'agira de voir dans quelle mesure les conclusions dressées dans les chapitres §3 et §4 à partir des essais réalisés sur la maquette COMETH, sont reproductibles sur la maquette RATP. Pour rappel, ces constats sont les suivants :

- l'augmentation du débit d'extraction joue un rôle significatif sur les écoulements internes à la maquette et notamment au niveau des accès,
- la position des accès ne semble pas avoir une influence significative sur la disparition du phénomène d'effet cheminée pour un régime de fonctionnement donné,
- dans le cas présentant deux accès, l'organisation des écoulements est modifiée,
- l'influence des pertes de charges présentes à chaque extrémité de tunnel est non négligeable.

## 5.2 Influence de différents facteurs sur le phénomène d'effet cheminée

L'objectif de l'étude est ici d'analyser l'influence de différents facteurs sur la disparition du phénomène d'effet cheminée. Pour rappel, la méthodologie employée est basée sur l'hypothèse que le phénomène de remontée d'air chaud est initialement établi. Il s'agit alors, dans cette situation défavorable, d'estimer les débits critiques nécessaires à la disparition des remontées d'air chaud dans les accès de la station. Les différents facteurs dont l'influence est étudiée sont les suivants :

- le mode de ventilation (extraction, double extraction, balayage),
- l'amplitude et la localisation des pertes de charges,
- le nombre et la position des accès.

Pour cela, différents cas sont testés sur la maquette RATP. Les cas étudiés sont numérotés selon la nomenclature suivante : NX.CX.MX. où N est le nombre d'accès (1 ou 2) ; C la configuration de désenfumage (E extraction ou B balayage) ; M tunnel avec ou sans pertes de charge (1 ou 2) et X la position de l'élément (G gauche, D droite, X droite et gauche).

Dans la configuration de désenfumage par balayage, la position du ventilateur en insufflation est indiquée. Par convention, les débits indiqués correspondent aux débits volumiques extraits par le ou les ventilateurs, exprimés en  $m^3.s^{-1}$  à l'échelle 1. Le protocole d'essai est identique au protocole employé précédemment (§5.1.4).

### 5.2.1 La position de l'accès

L'étude porte sur l'influence de la position de l'accès lorsqu'un seul accès est présent dans la station. Pour cela, une comparaison des cas 1D.ED.1D et 1G.ED.1D. (Fig. 5.7) est proposée. Au cours de ces tests, l'extrémité du tunnel amont est fermée tandis que les pertes de charges présentes à la seconde extrémité sont calées conformément au protocole présenté en annexe A.4 : seul le ventilateur droit est mis en œuvre en extraction.

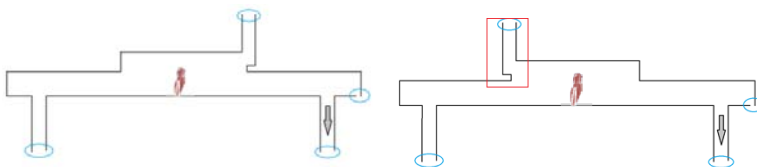


Fig. 5.7: Schématisation des cas 1D.ED.1D et 1G.ED.1D.

L'évolution de la différence de température en fonction du temps relativement à l'évolution du débit extrait (Fig. 5.8) montre que la diminution brutale de la température, correspondant à la disparition du phénomène d'effet cheminée, intervient dans le cas 1D.ED.1D pour un débit critique compris entre 22 et 34  $m^3.s^{-1}$ . Cette évolution est par ailleurs globalement similaire au comportement déjà observé.

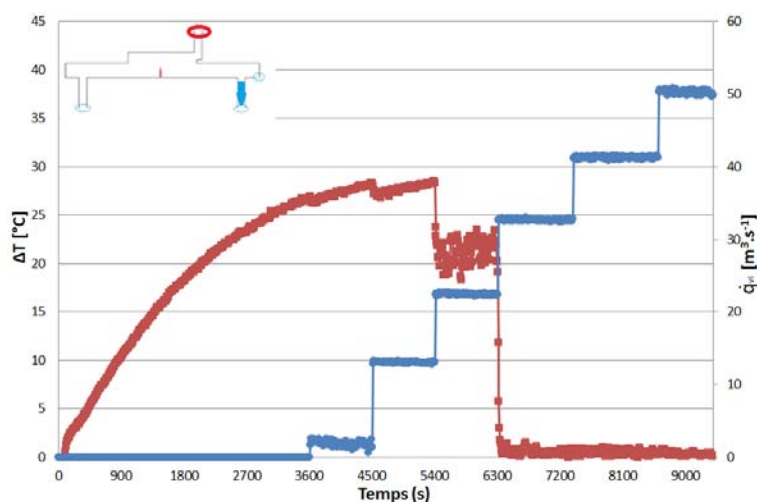


Fig. 5.8: Evolution de la différence de température en fonction du débit d'extraction pour le cas 1D.ED.1D.

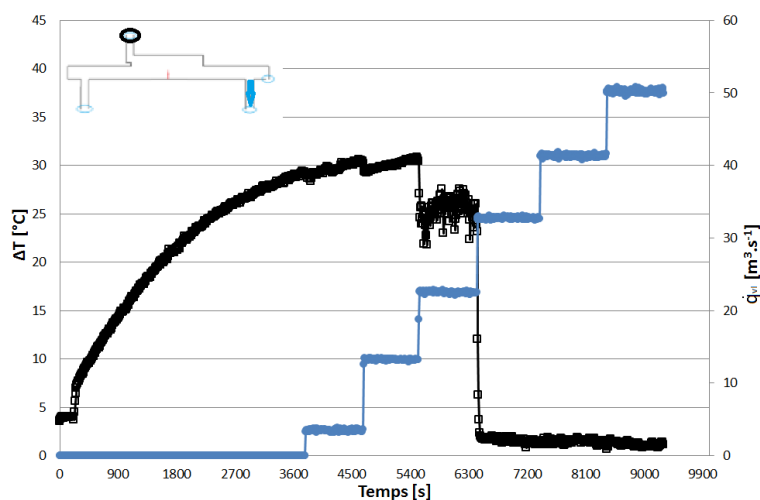


Fig. 5.9: Evolution de la différence de température en fonction du débit d'extraction pour le cas 1G.ED.1D.

Le cas 1G.ED.1D (Fig. 5.9) montre un comportement analogue. Le débit critique correspondant se situe entre  $22$  et  $33 \text{ m}^3.\text{s}^{-1}$ .

Des comportements globalement analogues et des débits critiques identiques sont donc observés dans ces deux cas étudiés. L'influence de la position de l'accès par rapport au foyer et au système de ventilation semble donc peu significative sur la dispari-

tion du phénomène de remontée d'air chaud dans les accès. Contrairement à la maquette COMETH, la maquette RATP ne permet pas d'accéder directement aux champs de température et de vitesse complets à l'intérieur de la station. Des thermocouples permettent toutefois d'obtenir des informations sur la température de l'air dans le volume des quais de la station à 5 mm au-dessus du plancher bas de la maquette (Fig. 5.10). L'analyse des relevés de température pouvant être réalisées à partir de ces thermocouples permet d'appréhender partiellement le comportement et l'organisation des écoulements dans ce volume.

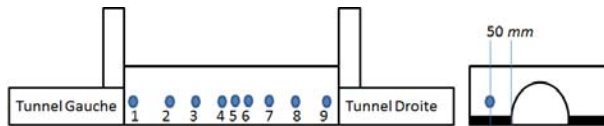


Fig. 5.10: Position des thermocouples à l'intérieur de la station.

La figure 5.11 montre l'évolution des différences de température ( $T_{interne} - T_{ambient}$ ) au sein de la station en fonction du débit d'extraction. Les lignes verticales indiquent l'évolution des pas de débit réalisés.

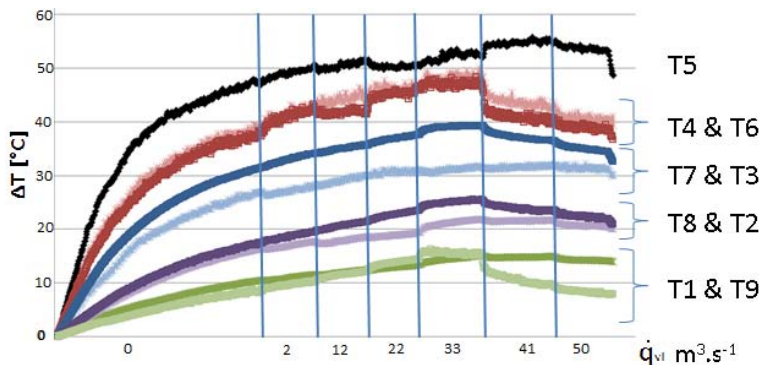


Fig. 5.11: Evolution temporelle des températures relatives internes à la station pour le cas 1D.ED.1D en fonction du débit d'extraction.

La figure 5.11 montre que les températures les plus élevées sont atteintes à proximité de la source (T4, T5 et T6). Ces températures diminuent progressivement en s'éloignant du foyer (de T4/T6 vers T1/T9). Pour un débit extrait inférieur au débit critique, les températures relevées à l'intérieur du volume de la station suivent une tendance globalement similaire à celle de la température dans l'accès (Fig. 5.8). Durant cette phase, il est par ailleurs observé une symétrie des températures par rapport à la source située au centre de la station. Une fois le débit critique atteint, situé entre 22 et 34  $m^3.s^{-1}$ , il n'est pas observé de diminution brutale des températures relevées à l'intérieur du volume de la station contrairement au comportement de la température dans l'accès. Les températures relevées à droite (en aval) du foyer (T6, T7, T8 et T9) sont maintenant plus élevées



que celles situées à gauche (en amont) du foyer (T1, T2, T3 et T4). Cette dissymétrie peut être expliquée par la présence de l'accès et par la direction de l'écoulement résultant de la ventilation. Lorsque le débit extrait passe de 34 à 41  $m^3.s^{-1}$ , la dissymétrie observée semble tendre à disparaître. Certaines températures relevées à proximité de l'accès du côté de l'extraction d'air subissent notamment une légère diminution et semblent poursuivre une phase de décroissance (T7, T8 et T9). Ce comportement est vraisemblablement lié à la présence d'air frais en partie basse de la station. A partir des données de températures, il est possible de proposer une représentation schématique, à priori, des écoulements internes (Fig. 5.12).

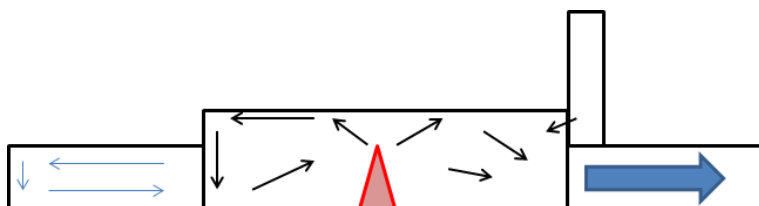


Fig. 5.12: Schématisation des écoulements supposés dans l'enceinte de la station pour un débit  $\dot{q}_{v_i} = 50 m^3.s^{-1}$  - cas 1D.ED.1D.

L'évolution de la température au sein de la station pour le cas 1G.ED.1D est maintenant analysée afin d'évaluer l'influence de la position de l'accès sur les écoulements dans le volume de la maquette RATP.

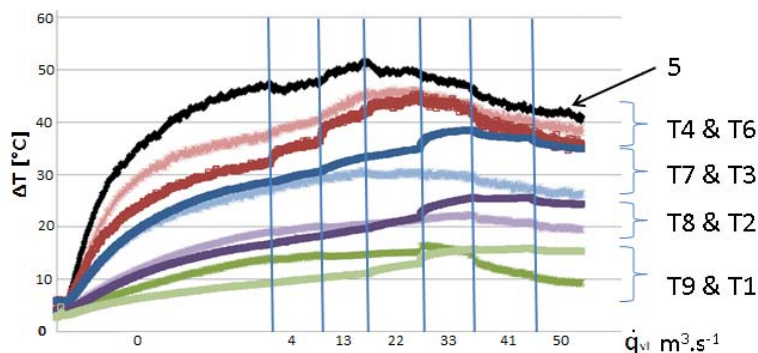


Fig. 5.13: Evolution des températures relatives internes à la station pour le cas 1D.ED.1D en fonction du débit d'extraction et du temps.

L'évolution des températures relatives dans la station est similaire au cas précédent jusqu'à un débit d'extraction de 22  $m^3.s^{-1}$ . En effet, une augmentation continue des températures en fonction du temps se produit. Il est possible de voir ici que ce sont les températures situées à gauche du foyer (amont) (T4, T3, T2, T1) qui sont en premier plus élevées que celles situées à droite du foyer (aval) (T6, T7, T8 et T9). Ceci est dû à la présence de l'accès en amont du foyer. Par contre, dès que le débit critique d'extraction est atteint (33  $m^3.s^{-1}$ ), les températures ont un comportement atypique. Tandis que les

températures amont subissent une diminution marquée, celles à l'extrémité aval (T7, T8 et T9) augmentent de manière significative, passant par exemple pour le thermocouple 7 (bleu foncé) de 55 à 59 °C. Ensuite, l'augmentation du débit d'extraction n'a que très peu d'influence sur l'évolution des diminutions de température et une stabilisation des températures aval a lieu. Il est alors possible de supposer que l'entrée d'air frais par l'accès vient repousser l'air chaud depuis la gauche de la station vers la droite et vers l'extracteur, participant ainsi à la diminution des températures en amont du foyer et à l'augmentation des températures à l'opposé. Une schématisation des mouvements d'air supposés, après avoir annihiler l'effet cheminée, peut alors être dressée (cf. Fig. 5.14).

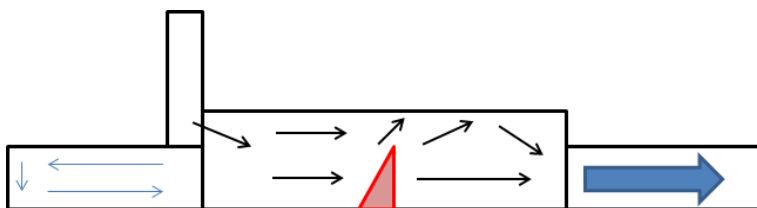


Fig. 5.14: Schématisation des écoulements supposés dans l'enceinte de la station pour un débit  $\dot{q}_{v1} = 50 \text{ m}^3 \cdot \text{s}^{-1}$  - cas 1G.ED.1D.

## 5.2.2 Le nombre d'accès

Les cas étudiés sont présentés figure 5.15. La comparaison des résultats des mesures réalisées sur la maquette RATP dans les deux cas concerne porte sur l'influence du nombre d'accès sur la disparition du phénomène de remontée d'air chaud dans les accès.

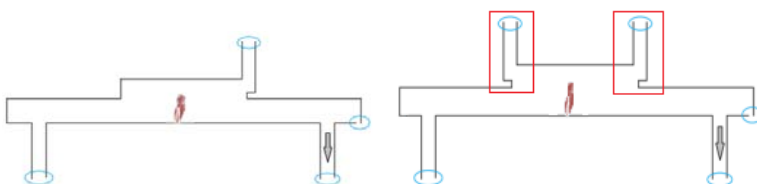


Fig. 5.15: Schématisation des cas 1D.ED.1D et 2X.ED.1D

Les résultats des mesures (Fig. 5.16) effectuées dans ces essais permettent d'identifier les débits critiques pour lesquels plus aucune remontée d'air chaud n'est présente dans les accès de la station. Pour le cas 1D.ED.1D, celui-ci se situe entre 22 et 33  $\text{m}^3 \cdot \text{s}^{-1}$ . Pour le cas 2X.ED.1D, la disparition du phénomène d'effet cheminée dans le deuxième accès (amont) intervient entre 50 et 60  $\text{m}^3 \cdot \text{s}^{-1}$ .

La présence d'un second accès dans la station entraîne donc une augmentation du débit critique par rapport au cas avec un accès unique. Le phénomène d'effet cheminée

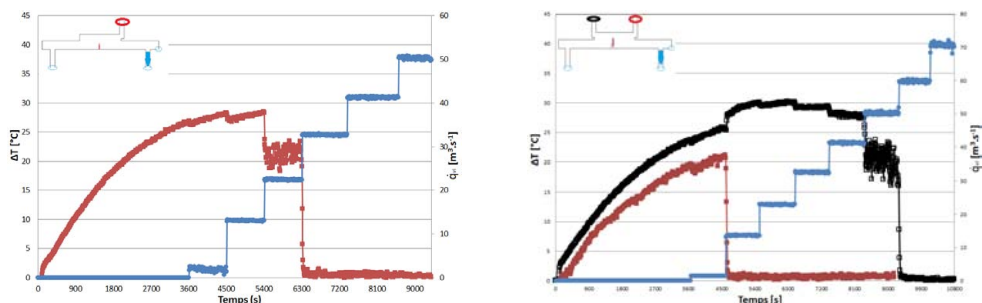


Fig. 5.16: Evolution de la température relative en fonction du débit d'extraction suivant le nombre d'accès.

dans le premier accès disparaît lui à un débit critique inférieur au cas ne présentant qu'un accès et se situe plutôt entre 2 et  $15 \text{ m}^3 \cdot \text{s}^{-1}$ .

### 5.2.3 Les pertes de charges

Les cas étudiés sont présentés dans la figure 5.17. La comparaison des résultats des mesures réalisées sur la maquette RATP dans les deux cas étudiés porte ici sur l'influence des pertes de charge présentes à l'extrémité des deux tunnels encadrant la station. Ces pertes de charge représentent les réseaux aérauliques des portions de système de transport (ligne de métropolitain) situés en amont et en aval de la station. Elles sont toujours fixées selon le protocole présenté en annexe A.4.

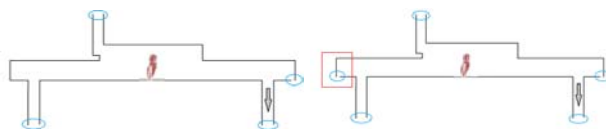


Fig. 5.17: Schématisation des cas 1G.ED.1D et 1G.ED.2X.

Le cas 1G.ED.1D (Fig. 5.17(a)) correspond à une situation dans laquelle seule l'extrémité du tunnel amont (gauche) est fermée et les pertes de charge présentes dans le tunnel aval (droite) sont calées à la valeur fixée. Le cas 1G.ED.2X (Fig. 5.17(b)) correspond à une situation dans laquelle les pertes de charge présentes dans les deux tunnels sont calées à la valeur fixée.

La disparition du phénomène d'effet cheminée est constatée pour un débit critique situé entre 22 et  $33 \text{ m}^3 \cdot \text{s}^{-1}$  pour le cas 1G.ED.1D (Fig. 5.17(a)) et entre 41 et  $50 \text{ m}^3 \cdot \text{s}^{-1}$  pour le cas 1G.ED.2X (Fig. 5.17(b)). Les pertes de charges présentes au niveau des deux tunnels ont donc une influence significative sur le débit critique nécessaire à la disparition de la remontée d'air chaud dans l'accès, comme attendue. Ceci s'explique notamment par le fait que le débit entrant par l'accès de la station est plus faible lorsque les extrémités

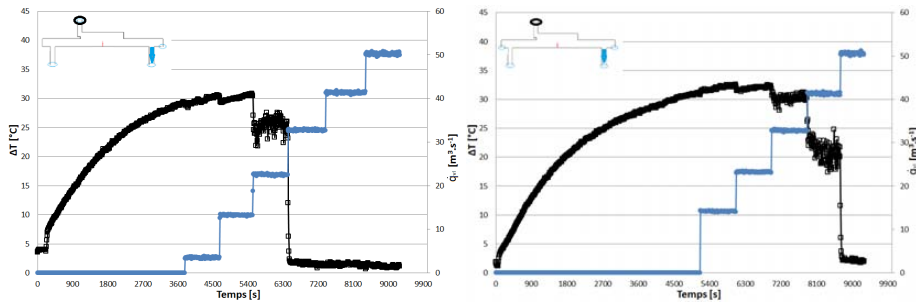


Fig. 5.18: Evolution de la différence de température en fonction du débit d'extraction dans les cas 1G.ED.1D et 1G.ED.2X.

de tunnels ne sont pas fermées : une partie du débit total est apporté par les extrémités ouvertes des tunnels.

### 5.2.4 La configuration de désenfumage

Par rapport à la maquette COMETH, la présence de deux ventilateurs dans le dispositif de la maquette RATP permet d'étudier un nombre plus important de configuration de désenfumage. Ces configurations sont :

- extraction par un unique ventilateur,
- extraction par les deux ventilateurs encadrant la station,
- balayage longitudinal avec deux ventilateurs en fonctionnement. Dans cette configuration, un ventilateur insuffle de l'air en amont du foyer tandis que le second situé en aval, fonctionne en extraction. Le débit du ventilateur en insufflation est inférieur au débit en extraction de manière à préserver une arrivée d'air par les accès de la station.

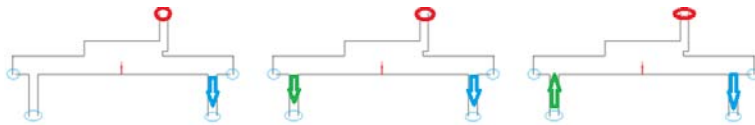


Fig. 5.19: Les modes de ventilation - (a) extraction - (b) double extraction - (c) balayage

Les évolutions de températures relatives pour les cas étudiés sont données figure 5.20. Pour le cas en configuration de désenfumage par balayage, le protocole mis en œuvre consiste à diminuer le débit insufflé tandis que le deuxième ventilateur extrait de manière constante à un débit de  $60 \text{ m}^3 \cdot \text{s}^{-1}$ .

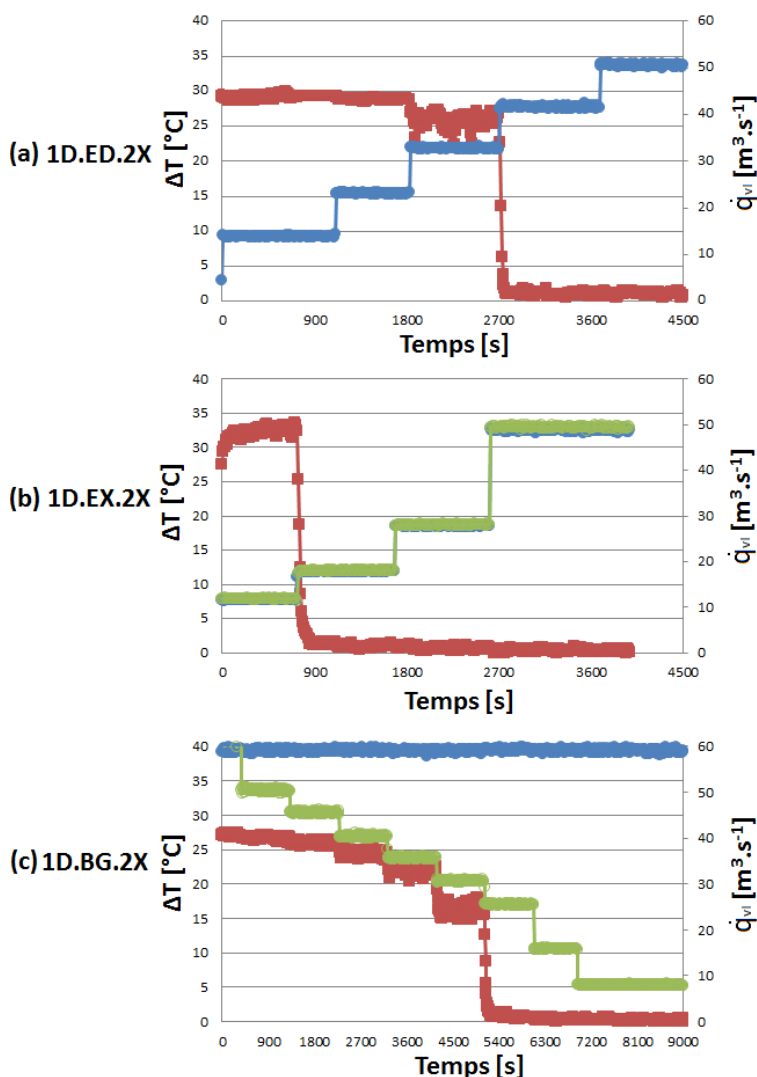


Fig. 5.20: Evolution temporelle des températures relatives en fonction du débit d'extraction pour les modes de ventilation - (a) extraction - (b) double extraction - (c) balayage.

Les débits critiques identifiés sont respectivement situés entre 33 et 41  $m^3 \cdot s^{-1}$  pour le cas 1D.ED.2X, entre 24 et 36  $m^3 \cdot s^{-1}$  pour le cas 1D.EX.2X et entre 24 et 28  $m^3 \cdot s^{-1}$  pour le cas 1D.BG.2X (débit total  $\dot{q}_{vi_{ext}} - \dot{q}_{vi_{ins}}$ ).

La mise en œuvre de deux ventilateurs en extraction conduit donc à une diminution du débit critique nécessaire à la disparition du phénomène d'effet cheminée. Dans le cas avec deux ventilateurs, le pas de débit appliqué ne permet pas d'encadrer avec précision le débit critique. Il est donc délicat d'analyser le rapport qui pourrait exister entre le

nombre de ventilateurs employés en extraction et le débit critique. Par ailleurs, la configuration par balayage ne conduit pas à un débit critique supérieur au cas présentant un seul ventilateur en extraction. Il faut toutefois noter que le protocole d'essai a vraisemblablement une influence significative sur les résultats obtenus puisqu'une ventilation initiale est présente lorsque le foyer modélisant l'incendie est mise en œuvre. Ce facteur, étudié au §5.4 peut tendre à limiter l'apparition du phénomène d'effet cheminée dans l'accès.

### **5.2.5 Bilan et interprétations pratiques**

L'étude des scénarii réalisés sur la maquette RATP a permis d'analyser l'influence de certains facteurs sur le phénomène d'effet cheminée dans une géométrie représentative d'une station de métropolitain. Elle a également mis en évidence, pour chaque scénario, un débit critique d'extraction permettant, dans les conditions de l'étude, de faire disparaître les remontées d'air chaud dans les accès de la maquette. Il est rappelé ici que ces constats sont basés sur les hypothèses prises en compte dans l'étude. Celles-ci sont présentées au paragraphe §5.1.2 de ce chapitre. Les constats suivants ont été réalisés :

- dans le cas d'un unique accès, la position de l'accès n'a pas d'influence significative sur le débit critique d'extraction.
- la présence d'un deuxième accès dans la maquette de station engendre une augmentation du débit critique d'extraction nécessaire à la disparition du phénomène d'effet cheminée dans les deux accès par rapport au cas avec un accès unique. Il est donc possible de supposer que plus une station présente d'accès depuis les quais, plus il est difficile de faire disparaître complètement les phénomènes d'effet cheminée. Ceci peut probablement être modulée par l'interaction entre accès par des effets de couplage.
- plus les pertes de charge présentes aux extrémités des tunnels sont faibles plus le débit critique d'extraction est élevé. Les pertes de charges représentent les réseaux aérauliques des portions du système de transport (ligne de métropolitain) situés en amont et en aval de la station. Les réseaux aérauliques des tunnels et des stations situées en amont et en aval de la station concernée ont donc une influence significative sur le phénomène d'effet cheminée et sur le débit critique nécessaire à sa disparition.
- la mise en œuvre de deux ventilateurs en extraction conduit à diminuer le débit critique nécessaire à la disparition du phénomène d'effet cheminée par rapport au cas dans lesquels un seul ventilateur est mis en œuvre.
- la configuration de désenfumage par balayage ne semble pas nécessiter un débit critique supérieur à une configuration de désenfumage par extraction simple ou double.

Finalement ces résultats donnent de bonnes tendances et montrent surtout deux points :

- des effets cheminée sont possibles, dans certains cas, suivant la géométrie, les pertes de charges, le ventilation,
- il y a toujours un moyen de « contrecarrer » l'effet cheminée au moyen d'un aug-

mentation plus ou moins significative du débit de ventilation, défini comme débit critique.

Est-il possible de définir un critère de désenfumage pertinent ?

## 5.3 Définition d'un critère d'efficacité de désenfumage

### 5.3.1 Définition d'un critère global

Un des objectifs de l'étude consiste à déterminer un critère d'efficacité permettant à la RATP d'évaluer son système de désenfumage au regard de la problématique de l'effet cheminée. Les études menées sur la maquette COMETH (§3 et §4) et sur la maquette RATP (§5.1.4 et §5.2) ont été réalisées dans une situation pour laquelle un effet cheminée est pré-établi, suivant les hypothèses :

- la puissance convective du foyer étudiée correspond à un incendie de 5 MW susceptible d'intervenir uniquement sur des lignes à matériel roulant sur pneumatique. Par ailleurs, la cinétique de l'incendie n'est pas prise en compte et l'incendie est supposé en régime établi.
- la géométrie des maquettes constitue une simplification de la géométrie réelle des stations de métropolitain (pertes de charges, architecture, ...) mais respecte la conservation de grandeurs caractéristiques suivant la similitude de **Froude** (maquette RATP) et de rapport de quantité de mouvement **r** (maquette COMETH).
- seul le régime établi du phénomène d'effet cheminée est étudié. La durée de la phase transitoire d'établissement est négligée et aucune action n'est réalisée durant cette phase.

Dans ce cadre, l'identification des débits critiques d'extraction relatifs aux différents scénarii testés permet de mettre en évidence un critère global d'efficacité permettant de garantir la praticabilité des itinéraires d'évacuations des stations de métropolitain.

Le cas le plus défavorable correspond à la configuration présentant deux accès, dans laquelle un seul ventilateur est mis en œuvre et pour laquelle les pertes de charges ne sont pas « fermées » mais sont « calées » selon le protocole établi. Dans cette situation, le débit critique d'extraction nécessaire à la disparition du phénomène d'effet cheminée se situe autour de  $\dot{q}v_l \approx 72,5 \text{ m}^3 \cdot \text{s}^{-1}$  à température ambiante, correspondant à un facteur  $r_{\text{global}} \leq 8$ . Il est donc possible de supposer que si le débit extrait est supérieur à cette valeur, le phénomène d'effet cheminée ne s'établirait pas, garantissant ainsi la praticabilité des itinéraires d'évacuation.

Le cas le plus représentatif de la situation réelle correspond à une configuration présentant deux accès, dans laquelle deux ventilateurs sont mis en œuvre et pour laquelle les pertes de charges ne sont pas « fermées » mais « calées » selon le protocole établi. Il est alors très proche du cas décrit précédemment. Comme l'utilisation de deux systèmes de ventilation en extraction plutôt qu'un seul entraîne une diminution du débit critique total, il est donc possible de supposer que si le débit extrait est supérieur à  $72,5 \text{ m}^3 \cdot \text{s}^{-1}$  (à température ambiante), le phénomène d'effet cheminée ne s'établirait pas, garantissant ainsi la praticabilité des itinéraires d'évacuation.

Ce critère global d'extraction critique ( $\dot{q}_{v1} \approx 72,5 \text{ m}^3 \cdot \text{s}^{-1}$ ) peut être complété par un critère local, reposant sur l'analyse des mesures de vitesse d'air dans les accès à température ambiante sans prendre en compte l'influence d'un incendie et la dynamique des fumées.

### 5.3.2 Définition d'un critère local

Après avoir déterminé un critère global basé sur le débit critique d'extraction, un second critère, local cette fois et basé sur la vitesse d'air dans les accès, est défini. Pour répondre à cette problématique, des essais complémentaires, sur 8 cas différents, ont été réalisés sur la maquette RATP.

La méthode employée est explicitée sur l'exemple du cas 1G.ED.2X (Fig. 5.21), précédemment analysé lors de l'étude de l'influence des pertes de charge sur l'effet cheminée.

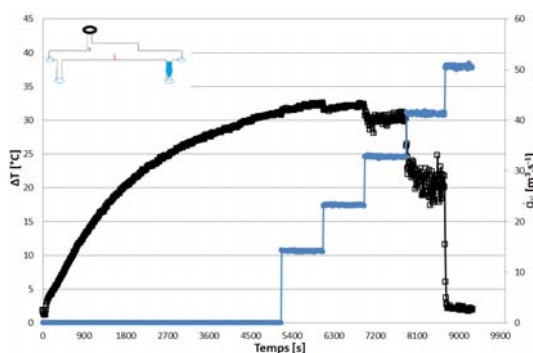


Fig. 5.21: Rappel du cas 1G.ED.2X, sur la maquette RATP.

Le débit critique a été identifié lors de l'essai du cas 1G.ED.2X en présence du foyer. Au cours de cet essai, la température est mesurée au niveau du diaphragme, moyen de mesures du débit massique dans les systèmes de ventilation. Connaissant la différentielle de pression au niveau du diaphragme, elle permet d'établir le débit massique extrait par le ventilateur en aval de la maquette.

Au cours de l'essai sans foyer, le débit volumique extrait est fixé au débit critique mesuré précédemment corrigé par la masse volumique de l'air à température ambiante. Le débit critique précédemment obtenu et compris entre  $41 \text{ m}^3 \cdot \text{s}^{-1}$  et  $50 \text{ m}^3 \cdot \text{s}^{-1}$  devient alors compris entre  $39 \text{ m}^3 \cdot \text{s}^{-1}$  et  $47 \text{ m}^3 \cdot \text{s}^{-1}$ .

Dans ce cas sans foyer, des profils de vitesse par LDV sont alors réalisés dans une section droite de l'accès (Fig. 5.22). Ces derniers sont rapportés à l'échelle réelle pour des débits d'extraction à chaud de  $41 \text{ m}^3 \cdot \text{s}^{-1}$  (à froid  $39 \text{ m}^3 \cdot \text{s}^{-1}$  - cercles) et  $50 \text{ m}^3 \cdot \text{s}^{-1}$  (à froid  $47 \text{ m}^3 \cdot \text{s}^{-1}$  = carrés). Les traits en pointillés symbolisent les vitesses moyennes débitantes dans les accès pour ces deux débits. La vitesse d'air moyenne obtenue à partir de cette méthode correspond ainsi à la vitesse d'air devant être obtenue dans un accès en conditions aérodynamiques normales permettant de s'affranchir du phénomène d'effet cheminée en cas d'incendie.



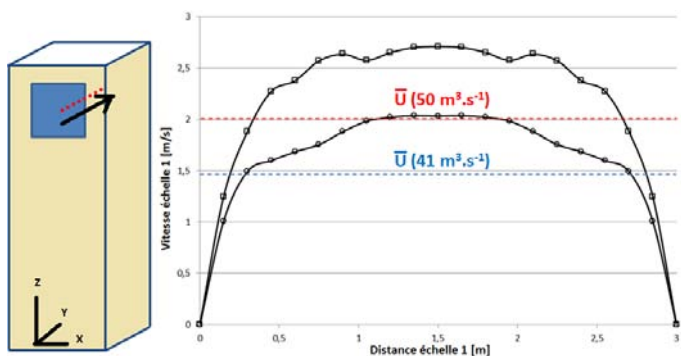


Fig. 5.22: Profils de vitesse dans l'accès pour la configuration 1G.ED.2X, pour des débits d'extraction à chaud de  $41 \text{ m}^3.\text{s}^{-1}$  (○) et de  $51 \text{ m}^3.\text{s}^{-1}$  (○), ainsi que leur vitesse moyenne respective.

Le tableau 5.4 présente, pour tous les scenarii étudiés, les débits critiques et les vitesses moyennes correspondantes dans les accès, à l'échelle réelle. Compte tenu du protocole mis en place, pour chaque cas, un encadrement du débit critique (à chaud) et de la vitesse locale résultante (à froid) est proposé.

n°	Débit critique d'extraction [ $\text{m}^3.\text{s}^{-1}$ ]	Vitesse moyenne locale [ $\text{m}.\text{s}^{-1}$ ]
1D.ED.2X	33 - 41	1,31 - 1,83
12X.ED.2X	60 - 70	1,55 - 1,90
2X.ED.1D	51 - 62	1,56 - 1,97
1G.ED.2X	41 - 51	1,45 - 2,00
1G.ED.1D	23 - 33	1,00 - 1,70
1D.ED.1D	39 - 42	1,42 - 1,90
1D.EX.2X	24 - 36	1,12 - 1,86
1D.BG.2X	28 - 34	1,38 - 1,54

Tab. 5.4: Débits critiques et vitesses moyennes associées dans les accès.

Ainsi, en reprenant le cas défini pour le critère global, la vitesse critique devant être atteinte dans les accès de la station devrait être comprise entre 1,6 et  $1,9 \text{ m}.\text{s}^{-1}$  suivant les hypothèses imposées pour assurer à coup sûr l'inexistence d'effet cheminée dans les accès. Cette dernière pourrait ainsi être prise en compte comme un objectif des systèmes de désenfumage afin de s'affranchir du phénomène d'effet cheminée. Une des limites principales de l'étude est liée au fait de négliger l'impact d'une ventilation initiale de confort sur l'établissement du phénomène d'effet cheminée. En effet, l'étude est basée sur l'hypothèse d'un effet cheminée pré-établi. L'influence de cette condition initiale sur le phénomène d'effet cheminée est étudiée spécifiquement.

## 5.4 Influence d'une ventilation initiale sur l'effet cheminée

Contrairement aux hypothèses fixées dans le reste de l'étude, il s'agit d'étudier les conditions dans lesquelles se met en place le phénomène d'effet cheminée lorsqu'une ventilation initiale de confort est présente. Pour cela, des essais sont réalisés selon un nouveau protocole. Les ventilateurs sont ainsi mis en œuvre en extraction avant de l'allumage du brûleur à gaz. Le débit initial de ventilation utilisé est fixé à  $55 \text{ m}^3 \cdot \text{s}^{-1}$  (échelle réelle et température ambiante), valeur du même ordre de grandeur que les ventilateurs de la RATP en position de confort. Le débit d'extraction est alors progressivement diminué par pas de temps de 15 minutes. L'objectif de ces essais est d'identifier le débit à partir duquel apparaît l'effet cheminée.

Les cas étudiés sont les cas 1D.ED.1D et 1D.EX.2X (Fig. 5.23). Les évolutions des températures relatives relevées relativement à l'évolution des débits extraits sont données dans la figure 5.24.

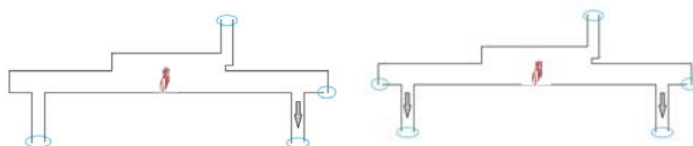


Fig. 5.23: Schématisation des cas 1D.ED.1D et 1D.EX.2X.

Pour les deux cas étudiés, le comportement de la température relative suit une tendance globalement identique. Dans une première phase, la température dans l'accès est égale à la température ambiante. Cette situation n'évolue pas tant que le débit extrait n'atteint pas une valeur critique pour laquelle **la température relevée dans l'accès augmente brutalement**. Ceci traduit l'apparition des remontées d'air chaud dans les accès caractéristiques du **phénomène d'effet cheminée**. Des encadrements des débits critiques définissant l'apparition de l'effet cheminée sont donnés dans le tableau 5.4. Ces derniers sont mis en regard des débits critiques de disparition relevés précédemment.

Cas	Débit critique de disparition	Débit critique d'apparition
1D.ED.1D	30 - 40	30 - 20
1D.EX.2X.4	24 - 36	26 - 14

Tab. 5.5: Débits critiques d'apparition et de disparitions de l'effet cheminée pour les cas 1D.ED.1D et 1D.EX.2X.

Le premier constat est que, pour les cas étudiés, le débit critique d'apparition est moins élevé que le débit critique de disparition (environ 30 % plus faible). **Il semble donc plus facile d'empêcher l'apparition du phénomène d'effet cheminée que de faire disparaître ce dernier lorsque celui-ci est établi**. Cette conclusion se traduit de manière

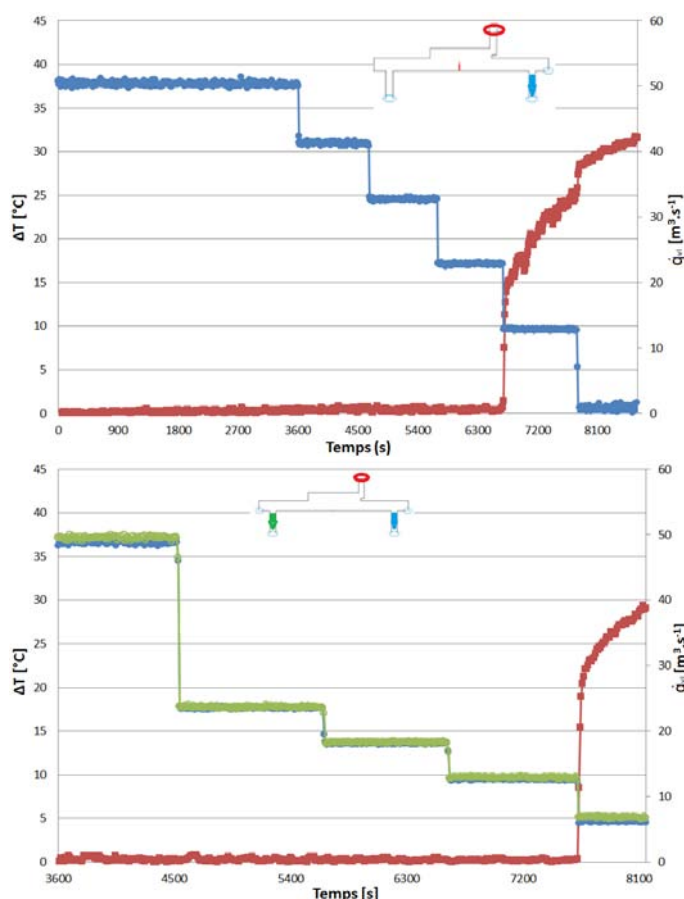


Fig. 5.24: Evolution temporelle des différences de température en fonction du débit d'extraction pour l'apparition de l'effet cheminée.

opérationnelle de deux manières. Premièrement, en situation d'incendie, plus le temps de mise en œuvre du désenfumage est faible, moins le phénomène d'effet cheminée aura tendance à apparaître. Deuxièmement, la présence d'une ventilation de confort permanente constitue une situation favorable au regard de la problématique du phénomène étudié. Celle-ci tend à s'opposer à l'apparition des remontées de fumées dans les accès.

## 5.5 Conclusion du chapitre

Ce chapitre avait pour premier objectif de confronter les tendances observées sur la maquette COMETH aux résultats obtenus sur la maquette RATP. Pour cela, les deux dispositifs basés sur deux similitudes différentes ont été comparés. De bonnes similitudes des phénomènes physiques aux limites ont été observées, tels que les évolutions des

températures relatives dans les accès, les remontées d'air chaud dans ces derniers lors de la première phase, des valeurs des débits critiques similaires.

L'étude s'est ensuite attachée à analyser, sur le dispositif de la maquette RATP, l'influence de différents facteurs influents mis en évidence sur le maquette COMETH, sur la disparition du phénomène d'effet cheminée en identifiant notamment les débits critiques relatifs aux différents scénarii étudiés.

Cette démarche, basée sur une situation dans laquelle l'effet cheminée est initialement établi, a permis de dégager certains constats du point de vue de l'analyse des risques associés à la problématique de l'effet cheminée.

Un critère global adossé aux débits critiques et un critère local basé sur la vitesse d'air dans les accès de la station ont ainsi pu être définis. Les valeurs de débits et de vitesses restant dépendantes des hypothèses prises en compte, et des configurations testées.



## Conclusions et perspectives

**A**MÉLIORER LA compréhension des phénomènes physiques régissant les écoulements internes à une station de métropolitain, soumise à un incendie de 5 MW en son sein sous l'influence d'une ventilation mécanique était l'objectif de cette étude. Comprendre les mécanismes afin de sauvegarder les accès passagers de toute remontée de fumées, favorisant ainsi l'évacuation du public, en était la principale finalité.

A travers cette thèse, nous avons tenté de comprendre le rôle de certains paramètres sur les écoulements internes à une station de métropolitain aussi bien de manière expérimentale que numérique. Une étude bibliographique a été initialement menée et a permis de mettre place la maquette COMETH basée sur le rapport de quantité de mouvement  $r$  afin d'étudier finement la confrontation entre un jet chaud et un écoulement traversier. Parallèlement, une étude paramétrique a été menée sur la seconde maquette RATP à échelle  $1/30^{ème}$  basée sur le nombre de  $Fr$ , représentant une station de métropolitain soumise à une situation d'incendie réel (flamme de pré-mélange). Enfin, un code de calcul maison de type LES a servi d'outil numérique pour réaliser des simulations complémentaires sur la maquette COMETH.

A partir de ces deux approches, numérique et expérimentale, nous avons pu mettre en exergue quatre résultats principaux.

Tout d'abord, nous avons montré que lorsqu'une différence de hauteur entre la station (sans accès) et les tunnels existe ( $H/H_0 \geq 2$ ), la hauteur sous plafond n'a pas d'influence sur l'organisation des écoulements internes à la station ni sur l'inclinaison du jet.

Pour une différence de hauteur station/tunnel constante et sans la présence d'accès, l'inclinaison du jet chaud est uniquement dépendante du débit d'extraction. Lorsque ce dernier augmente, il y a une diminution du facteur  $r$  et, conformément à l'étude bibliographique, l'inclinaison du jet devient plus importante.

La présence des accès sur le plafond de la station entraîne une grande modification des écoulements internes à la station, par rapport au cas sans accès pour un débit d'extraction fixe et une injection identique ( $r_{global}$  constant). En effet, en présence **d'un unique accès** en amont ou en aval de l'injection d'air chaud, la position de ce dernier engendre une organisation des écoulements internes différente mais les écoulements dans les accès sont identiques (sens et « intensité »). Pour les cas à **deux accès** et pour différentes valeurs du facteur  $r_{global}$ , trois régimes ont été mis en évidence. Ils se traduisent par des effets cheminée dans les 2 accès, ou par des entrées d'air froid par les 2 accès ou par un régime présentant un effet cheminée et une entrée d'air frais.

Enfin pour une configuration à 2 accès et pour un  $r_{global} = 8,1$ , nous avons mis en évidence l'influence primordiale des pertes de charge dans le tunnel amont. Elles sont modulées par l'application d'un milieu poreux à l'extrémité de ce dernier. Il apparaît alors que l'augmentation du coefficient  $\alpha$ , caractérisant le milieu poreux, entraîne une diminution des écoulements d'air frais entrant par le tunnel amont. Cette réduction engendre alors un redressement du jet et un changement des écoulements dans les accès passant progressivement d'une contamination thermique présente dans les deux accès à une entrée d'air frais importante par ces derniers.

Aux vues de ces analyses, il en résulte que tous ces paramètres sont couplés. Ils tendent alors à augmenter la difficulté de compréhension du développement des écoulements dans la station et notamment pour la constitution d'un critère de désenfumage unique. En effet, pour une inclinaison du jet donnée, nous pouvons avoir plusieurs configurations, fonction du débit d'extraction, des accès (nombre, position), des pertes de charge, ...

L'étude de l'influence de ces paramètres sur le développement des écoulements dans une maquette représentative d'une station de métropolitain, maquette RATP a été faite. Cela a permis de souligner une bonne corrélation avec les observations réalisées précédemment. En effet, nous avons mis en relief les différents régimes d'écoulements dans les accès suivant le débit d'extraction, ainsi que l'influence non négligeable des pertes de charges réseaux (dans les tunnels) sur les écoulements présents au sein des accès. Ceci permet donc d'étendre les tendances relevées sur la maquette COMETH vers une station de métropolitain et vers la praticabilité des itinéraires d'évacuation.

Il aurait été intéressant de pouvoir instrumenter en capteurs micro-manométriques les parois des accès afin d'obtenir expérimentalement les pressions dans la veine. Cette étude pourrait constituer un atout dans les phases transitoires, lors de la mise en place de l'« effet cheminée » et lorsque ce phénomène est contré. De plus, une étude plus étoffée du couplage pertes de charge/ $r_{global}$  pour le cas 2 accès pourrait permettre potentiellement de déterminer une relation entre ces deux paramètres et les écoulements dans les accès.

Une étude d'un cas test maquette retranscrit à l'échelle 1 dans une station réelle très proche de celle étudiée pourrait s'avérer être très intéressante notamment pour voir si des rapprochements entre les constantes de temps peuvent être mises en avant. Ceci permettrait une étude ciblée des phénomènes transitoires au sein des maquettes et l'extrapolation de ces résultats à l'échelle 1.

## Bibliographie

- [1] GOUVERNEMENT. *Arrêté du 24 décembre 2007 portant approbation des règles de sécurité contre les risques d'incendie et de panique dans les gares - nor : loce0804299a - ga 28 - disposition générales relatives au désenfumage des gares*. legifrance.gouv.fr, JORF n°0090 du 16 avril 2008 :page 6310–texte n° 10, 2008.
- [2] RATP. *Entité Ventilation Désenfumage - Note CGS USI 14772 - Définition du contexte et de la problématique*. RATP, 2011.
- [3] P. DEBERTEIX. *Etude 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, Mai 2000.
- [4] S. GAILLOT. *Etude thermo-aéraulique 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, Juillet 2005.
- [5] MINISTÈRE. *Bureau d'enquête sur les accidents de transport terrestre - Rapport d'enquête technique sur l'incendie de deux rames de métropolitain à la station Simplon survenu le 6 août 2005*. Ministère des transports de l'équipement du tourisme et de la mer, 2006.
- [6] R. BELLANGER, D. COUTON, F. PLOURDE, J. L. THUAULT. *Etude expérimentale et numérique des mouvements de fumées en station sous l'influence d'une ventilation de type longitudinal - Contrat n° 781882*. Rapport final RATP, 2009.
- [7] E. BLANCHARD, P. BOULET, S. DESANGHERE, E. C. ET AL. *Experimental and numerical study of fire in a midscale test tunnel*. Fire Safety Journal, Vol. 47 :pp. 18–31, 2001.
- [8] H. INGASON, Y. Z. LI. *Model scale tunnel fire tests with longitudinal ventilation*. Fire Safety Journal, Vol. 45 :pp. 371–384, 2010.
- [9] O. VAUQUELIN. *Experimental simulations of fire-induced smoke control in tunnels using an "air-helium reduced scale model" : Principle and limitations and results and future*. Tunnelling and Underground Space Technology, Vol. 23 :pp. 171–178, 2007.



- [10] D. RUSCH, L. BLUM, A. MOSER, T. ROESGEN. *Turbulence model for fire simulation by CFD and experimental investigation of a hot jet in crossflow*. Fire Safety Journal, Vol. 43 :pp. 429–441, 2008.
- [11] A. O. M. MAHMOUD, J. BOUSLIMI, R. B. MAAD. *Experimental study of the effects of thermal plume entrainment mode on the flow structure : Application to fire*. Fire Safety Journal, Vol. 44 :pp. 475–486, 2009.
- [12] T. NAFFOUTI, J. ZINOUBI, R. B. MAAD. *Experimental characterization of a free thermal plume and in interaction with its material environment*. Applied Thermal Engineering, Vol. 30 :pp. 1632–1643, 2010.
- [13] K. ICHIMIYA, T. ABE. *Impingement heat tranfer of thermal plume on the upper wall*. International Journal of Heat and Mass Transfer, Vol. 46 :pp. 3521–3528, 2003.
- [14] C. LUCCHESI. *Etude du mouvement d'un fluide de faible masse volumique entre deux compartiments reliés par une ouverture de type porte : Application à la propagation de la fumée d'incendie*. Thèse de doctorat, Université Aix-Marseille, Janvier 2009.
- [15] A. O. NGONDIEP. *Etude expérimentale des régimes de ventilation générés par une source de gaz chaud dans une enceinte ventilée*. Thèse de doctorat, Université de Rouen, Novembre 2012.
- [16] N. YUCEL, M. I. BERBEROGLU, S. KARAASLAN, N. DINLER. *Experimental and numerical simulation of fire in a scaled underground station*. World Academie of Science and Engineering and Technology, Vol. 40 :pp. 309–314, 2008.
- [17] E. RECKER, W. BOSSCHAERTS, R. WAGEMAKERS, P. H. ET AL. *Experimental study of a round jet in cross-flow at low momentum ratio*. 15th Int. Symp on Applications of laser techniques to fluid Mechanics, 2010.
- [18] J. BLAISE. *Influence de la géométrie d'une source thermique sur le développement du panache*. Thèse de doctorat, Université de Nancy, 2008.
- [19] J. ZINOUBI, R. B. MAAD, A. BELGHITH. *Experimental study of the resulting flow of plume-thermosiphon interaction : appliication to cheminey problems*. Applied Thermal Engineering, Vol. 25 :pp. 533–544, 2005.
- [20] W. K. CHOW. *Experimental studies on fire engineering systems for non-industrial work-places*. 2006.
- [21] F. CHEN, S. GUO, H. CHUAY, S. CHIEN. *Smoke control of fires in subway stations*. Theoretical and Computational Fluid Dynamics, Vol. 16 :pp. 349 – 368, 2003.
- [22] N. M. SAID, S. HABLI, H. MHIRI, H. B. ET AL. *Flow field measurement in a crossflowing elevated jet*. J. Fluid Eng., Vol. 129 and Num. 5 :pp. 551–562, 2006.
- [23] B. R. MORTON, A. IBBETSON. *Jets deflected in a crossflow*. Experimental Thermal and Fluid Science, Vol. 12 :112–133, 1996.
- [24] J. U. SHLÜTER, T. SCHÖNFELD. *LES of jets in crossflow and its application to a gas turbine burner*. Flow and Turbulence and Combustion, Vol. 65 :177–203, 2000.
- [25] G. LALIZEL, Q. SULTAN, M. FENOT, E. DORIGNAC. *Experimental convective heat transfer characterization of pulsating jet in cross flow : influence of Strouhal number excitation on film cooling effectiveness*. Journal of Physics : Conference Series, Vol. 395 and Num. 012043 :6th European Thermal Sciences Conference, 2012.

- 
- [26] T. CAMBONIE, N. GAUTIER, J. L. AIDER. *Experimental study of counter-rotating vortex pair trajectories induced by a round jet in cross-flow at low velocity ratios*. Experiments in fluids, Vol. 56 :pp. 41275, 2013.
- [27] H. KOLLA, R. W. GROUT, A. G. ET J. H. CHEN. *Mechanisms of flame stabilization and blowout in a reacting turbulent hydrogen jet in cross-flow*. Combustion and Flame, Vol. 159 :2755–2766, 2012.
- [28] S. KAWAI, S. K. LELE. *Mechanisms of jet mixing in a supersonic crossflow : a study using large-eddy simulation*. Center of turbulent Reserch, Annual Research Briefs, 2007.
- [29] J. D. HOLDEMAN. *Mixing of multiple jets with a confne subsonic crossflow*. Prog. Energy Combust. Sci., Vol. 19 :pp. 31–70, 1993.
- [30] N. CLERX, C. W. M. V. DER GELD, J. G. M. KUERTEN. *Turbulent stresses in a direct contact condensation jet in cross-flow in a duct with implications for particle break-up*. International Journal of Heat and Mass Transfer, Vol. 66 :684–694, 2013.
- [31] RUNDSTRÖM, MOSHFEGH. *Large-eddy simulation of an impinging jet in a cross-flow on a heated wall-mounted cube*. International Journal of heat and mass transfer, Vol. 52 :pp. 921–931, 2009.
- [32] J. ANDREOPOULOS, W. RODI. *Experimental investigations of jets in a crossflow*. Journal of Fluid Mechanics, Vol. 138 :pp. 93–127, 1984.
- [33] L. E. BRIZZI. *Contribution à l'étude de l'instabilité générée par un jet cylindrique débouchant perpendiculairement à un écoulement transversal*. Thèse de doctorat, Université de Poitiers, Décembre 1994.
- [34] R. J. MARGASON. *Fifty years of the jet in cross flow research*. AGARD Conference Proceedings, Vol. 534, 1993.
- [35] Y. KAMATONI, I. GREBER. *Experiments on a turbulent jet in a cross flow*. Nasa Contractor Report, NASA CR-72893, 1971.
- [36] M. A. PATRICK. *Experimental investigation of the mixing and penetration of a round turbulent jet injected perpendicularly into a transverse stream*. Trans. Institute of Chemical Engineers, Vol. 45, 1967.
- [37] R. FERAN, R. P. WESTON. *Vorticity associated with a jet in a cross flow*. AIAA Journal, Vol. 12 :1666–1671, 1974.
- [38] B. D. PRATTE, W. D. BAINES. *Profiles of the round turbulent jet in a cross flow*. Journal of the Hydraulcs Division Proceedings of the ASCE, Vol. 92 :pp. 53–64, 1967.
- [39] E. F. HASSELBRINK, M. G. MUNGAL. *An analysis of the time-averaged properties of the far field of the transverse jet*. AIAA 34th Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, Vol. 96-0201, 1996.
- [40] F. P. RICOU, D. B. SPALDING. *Measurements of entrainment by axisymmetrical turbulent jets*. J. Fluid Mech., Vol. 11 :pp. 21–32, 1961.
- [41] B. A. HAVEN, M. KUROSAKA. *Kidney and anti-kidney vortices in crossflow jets*. J. Fluid Mech., Vol. 352 :pp. 27–64, 1997.
- [42] T. H. NEW, T. T. LIM, S. C. LUO. *Effects of jet velocity profiles on a round jet in cross-flow*. Experiments in Fluids, Vol. 40 :pp. 859–875, 2006.

- [43] S. MUPPIDI. *Study of trajectories of jets in crossflow using direct numerical simulations*. J. Fluid Mechanics, Vol. 50 :pp. 88–100, 2005.
- [44] S. MUPPIDI, K. MAHESH. *Direct numerical simulation of round turbulent jets in cross-flow*. J. Fluid Mech., Vol. 574 :pp. 59–84, 2007.
- [45] L. K. SU, M. G. MUNGAL. *Simultaneous measurements of scalar and velocity field evolution in turbulent crossflowing jets*. J. Fluid Mech., Vol. 513 :pp. 1–45, 2004.
- [46] Y. KAMATONI, I. GREBER. *Experiments on confined turbulent jets in a cross flow*. Nasa Contractor Report, NASA CR-2392, 1974.
- [47] S. ROUX. *Contribution expérimentale à l'aérothermique d'un jet en impact forcé acoustiquement*. Thèse de doctorat, Université de Poitiers, août 2011.
- [48] T. F. FRIC, A. ROSHKO. *Vortical structure in the wake of a transverse jet*. J. Fluid Mech., Vol. 279 :pp. 1–47, 1994.
- [49] R. M. KELSO, T. T. LIM, A. E. PERRY. *An experimental study of round jets in cross-flow*. J. Fluid Mech., Vol. 306 :pp. 111–144, 1996.
- [50] A. SAU, T. W. H. SHEU, R. R. HWANG, W. C. YANG. *Three-dimensional simulation of square jets in cross-flow*. Physical Review E, Vol. 69 - 066302 :pp. 1–20, 2004.
- [51] A. RIVERO, J. A. FERRÉ, F. GIRALT. *Organized motions in a jet in crossflow*. J. Fluid Mech., Vol. 444 :pp. 117–149, 2001.
- [52] S. MEGERIAN, J. DAVITIAN, L. S. DE B. ALVES, A. R. KARAGOZIAN. *Transverse-jet shear-layer instabilities. part 1. Experimental studies*. J. Fluid. Mech., Vol. 593 :pp. 93–129, 2007.
- [53] T. T. LIM, T. H. NEW, S. C. LUO. *On the development of large-scale structures of a jet normal to cross flow*. Physics of fluids, Vol. 13 and Num. 3 :pp. 770–775, 2001.
- [54] S. H. SMITH, M. G. MUNGAL. *Mixing, structure and scaling of the jet in crossflow*. J. Fluid. Mech., Vol. 357 :pp. 83–122, 1998.
- [55] H. M. MCMAHON, D. D. HESTER, J. G. PALFERY. *Vortex shedding from a turbulent jet in cross-wind*. J. Fluid Mech., Vol. 48 and Part. 1 :pp. 73–80, 1971.
- [56] P. GAJAN, L. GICQUEL, C. PRIÈRE, A. STRZELECKI. *Etude numérique et expérimentale d'une zone de dilution d'une chambre à faible émission polluante*. 1st Workshop INCA, pages pp. 95–112, 2005.
- [57] AFNOR. NF X 10-120 - *Mesure de débit des fluides au moyen de diaphragme, tuyères et tubes de venturi*. Association Française de Normalisation - AFNOR, 1971.
- [58] D. SAKAY. *Contribution à la caractérisation expérimentale des transferts couplés en écoulement turbulent en conduite horizontale avec ou sans condensation*. Thèse de doctorat, ENSMA/Université de Poitiers, Décembre 2014.
- [59] C. CORANARO, A. S. FLEISCHER, R. J. GOLDSTEIN. *Flow visualization of a round jet impinging on cylindrical surfaces*. Experimental thermal and fluid science, Vol. 20 :pp. 66–78, 1999.
- [60] A. ASH. *Quantitative imaging of multi-component turbulent jets*. Thèse de doctorat, Université de Victoria - Canada, 2012.

- [61] M. BOIRLAUD, D. COUTON, F. PLOURDE. *Direct numerical simulation of the turbulent wake behind a heated cylinder*. Int. Journal of Heat and Fluid Flow, Vol. 38 :pp. 82–93, 2012.
- [62] M. V. PHAM. *Analyse expérimentale : simulation directe et des grandes échelles d'un panache thermique tridimensionnel en rotation*. Thèse de doctorat, Université de Poitiers, 2005.
- [63] M. H. HOANG. *Analyse des mécanismes turbulents au sein d'un écoulement anisotherme entre parois ondulées - influence sur le transfert thermique*. Thèse de doctorat, Université de Poitiers, 2009.
- [64] J. ZHOU, R. J. ADRIAN, S. BALACHANDAR, T. M. KENDALL. *Mechanisms for generating coherent packets of hairpin vortices in channel flow*. J. Fluid Mech., 1999.
- [65] P. Z. GAO, S. L. LIU, W. K. CHOW, N. K. FONG. *Large eddy simulations for studying tunnel smoke ventilation*. Tunnelling and Underground Space Technology, Vol. 19 :pp. 577–586, 2004.
- [66] P. H. THOMAS. *The movement of buoyant fluid against a stream and the venting of underground fires*. Fire Research Note, Vol. 351, 1958.
- [67] M. BOIRLAUD. *Contribution à l'étude de la convection mixte en régime turbulent*. Thèse de doctorat, ENSMA/Université de Poitiers, Octobre 2012.
- [68] F. PLOURDE, M. V. PHAM, K. S. D. ET AL. *Direct numerical simulations of a rapidly expanding thermal plume : structure and entrainment interaction*. J. Fluid Mech., Vol. 604 :pp. 99–123, 2008.
- [69] A. FAVRE. *Equation des gaz turbulents compressibles*. Journal de Mécanique, Vol. 4 :pp. 361–421, 1965.
- [70] J. H. SILESTRINI, E. LAMBALLAIS, M. LESIEUR. *Spectral-dynamic model for free and wall shear flows*. J. Int. J. Heat and Fluid Flow, Vol. 19 :pp. 492–504, 1998.
- [71] M. LESIEUR, O. MÉTAIS. *New trend in large-eddy simulation of turbulence*. Annu. Rev. Fluid. Mech., Vol. 28 :pp. 45–82, 1996.
- [72] Y. ZANG, R. L. STREET, J. R. KOSEFF. *A dynamic mixed subgrid-scale model and its application to turbulent recirculating flows*. Phys. Fluids A, Vol. 5 :pp. 31686–3196, 1993.
- [73] B. VREMAN, B. GEURTS, H. KUERTEN. *On the formulation of the dynamic mixed subgrid-scale model*. Phys. Fluids A, Vol. 6 :pp. 4057–4059, 1994.
- [74] S. H. PENG, L. DAVIDSON. *On a subgrid-scale heat flux model for large eddy simulation of turbulent thermal flow*. International Journal of heat and mass transfer, Vol. 45 :pp. 1393–1405, 2002.
- [75] R. J. M. BASTIAANS, C. C. M. RINDT, F. T. M. N. ET AL. *Direct and large-eddy simulation of the transition of two-and three-dimensional plane plumes in a confined enclosure*. International Journal of Heat and Mass Transfer, Vol. 43 :pp. 2375–2393, 2000.
- [76] M. V. PHAM, F. PLOURDE, S. K. DOAN, S. BALACHANDAR. *Large-eddy simulation of a pure thermal plume under rotating conditions*. tome Vol. 18. 2006.

- [77] T. AKIYAMA, K. YAMAMOTO, K. D. SQUIRES, K. HISHIDA. *Simulation and measurement of flow and heat transfer in two planar impinging jets*. Int. Journal of Heat and Fluid Flow, Vol. 26 :pp. 244–255, 2005.
- [78] J. SMAGORINSKY. *General circulation experiments with the primitive equations*. Monthly Weather Review, Vol. 91 :pp. 99–164, 1963.
- [79] P. MOIN, K. SQUIRES, W. CABOT, S. LEE. *A dynamic subgrid-scale model for compressible turbulence and scalar transport*. Phys. Fluids A, Vol. 3 :pp. 2746–2757, 1991.
- [80] L. L. NG, G. ELLEBACHER. *Secondary instabilities in compressible boundary layers*. Phys. Fluids A, Vol. 4 :pp. 710–726, 1992.
- [81] M. LESIEUR, P. COMTE. *Favre filtering and macro-temperature in large-eddy simulations of compressible turbulence*. C. R. Acad. Sci. Paris, Vol. IIb :pp. 363–368, 2001.
- [82] J. KIM, P. MOIN. *Application of a fractional-step method to incompressible Navier-Stokes equations*. J. Comp. Phys., Vol. 59 :pp. 308–323, 1985.
- [83] R. W. HOCKNEY. *A fast direct solution of Poisson's equation using Fourier analysis*. J. of the Association for Computing Machinery, Vol. 12 :pp. 95–113, 1965.
- [84] P. N. SWARZTRAUBER, R. A. SWEET. *Vector and parallel methods for the direct solution of Poisson's equation*. J. of Computational and Applied Mathematics, Vol. 27 :pp. 241–263, 1989.
- [85] E. BRAVERMAN, M. ISRAELI, A. AVERBUS. *A fast spectral solver for 3D Helmholtz equation*. SIAM J. Sci. Comput., Vol. 20, 1999.

# ANNEXES

## A.1 Code de calcul

La résolution numérique des écoulements proposés a été réalisée à partir d'un outil numérique développé au sein de l'équipe et qui a fait l'objet d'une validation quantitative dans les écoulements non isothermes comme les écoulements de panache thermique turbulent [68], de refroidissement convectif [63] voire encore d'écoulements pilotés par des transferts mixtes [61]. Sans détailler l'intégralité des procédures numériques mises en jeu, les principes de base des techniques numériques sont rappelées par la suite.

Le système d'équations considéré est constitué des équations de NAVIER STOKES, correspondant à la conservation des quantités de mouvement en y ajoutant la conservation de la masse et celle de l'énergie. Les hypothèses de base retenues assurent que l'air s'assimile à un gaz parfait dilatable dans une formation à faible nombre de **Mach** et le système d'équations à considérer s'écrit :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial t}(\rho U) + \frac{\partial}{\partial t}(\rho V) + \frac{\partial}{\partial t}(\rho W) = 0 \quad (0.1)$$

$$\rho \frac{\partial U}{\partial t} + \rho U \frac{\partial U}{\partial x} + \rho V \frac{\partial U}{\partial y} + \rho W \frac{\partial U}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + \nabla \cdot \sigma + (\rho - \rho_0)g \quad (0.2)$$

Pour la prise en compte de la turbulence, le modèle aux grandes échelles (LES) a été retenu.

### A.1.1 Simulation des grandes échelles

La méthode LES permet de résoudre les grosses structures énergétiques de l'écoulement et de modéliser les structures de dissipation (échelles les plus petites). En fait, la LES repose sur le fait que les structures dissipatrices sont relativement universelles, c'est à dire qu'elles ne dépendent pas de l'écoulement proprement dit, contrairement aux grosses structures qui restent fortement dépendantes de l'organisation de l'écoulement. La séparation entre les grosses structures et les plus petites structures s'effectue par l'intermédiaire d'une opération de filtrage. Le filtre est représenté mathématiquement dans l'espace physique comme un produit de convolution s'écrivant :

$$\bar{f}(\mathbf{x}) = \int_D f(\mathbf{x}') G(\mathbf{x} - \mathbf{x}') d\mathbf{x}' \quad (0.3)$$

où  $G(\mathbf{x})$  représente la fonction de filtrage et  $f(\mathbf{x})$  est la fonction à filtrer sur le domaine  $D$ . Cette opération de filtrage permet de séparer les quantités correspondantes aux grandes structures  $\bar{f}(\mathbf{x})$  et celles liées aux petites structures  $f'(\mathbf{x})$  avec :

$$f(\mathbf{x}) = \bar{f}(\mathbf{x}) + f'(\mathbf{x}) \quad (0.4)$$

Le choix du filtre spatial est intrinsèquement dépendant de la méthode de résolution numérique utilisée. Dans le cas d'un schéma basé sur la méthode des différences finies appliquées à l'espace physique, ce qui correspond au schéma employé dans le cadre de ce travail, le filtrage est généralement associé à un filtre de type boîte, c'est-à-dire que

la valeur au nœud est le résultat d'une intégration sur une maille élémentaire correspondante. La forme de ce filtre est explicitée ci-dessous pour une longueur de coupure  $\bar{\Delta}$  :

$$G(\mathbf{x} - \mathbf{x}') = \begin{cases} \frac{1}{\bar{\Delta}} & \text{si } (\mathbf{u} - \mathbf{u}') \leq \frac{\bar{\Delta}}{2} \\ 0 & \text{sinon} \end{cases} \quad (0.5)$$

Le filtrage est directement et implicitement réalisé par l'intermédiaire du maillage utilisé. L'ensemble des grosses structures de la taille strictement supérieure à la taille de la maille  $\bar{\Delta}$  est donc calculé à partir des équations de conservation discrétisées sur l'ensemble du maillage.

Les équations sont donc obtenues en appliquant un filtre spatial aux équations adimensionnelles. Souhaitant prendre en compte la variation de la masse volumique au sein d'un écoulement de convection naturelle, la décomposition de FAVRE [69]  $\tilde{f} = \frac{\bar{\rho}f}{\bar{\rho}}$  a été également appliquée. En prenant en compte cette décomposition, les équations filtrées s'écrivent finalement :

$$\frac{D\bar{\rho}}{Dt} + \bar{\rho}\nabla \cdot \tilde{\mathbf{u}} = 0 \quad (0.6)$$

$$\bar{\rho} \frac{D\tilde{\mathbf{u}}}{Dt} = -\nabla \bar{p}' - (\bar{\rho} - \rho_0)g + \nabla \cdot \tilde{\boldsymbol{\sigma}} - \nabla \cdot \boldsymbol{\tau} \quad (0.7)$$

$$\bar{\rho} \frac{D\tilde{T}}{Dt} = \nabla \cdot \left( \frac{\mu}{\text{Pr}} \nabla \tilde{T} \right) - \nabla \cdot \mathbf{h} \quad (0.8)$$

$$\bar{p}_0 = \bar{\rho}\tilde{T} \quad (0.9)$$

Cette opération de filtrage fait apparaître des termes non-linéaires dénommés tenseur des contraintes de sous-maille  $\boldsymbol{\tau}$  et flux thermique de sous-maille  $\mathbf{h}$ , qui s'écrivent :

$$\boldsymbol{\tau} = \bar{\rho}(u_i u_j - \tilde{u}_i \tilde{u}_j) \quad (0.10)$$

$$\mathbf{h} = \bar{\rho}(u_i T - \tilde{u}_i \tilde{T}) \quad (0.11)$$

Les termes de sous-maille dynamique et thermique doivent donc être modélisés afin de pouvoir résoudre l'ensemble des équations et cette fermeture fait intervenir une multitude de variantes possibles concernant leur choix.

### Modèles de sous-maille

Les modèles de sous-maille ont été développés principalement à partir d'écoulements turbulents homogènes et isotropes. Ces modèles sont à la fois appliqués sur des discrétisations spatiale et spectrale [70, 71] alors que des modèles basés sur des échelles mixtes ont été développés sur différents écoulements [72, 73]. Parmi tous les modèles,



PENG & DAVIDSON [74] ont constaté que le modèle de SMAGORINSKY dynamique est plus adapté pour un écoulement nonisotherme en cavité chauffée différentielle. BASTIAANS *et al.* [75] ont également confirmé la performance de ce type de modèle de sous-maille dans le cas d'un panache plan en milieu confiné. De plus, plusieurs travaux se sont intéressés à utiliser la modélisation dite dynamique pour des écoulements nonisothermes [76], comme par exemple celui d'un jet chaud [77]. Pour l'ensemble de ces raisons, notre étude a pris en compte le modèle de SMAGORINSKY ainsi que des procédures dynamiques.

### Modèle de SMAGORINSKY

Pour un écoulement incompressible, la partie anisotropique  $\tau_{ij,j \neq i}$  du tenseur de sous-maille est modélisée en utilisant le modèle SMAGORINSKY [78], la partie isotropique  $\tau_{kk}$  étant intégrée dans le terme de la pression modifiée. Pour un écoulement compressible, la partie isotropique est modélisée [79]. En effet, en présence d'écoulements à faible nombre de Mach de sous-maille ( $\gamma M_{sm}^2 \leq 1$ ), la partie isotropique  $\tau_{kk}$  peut être négligée par rapport à la pression thermodynamique [80, 81] alors que dans le cas d'un écoulement faiblement compressible ( $M \geq 1$ ), le tenseur de sous-maille peut être modélisé de la façon suivante :

$$\tau_{ij}^d = \tau_{ij} - \frac{1}{3} \delta_{ij} \tau_{kk} = -2\mu_t \widetilde{S}_{ij} \quad (0.12)$$

avec :

$$\mu_t = \bar{\rho} C_s^2 \Delta^2 |\widetilde{S}| \quad \text{et} \quad |\widetilde{S}| = \sqrt{2 \widetilde{S}_{ij} \widetilde{S}_{ij}} \quad (0.13)$$

$$\widetilde{S}_{ij} = \frac{1}{2} \left( \frac{\partial \widetilde{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \widetilde{u}_j}{\partial x_i} \right) - \frac{1}{3} \delta_{ij} \frac{\partial \widetilde{u}_k}{\partial x_k} \quad \text{et} \quad \Delta = (\Delta x \Delta y \Delta z)^{1/3} \quad (0.14)$$

De manière analogue, le flux de chaleur de sous-maille se modélise :

$$h_j = -\frac{\mu_t}{Pr_t} \frac{\partial \widetilde{T}}{\partial x_j} \quad (0.15)$$

Ce modèle est très largement utilisé, en partie à cause de sa simplicité de mise en œuvre. Néanmoins, il nécessite la détermination d'une constante  $C_s$  reliant directement la valeur de la viscosité turbulente au tenseur de la vitesse. Sa valeur est généralement comprise entre 0,1 et 0,21 en supposant l'équilibre entre la production et la dissipation pour une turbulence homogène et isotrope. En présence d'un écoulement nonisotherme, il est également nécessaire d'estimer une valeur pour  $Pr_t$ .

## A.1.2 Résolution numérique

### Discretisation spatiale et temporelle

Le schéma s'organise en deux étapes dites de prédiction et de correction. Afin de passer de l'instant  $n$  à l'instant  $n+1$ , les différentes procédures au cours des 2 étapes se

résumé :

**a) Procédure au cours de l'étape de prédiction (n) à (+)**

- 1) A partir des variables de l'écoulement à l'instant n estimation de  $\left. \frac{\partial T}{\partial t} \right|^n$  et  $\left. \frac{\partial \rho}{\partial t} \right|^n$ .
- 2) Prédiction de la densité  $\rho^+$  et de la température  $T^+$
- 3) Détermination des vitesses intermédiaires à partir des équations de conservation de quantité de mouvement sans prendre en compte la contribution de la pression [82] :

$$\frac{\rho^+ \widehat{u} - \rho^n u^n}{\Delta t} = \frac{3}{2} F^n - \frac{1}{2} F^{n-1} \quad (0.16)$$

avec

$$F = -\rho(u \cdot \nabla)u - (\rho - \rho_0)g + \nabla \cdot \sigma \quad (0.17)$$

- 4) Recherche de la pression dynamique à partir de l'équation de Poisson :

$$\nabla^2 p'^+ = \frac{1}{\Delta t} \left[ \nabla \cdot (\rho^+ \widehat{u}) + \frac{\partial \rho}{\partial t} \right]^+ \quad \text{avec} \quad \left. \frac{\partial \rho}{\partial t} \right|^+ = \frac{1}{2\Delta t} (3\rho^+ - 4\rho^n + \rho^{n-1}) \quad (0.18)$$

- 5) Prédiction de la vitesse à partir du champ de pression obtenu :

$$\frac{\rho^+ u^+ - \rho^+ \widehat{u}}{\Delta t} = -\nabla p'^+ \quad (0.19)$$

**b) Procédure de correction au cours de l'étape (+) à (n+1)**

Les procédures précédentes sont appliquées à nouveau pour avancer en temps la résolution de (+) à (n+1).

### A.1.3 Problème de Poisson et parallélisation

L'une des parties les plus coûteuses en temps de calcul pour un calcul incompressible ou faiblement compressible est la résolution de l'équation de POISSON, permettant d'accéder au champ de pression. Supposons l'équation de POISSON appliquée à un domaine tridimensionnel avec un nombre de points suivant chaque direction de discrétisation égal à  $N$ . La méthode de discrétisation impose alors un système linéaire de  $N^3 \times N^3$  points à résoudre, dont la résolution avec une méthode directe de GAUSS nécessite un ordre  $O(N^6)$  d'opérations. Il est pratiquement impossible d'utiliser ce type de méthode pour des raisons de temps de calcul et des méthodes itératives moins « gourmandes » en calcul sont généralement préférées. Par exemple, la méthode de GAUSS-SEIDEL offre un nombre d'opérations de l'ordre  $O(N^6 \log \epsilon)$  alors que le coût d'un gradient conjugué s'élève à  $O(N^{9/2} \log \epsilon)$ . La méthode de type « multi-grid » permet de diminuer le nombre d'opérations jusqu'à  $O(N^3 \log \epsilon)$ . Cependant, ces méthodes itératives sont très sensibles et leur convergence reste intimement liée au problème à résoudre. Des méthodes spectrales sont également disponibles [83, 84] et le nombre d'opérations est de l'ordre de

$O(N^3 \log N)$  [85]. Vu le coût du nombre d'opérations, la résolution spectrale a été retenue pour l'équation de Poisson et nous allons rapidement décrire cette méthode dans le cas d'une équation de Poisson en coordonnées cartésiennes :

$$\frac{\partial^2 p}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 p}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 p}{\partial z^2} = f(x, y, z) \quad (0.20)$$

Tout d'abord l'équation de Poisson se discrétise en différences finies suivant :

$$\frac{p_{i+1,j,k} - 2p_{i,j,k} + p_{i-1,j,k}}{\partial x^2} + \frac{p_{i,j+1,k} - 2p_{i,j,k} + p_{i,j-1,k}}{\partial y^2} + \frac{p_{i,j,k+1} - 2p_{i,j,k} + p_{i,j,k-1}}{\partial z^2} = f_{i,j,k} \quad (0.21)$$

En appliquant la transformation rapide de FOURIER sur l'équation (0.21) dans la direction  $z$  et ensuite dans la direction pour un maillage décalé, on obtient :

$$\begin{cases} \widehat{p}_k = \sum_{n=1}^N p_n e^{\frac{-2\pi j k (n-1/2)}{N}} \\ \widehat{p}_j = \sum_{m=1}^M p_m e^{\frac{-2\pi j j (m-1/2)}{M}} \end{cases} \quad (0.22)$$

avec  $\widehat{j}^2 = -1$ . On démontre aisément que la transformation rapide de FOURIER se réduit en une somme de fonction de sinus, ou de cosinus, en fonction des conditions aux limites de type DIRICHLET ou NEUMANN respectivement. Par exemple, pour les conditions aux limites de DIRICHLET et NEUMANN dans les deux directions de  $z$  et  $y$  respectivement, la transformation rapide est :

$$\begin{cases} \widehat{p}_k = \sum_{n=1}^N p_n \sin\left(\frac{\pi k (n-1/2)}{N}\right) \\ \widehat{p}_j = \sum_{m=1}^M p_m \cos\left(\frac{\pi (j-1) (m-1/2)}{N}\right) \end{cases} \quad (0.23)$$

L'équation de (0.21) peut s'exprimer sous forme :

$$\frac{\widehat{p}_{i+1,j,k} - 2\widehat{p}_{i,j,k} + \widehat{p}_{i-1,j,k}}{\partial x^2} + \lambda_y \widehat{p}_{i,j,k} + \lambda_z \widehat{p}_{i,j,k} = \widehat{f}_{i,j,k} \quad (0.24)$$

$$\begin{cases} \lambda_z = \frac{1}{\Delta_z^2} \left( 2\cos\left(\frac{\pi}{N}\right) - 2 \right) \\ \lambda_y = \frac{1}{\Delta_y^2} \left( 2\cos\left(\frac{(m-1)\pi}{M}\right) - 2 \right) \end{cases} \quad (0.25)$$

L'équation (0.25) forme un système linéaire tri-diagonal, la résolution s'effectuant en  $O(N^3)$  nombre d'opérations. Après avoir résolu le système linéaire, la solution est considérée comme s'assimilant à des ondes dans l'espace fréquentiel et une transformation inverse de FOURIER est appliquée pour en déduire la solution dans l'espace physique. Le coût total en nombre d'opérations est donc de l'ordre de  $O(N^3 \log N)$ .

La méthode de transformation rapide de FOURIER présentée ci-avant offre une intéressante efficacité en terme de temps de calcul. De plus, il s'agit d'une méthode directe,

donc très stable aussi bien en temps de calcul qu'en précision. Néanmoins, cette technique offre également quelques rigidités. Premièrement, elle ne peut s'adapter à plusieurs conditions aux limites qu'à l'ordre deux. Si l'ordre du schéma utilisé est supérieur à deux, seules les conditions de périodicité peuvent être prises en compte. Deuxièmement, cette méthode offre une certaine lourdeur lors de la parallélisation du code de calcul en multi-domaines notamment dans la direction de la transformation de FOURIER rapide. Pour éviter ces difficultés, le code a été parallélisé en découpant le domaine par tranche suivant la direction pour la résolution de la vitesse et de la température. La parallélisation du module de POISSON utilise la transformation de FOURIER suivant la direction  $z$  et cette dernière s'effectue en tranche suivant la direction  $y$  (Fig. 1). Ceci nécessite un transfert croisé entre les processeurs pour obtenir l'ensemble des données après la transformation de FOURIER rapide sur chaque processeur. Cette méthode permet d'éviter la parallélisation de l'algorithme de transformation de FOURIER rapide, offrant un gain considérable en fonction du nombre de processeurs et permettant d'assurer une précision équivalente par rapport à un calcul séquentiel.

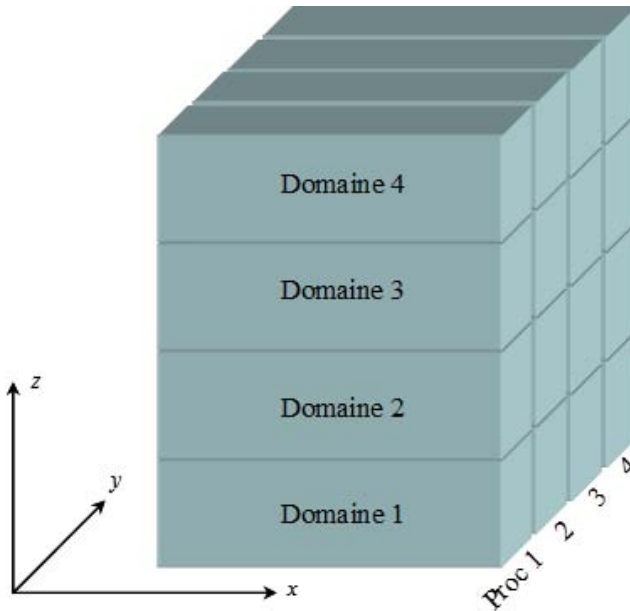


Fig. 1: Distribution des calculs en parallèle

La figure 2 présente l'évolution du gain obtenu en fonction du nombre de processeurs retenu avec un maillage de  $(N_x \times N_y \times N_z) = 200 \times 256 \times 512$ , test réalisée sur la machine IBM-P4 de l'IDRIS et on constate que cette évolution du gain est pratiquement linéaire en fonction du nombre de processeurs utilisés.

Il est important de souligner que la méthode de transformation de FOURIER rapide appliquée à la résolution de l'équation de POISSON et la technique de parallélisation par tranche nous ont permis de réaliser des calculs sur des maillages de plus de  $622.10^6$

points avec 60 processeurs. Le coût de calcul pour la résolution de POISSON par rapport au coût total de la résolution des équations de NAVIER-STOKES est alors réduit de manière considérable. Par exemple, avec un maillage de  $622.10^6$  points, la résolution de l'équation de POISSON représente 32 % du temps de calcul alors que pour un maillage de  $80.10^6$  points, cette résolution n'est que de l'ordre de 24 % du temps de calcul.

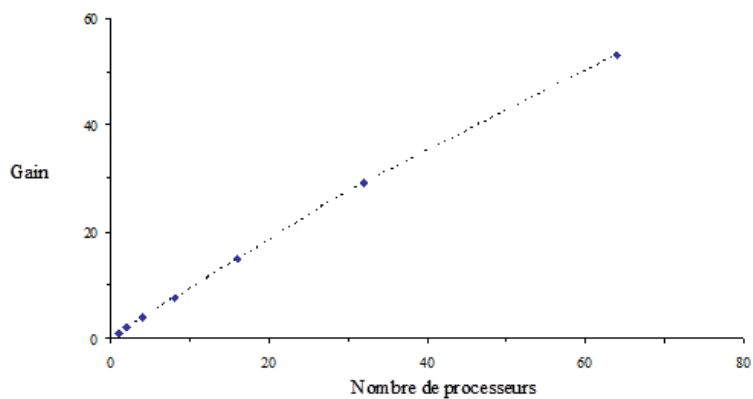


Fig. 2: Gain en fonction du nombre de processeurs utilisés

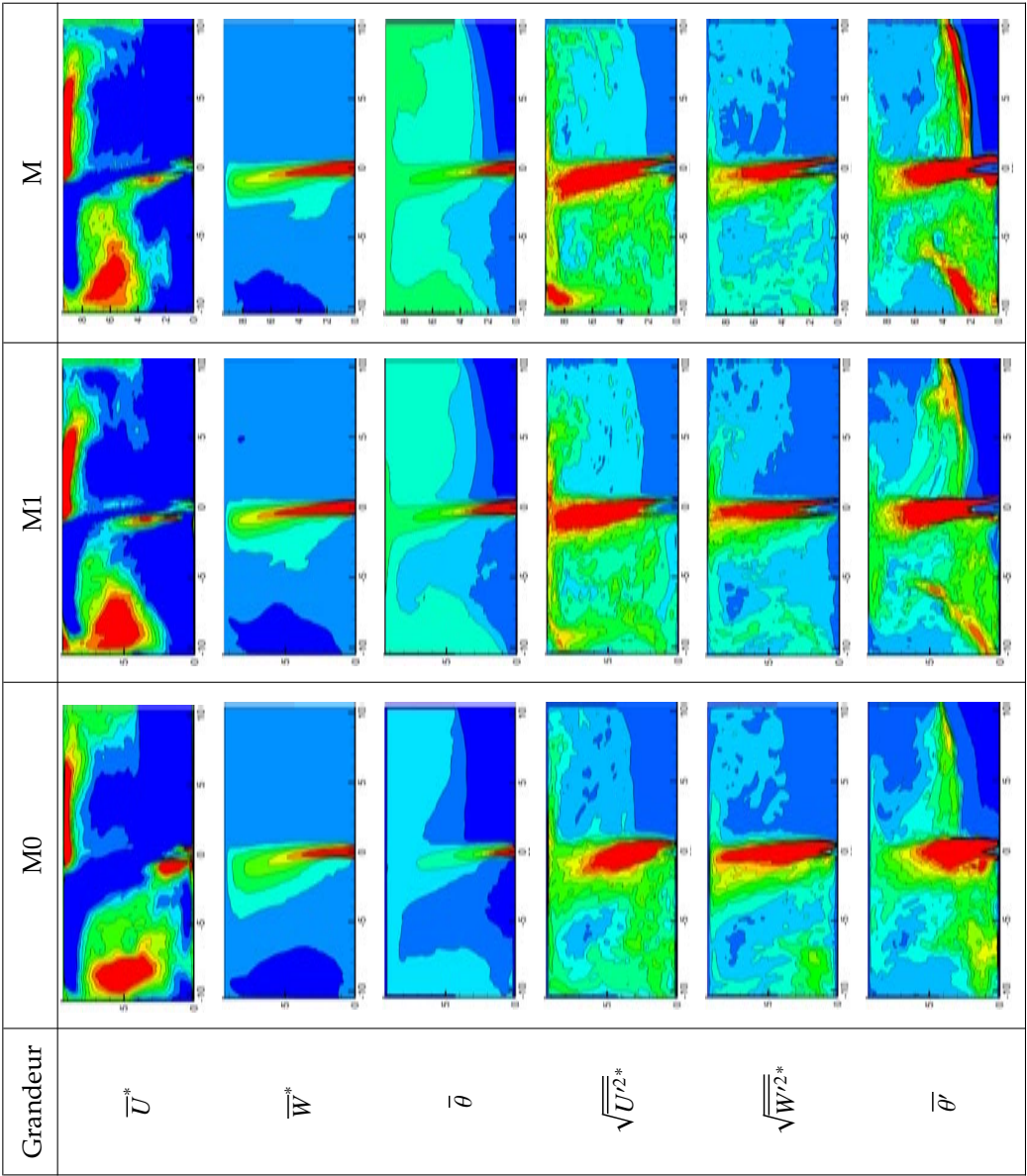
## A.2 Choix du maillage

Pour les calculs relatifs à la confrontation des écoulements chaud et froid au sein de la station, trois maillages de raffinement différent ont été testés. Ces derniers sont ici nommés M0, M1 et M et ont pour taille :

Maillage	$N_X \times N_Y \times N_Z$	$\Delta X \times \Delta Y \times \Delta Z$ [mm/maille]
M0	512x64x128	4x3,90x3,92
M1	1024x128x256	2x1,95x1,96
M	1024x128x512	2x1,95x0,98

Tab. 1: Maillages mis en place pour le calcul numérique du cas de référence

Ne seront présentés ici (Tab. 2) que les moyennes des vitesses et des températures dans la station (sans la présence des accès) pour des temps de simulation de 12 secondes. Ces moyennes sont effectuées sur 2 s (à partir de  $t_0 = 10$  s) par pas de 0,01 s, soit 200 points de mesures.



Tab. 2: Résultats issus des différents calculs pour trois maillages

L'analyse de ces résultats permet mettre en évidence les différences de détails induits par les maillages. En effet, bien que l'utilisation du maillage M0 permet d'avoir une idée des déplacements d'air au sein de la veine, les résultats qui en découlent ne sont pas très précis. C'est notamment visible lorsque l'on regarde les champs de vitesses moyennes

fluctuantes  $\sqrt{U'^2}$  et  $\sqrt{W'^2}$ . Par contre, n'ayant pas de grandes différences entre les deux autres maillages, notamment sur l'inclinaison du jet, il est possible à priori d'utiliser les deux configurations. Ces différences de résultats en fonction du maillage peuvent être illustrées par l'inclinaison du jet Fig. 3, l'évolution de la température le long de la ligne centrale Fig. 4 ou encore en suivant les fluctuations de vitesse verticale le long de cette ligne (Fig. 5). L'ensemble de ces courbes permet donc de montrer les différences de précision des 3 maillages et notamment les différences flagrantes entre le maillage M0 et le couple M1-M. Ces deux derniers maillages présentent, par contre, de bonnes concordances entre eux et notamment au niveau de l'inclinaison du jet.

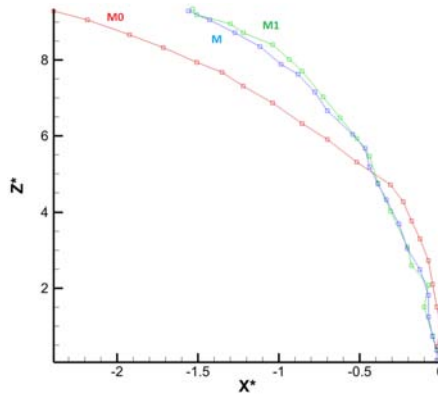


Fig. 3: Description de la ligne centrale du jet pour différents maillages

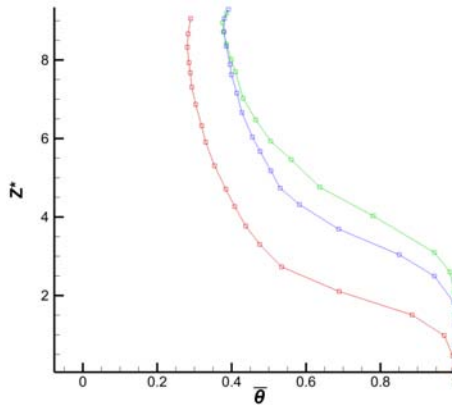


Fig. 4: Evolution de la température le long de la ligne centrale du jet pour différents maillages

Le temps de calcul, réalisé sur 32 cœurs, pour le maillage M est de l'ordre de 30 h CPU pour simuler 1 s. Pour réaliser les 12 s de calcul effectuées lors de cette thèse, il faut environ 15 jours, tandis que pour simuler le même calcul, il faut compter 7 jours avec le maillage M1. Afin d'obtenir le plus de détails possible lors de l'étude de l'écoulement de



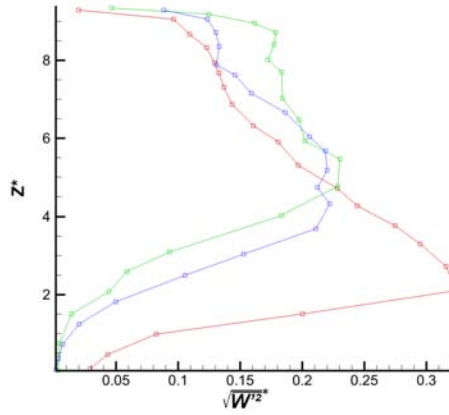


Fig. 5: Evolution de la fluctuation de vitesse verticale le long de la ligne centrale du jet pour différents maillages

référence ( $r = 7,4$  - sans accès §3), c'est le maillage M qui sera utilisé. Dans un objectif de comparaison, afin qu'elle soit la plus cohérente possible, ce même maillage sera utilisé dans tout le reste du §3.

Par contre, pour le §4, dont les domaines de calcul sont beaucoup plus importants dû à la présence des accès, c'est vers le rapport du maillage M1 que nous nous sommes dirigés. Dans ces conditions de confrontation entre l'écoulement d'injection chaud et l'écoulement traversier froid, dans un milieu avec la présence des accès et de pertes de charges, demandent des temps de calcul d'environ 15 jours.

## A.3 Incertitude de calcul sur r

### A.3.1 Principe du calcul d'incertitude

A partir de l'équation de base du rapport de quantité de mouvement  $r = \sqrt{\frac{\rho_j W_j^2}{\rho_t U_t^2}}$ , il est possible d'écrire les calculs d'erreurs en appliquant la loi logarithmique.

$$\ln(r) = \frac{1}{2} \left[ 2\ln(W_j) + \ln(\rho_j) + \ln(\rho_t) + 2\ln(U_t) \right] \quad (0.1)$$

$$\frac{\Delta r}{r} = \frac{1}{2} \frac{\Delta \rho_j}{\rho_j} + \frac{1}{2} \frac{\Delta \rho_t}{\rho_t} + \frac{\Delta W_j}{W_j} + \frac{\Delta U_t}{U_t} \quad (0.2)$$

L'équation 0.2 montre 4 grandeurs nécessaires à évaluer pour le calcul du rapport  $\frac{\Delta r}{r}$  : la masse volumique et la vitesse de l'écoulement d'injection, et la masse volumique et la vitesse moyenne de l'écoulement traversier.

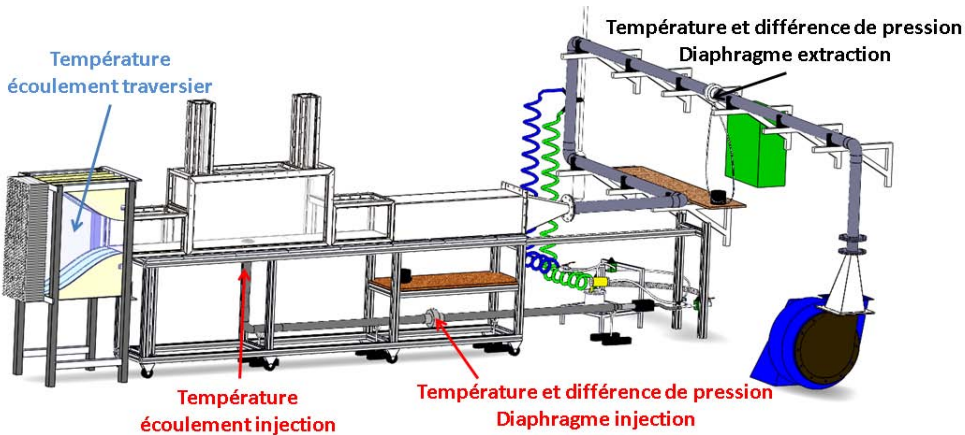


Fig. 6: Points mesures pour les calculs du facteur r

Pour l'**écoulement d'injection**, les mesures de pression différentielle et de température au niveau du jet permettent d'obtenir facilement les rapports  $\frac{\Delta \rho_j}{\rho_j}$  et  $\frac{\Delta W_j}{W_j}$ .

La masse volumique de l'écoulement traversier est calculée à partir de la température de l'air mesurée dans le convergent présent au niveau du tunnel amont.

Pour le calcul du facteur  $\frac{\Delta U_t}{U_t}$ , il est nécessaire d'obtenir la vitesse moyenne présente dans le tunnel amont. Pour l'obtenir, à partir des mesures réalisées aux points stratégiques (Fig. 6), la démarche est la suivante :

- calcul du débit massique de l'injection d'air chaud, à partir de la différences de pression autour du diaphragme « injection » et de la température de l'air de part et d'autre du diaphragme « injection »,
- calcul du débit massique de l'écoulement d'extraction à partir de la température et de la différence de pression autour du diaphragme « extraction »,

- soustraction des débits massiques d'extraction et d'injection, obtenant ainsi le débit massique de l'écoulement traversier,
- calcul de la vitesse moyenne de l'écoulement traversier à partir du débit calcul, de la section droite du tunnel et de la masse volumique de l'air au niveau du convergent.

Les erreurs relatives dues à la mesures des températures sont de l'ordre de 0,60 % engendrant ainsi, pour la masse volumique, une dérive maximale de  $\frac{\Delta \rho_j}{\rho_j} = 0,60 \%$  par rapport à la valeur correspondant à la température moyenne. Dans le même ordre d'idée, pour le cas  $r = 7,4$ , la différentielle de pression moyenne au niveau du diaphragme est fixée à  $355 \text{ Pa} \pm 5 \text{ Pa}$  engendrant une erreur totale  $\frac{\Delta m_j}{m_j}$  sur le débit massique (couplée avec les températures et masse volumique ci-avant) d'environ 0,97 % et de 1,57 % sur la vitesse  $W_j$  d'injection ( $\frac{\Delta W_j}{W_j}$ ).

En ce qui concerne le calcul global de l'erreur relative du débit massique d'extraction, on trouve une erreur  $\frac{\Delta m_{ext}}{m_{ext}} = 1,06 \%$ . L'ensemble de ces calculs d'erreurs relatives, engendre une erreur sur le calcul du débit de l'écoulement traversier de  $\frac{\Delta \dot{m}_t}{\dot{m}_t} = 2,03 \%$  et donc, sur la vitesse moyenne de l'écoulement entrant dans le tunnel amont de  $\frac{\Delta U_i}{U_i} = 2,63 \%$ .

### A.3.2 Calcul d'erreur relative final

Les calculs complets de l'erreur relative du facteur de quantité de mouvement  $r$  sont répertoriés dans le tableau 3.

$r$	$\infty$	30	7,4	4,2
$\frac{\Delta r}{r} [\%]$	X	6,69	4,80	4,06

Tab. 3: Calculs d'erreurs relatives

### A.3.3 Influence sur les corrélations caractéristiques des « centerlines » du jet chaud

L'impact de ces erreurs sur l'allure du jet dans l'écoulement peut-être visible à partir du graphique Fig. 7 représentant, d'après la relation de KAMOTANI *et al.* [35], les 3 valeurs de  $r$  avec leurs erreurs relatives. Les cercles creux représentent les valeurs « trajectoires » pour les 3  $r$ , les triangles la limite minimale et les carrés la limite supérieure en fonction des erreurs relatives calculées précédemment. Les lignes noires représentent les limites de la station. Il est alors possible de voir alors que les erreurs n'influencent pas de manière très prononcée les trajectoires théoriques du jet et leur impact sur les parois de la station.

$$\frac{Y}{D} = 0,89 r^{0,94} \left( \frac{X}{D} \right)^{0,36} \quad (0.3)$$

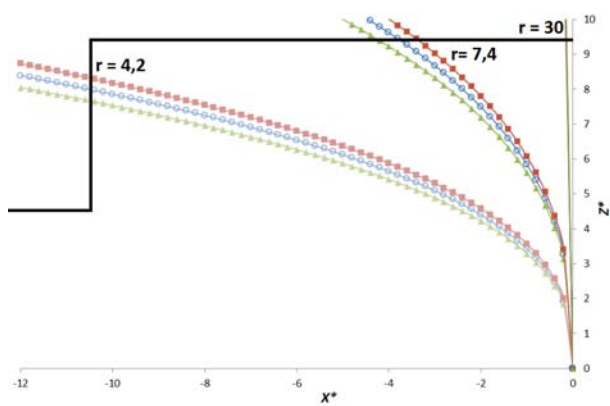


Fig. 7: Influence des erreurs  $r$  sur les centerlines, à partir de la relation de Kamotani [35].  
Représentation pour les  $r = 30, 7,4$ , et  $4,2$ .  $\circ$  centerline  $r$ ;  $\blacksquare$   $r + \Delta r/r$ ;  $\blacktriangle$   $r - \Delta r/r$

## A.4 Présentation de la maquette RATP

### A.4.1 Rappel sur la similitude de Froude

Comme il a été précisé dans la synthèse bibliographique consacrée aux incendies dans un milieu semi-confiné ventilé (§1), il est admis dans la littérature que la similitude la plus répandue pour l'étude d'incendie à échelle réduite est celle basée sur le nombre de **Froude**. La maquette RATP a été définie avec cette approche avec comme paramètre principal le rapport des longueurs caractéristiques (maquette/réelle) fixé à  $1/30^{eme}$ . La similitude de **Froude** permet de conserver les rapports de masse volumique ainsi que les effets dynamiques (vitesse de l'écoulement forcé) et les effets de flottabilité (différence de densité entre l'air chaud et l'écoulement frais incident).

$$Fr = \frac{\rho_{\infty}}{\Delta\rho} \frac{U^2}{gL} \quad (0.1)$$

où  $\rho_0$  est la masse volumique du fluide dans les conditions de référence (température ambiante),  $\Delta\rho$  est la différence de masse volumique due aux gradients thermiques,  $U$  est la vitesse de l'écoulement traversier (ici la vitesse de désenfumage : écoulement frais),  $g$  est la gravité et enfin  $L$  est la longueur caractéristique.

Si les rapports de masse volumique entre le cas réel et son modèle à échelle réduite sont conservés, cela revient à simplifier la relation 0.1 qui devient ainsi la relation 0.2.

$$Fr = \frac{U^2}{gL} \quad (0.2)$$

Enfin, comme la similitude repose sur la conservation de ce nombre adimensionnel, le nombre de Froude réel ( $Fr_r$ ) doit être égal au nombre de Froude de la maquette ( $Fr_m$ ). Il en découle alors une relation entre la vitesse débitante ( $U$ ) et la dimension caractéristique ( $L$ ) en fonction du cas réel et de l'échelle de la maquette.

$$\bar{U}^2 = \left( \frac{U_r^2}{U_m^2} \right) \approx \frac{L_m}{L_r} \quad (0.3)$$

Toutes les grandeurs caractéristiques de l'étude à échelle 1 (station de métro RATP) peuvent ainsi être déclinées pour l'étude à échelle réduite (maquette RATP) par conservation du nombre de Froude. Le tableau 4 présente les rapports ainsi obtenus.

	Rapports des grandeurs Station réelle / Maquette RATP	
$Fr = \frac{U^2}{gL}$	Nombre de Froude	1
	Longueur	$1/30$
	Surface	$1/30^2$
	Vitesse	$1/30^{1/2}$
	Débit d'air	$1/30^{5/2}$

Tab. 4: Paramètres de similitude selon le nombre de Froude pour la Maquette RATP

Le cas de l'incendie ayant eu lieu au sein de la station SIMPLON est le cas dimensionnant à la RATP pour les scénarii de désenfumage. La puissance dégagée par la combustion des pneumatiques de métropolitain, servant de référence, est estimée à 5 MW. Afin de retranscrire cette puissance totale, il est nécessaire de dimensionner, grâce à la formule 0.4, l'énergie à injecter dans la maquette.

$$\dot{Q} = \rho U S c_p \Delta T \quad (0.4)$$

où S est la surface du foyer, U vitesse moyenne,  $c_p$  la capacité thermique à pression constante du fluide (air ou gaz brûlés) et  $\Delta T$  la différence de température entre les gaz brûlés et l'air ambiant.

Dans la maquette RATP, le jet chaud de la maquette COMETH est remplacé par un brûleur (air - butane). Les températures ainsi retranscrites dans la maquette sont du même ordre de grandeur que celles mesurables à échelle 1. Ces températures proches, que ce soit au niveau du foyer ou dans l'ambiant, entraînent alors une équivalence des masses volumiques entre ces deux échelles, ainsi que pour les capacités thermiques, les différences de températures ..., ainsi :

$$\overline{\dot{Q}} = \overline{S} \overline{U} = \left(\frac{1}{\overline{L}}\right)^2 \left(\frac{1}{\overline{L}}\right)^{1/2} = \overline{L}^{5/2} \quad (0.5)$$

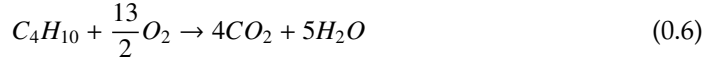
L'ensemble des grandeurs permettant de dimensionner la maquette RATP est donc présenté dans le tableau 5.

Grandeur	Station Réelle	Maquette RATP	Unité
Longueur tunnel	60	2	[m]
Diamètre hydraulique tunnel	5,6	0,187	[m]
Hauteur station	6	0,2	[m]
Largeur station	15	0,5	[m]
Longueur station	60	2	[m]
Hauteur accès	18	0,6	[m]
Température foyer	1200	1200	[°C]
Masse volumique foyer	0,271	0,271	[kg.m <sup>-3</sup> ]
Température ambiante	20	20	[°C]
Masse volumique ambiante	1,188	1,188	[kg.m <sup>-3</sup> ]
Débit d'extraction	0 - 120	0 - 2,4.10 <sup>-2</sup>	[m <sup>3</sup> .s <sup>-1</sup> ]
Vitesse moyenne d'extraction	0 - 4,08	0 - 0,74	[m.s <sup>-1</sup> ]
Nombre de Froude	0 - 0,36	0 - 0,36	[-]
Puissance foyer	5000	1,1	[kW]

Tab. 5: Grandeurs relatives à la maquette pour le cas dimensionnant de la RATP

Le foyer étant représenté par un mélange d'air et de butane, une étude de dimensionnement a été menée afin de connaître la quantité de chacun des gaz à injecter dans

le brûleur pour assurer la puissance voulue. Partant de l'hypothèse que le mélange entre l'air et le butane est stœchiométrique dans le cas d'une flamme de pré-mélange, l'équation de combustion s'écrit comme :



Connaissant la réaction de combustion, il est possible, à partir des paramètres thermophysiques (PCI, masses volumiques, masses molaires) présentés dans le tableau 6, d'estimer par le biais des équations 0.7 à 0.9 les débits de gaz nécessaires à la simulation d'une puissance réelle totale de 5 MW. Compte tenu du pourcentage d'oxygène dans l'air, il est possible de déterminer alors le débit total d'air associé.

$$\dot{m}_{butane} = \frac{\dot{Q}_m}{PCI_{butane}} \quad (0.7)$$

$$\dot{qv}_{butane} = \frac{\dot{m}_{butane}}{\rho_{butane}} \quad (0.8)$$

$$\dot{qv}_{air} = \frac{1}{X_{O_2}} \frac{13}{2} \dot{qv}_{butane} \quad (0.9)$$

	Butane	Air	
PCI	48,3.10 <sup>6</sup>		[J.kg <sup>-1</sup> ]
$\rho$	2,50	1,293	[kg.m <sup>-3</sup> ]
Masse molaire	58,12	29,04	[g.mol <sup>-1</sup> ]

Tab. 6: Paramètres thermophysiques du butane et de l'air à 18 °C, température de mélange des deux gaz

Le cheminement ainsi suivi a permis de définir les débits volumiques nécessaires à injecter à la base du brûleur afin d'assurer une puissance totale de ce dernier de 1,1 kW, représentative des 5 MW échelle 1 (cas dimensionnant). Tous les rapports de grandeurs (par rapport à l'échelle réelle) nécessaires à la mise en place de la maquette sont connus, ainsi que les paramètres régissant le foyer. Il est donc possible de décrire la maquette RATP, ainsi constituée et l'instrumentation mise en place.

#### A.4.2 La maquette RATP

Suite à l'étape de dimensionnement, et en parallèle de la maquette COMETH, la maquette RATP a été mise en œuvre et est principalement composés de 5 éléments, illustrés sur la figure 8 :

- un tunnel « gauche » muni d'un dispositif de ventilation,
- un accès passagers « gauche »,
- une station de métro,
- un accès passagers « droit »,
- un tunnel « droit » muni d'un dispositif de ventilation.

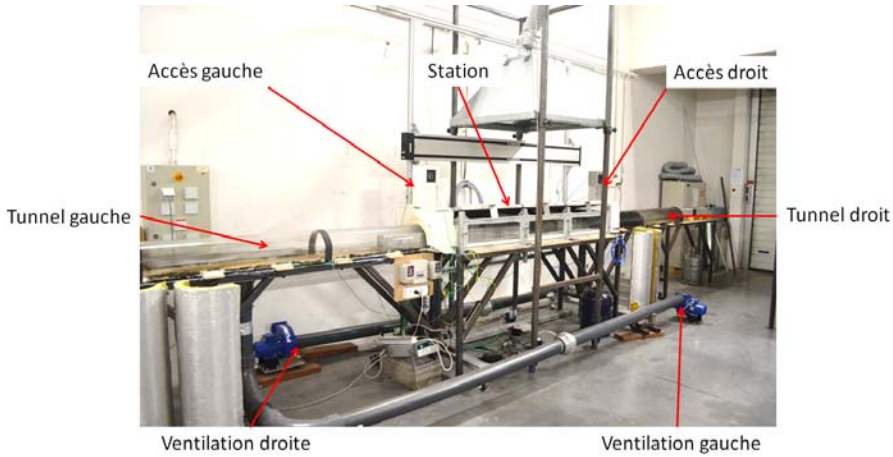


Fig. 8: Photographie de la maquette RATP

La maquette RATP est réalisée par un ensemble de profilés Bosh 40x40  $\text{mm}^2$ , de verre Neoceram, identiques à ceux utilisés dans la maquette COMETH (cf. §3), de joints de cheminée et d'isolants haute performance. Ce dernier, en plus d'assurer la sécurité des opérateurs œuvrant autour, permet surtout d'éviter les pertes par rayonnement et convection avec le milieu ambiant, bien que peu représentatif de la conduction ayant lieu à l'intérieur des différentes couches de béton et de terre présents à échelle 1. L'ensemble de ces éléments sont visibles sur la figure 9(a), montrant l'aspect extérieur d'une des deux jonction tunnel - accès - station. La forme interne d'un accès est par ailleurs détaillée sur la figure 9(b) avec le cheminement suivi par l'air lorsqu'il sort de la station.

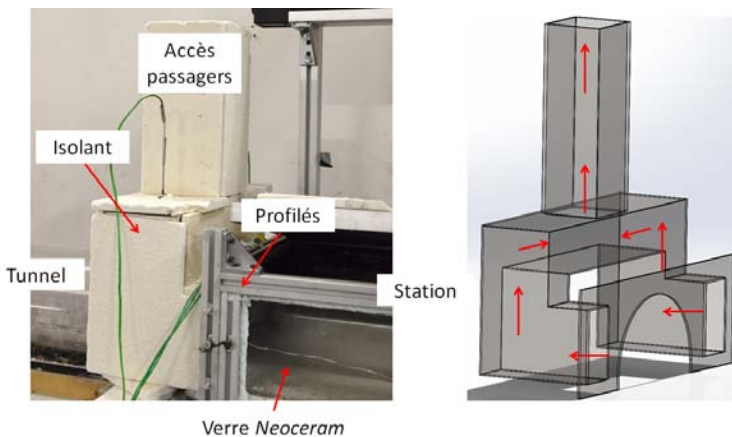


Fig. 9: Photographie représentant la vue extérieure, et schéma interne de l'accès passagers gauche



La maquette d'environ 10 m de long est posée sur une structure en fer munie d'un plateau en bois. Le centre de ce banc d'essais est dédié à la station de métropolitain à proprement parlé. La géométrie de cette dernière (quais et railway - cf. Fig. 10 (a)) est réalisée avec l'isolant permettant ainsi une grande facilité de montage. Afin de pouvoir intervenir dans ce volume, que ce soit pour mettre en place le brûleur, les instruments de mesures,... le plafond de la station est ouvrable (cf. Fig. 10 (b)) et l'étanchéité entre les différentes parties ainsi formées, est assurée par l'utilisation de joints.

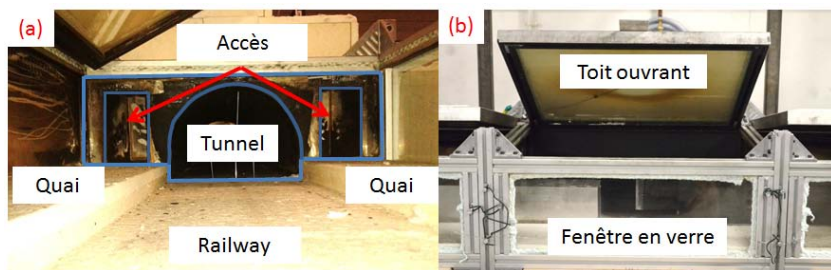


Fig. 10: Photographies illustrant l'intérieur de la station et l'ouverture du plafond de la station

De chaque côté de ce volume « station », des ouvertures sont pratiquées au niveau des quais. Ces « portes » se rejoignent au dessus des tunnels et se terminent par une section carrée de 100 mm de côté, verticale représentant les « accès passager ». Entre les deux portes, se trouve une ouverture en forme de demi-cercle permettant ainsi de faire la jonction entre la station et les tunnels.

Au centre de ces tunnels, des trous de 104 mm de diamètre ont été pratiqués afin de pouvoir raccorder les systèmes de ventilation. Ces derniers, conduites en PVC de 104 mm de diamètre extérieur et 98 mm intérieur, possèdent à leurs extrémités respectives des ventilateurs. Ils permettent alors soit d'extraire de l'air depuis la veine vers l'extérieur, soit d'insuffler de l'air ambiant vers les tunnels. Ces ventilateurs permettant d'obtenir des débits à échelle 1 de 0 à 200  $m^3.s^{-1}$  sont pilotés indépendamment l'un de l'autre à l'aide de variateurs de fréquence présentés sur la figure 11.



Fig. 11: Ventilateur positionné en mode extraction (a) et les variateurs associés (b)

La dernière partie de la maquette est occupée par les extrémités de tunnel, tube carré en aluminium, permettant de régler les pertes de charge régissant le réseau de métro-

litain à étudier. Ces extrémités de tunnel sont visibles sur la figure 12.

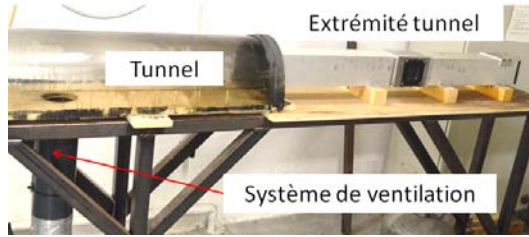


Fig. 12: Photographie d'un tunnel et de son extrémité

De la même manière que pour les pertes de charges appliquées au niveau du tunnel amont sur la maquette COMETH, des pertes de charges peuvent être imposées sur cette maquette en obturant une partie des extrémités de tunnels (Fig. 13) par des plaques fixées sur le dessus des prolongements des tunnels. Afin de calibrer la bonne obturation ( $e = 16 \text{ mm}$ ), des essais ont été réalisés sur la maquette, de manière analogue à ceux réalisés sur COMETH (voir §2), le but étant d'obtenir les mêmes répartitions de débit entre celui passant par le seul accès ouvert (50 %) et celui transitant par le tunnel (50 %).



Fig. 13: Photographie du réglage des pertes de charge sur la maquette RATP

Maintenant que la géométrie de la maquette est décrite, il est possible d'introduire en son centre (centre de la station) le brûleur, mode de combustion choisi pour représenter l'incendie. Il est constitué d'un cylindre en laiton contenant un milieu poreux placé dans le premier tiers de sa hauteur. Ce dernier permet de mélanger les deux fluides (air et butane). La sortie du cylindre est constitué d'un disque en aluminium de  $80 \text{ mm}$  de circonférence et de  $5 \text{ mm}$  d'épaisseur, possédant en son centre une ouverture d'environ  $14 \text{ mm}$  de diamètre. Les débits de gaz (air et butane) sont réglés et fixés indépendamment à l'aide de débitmètres à bille et de vannes avant d'être dirigés vers le brûleur.

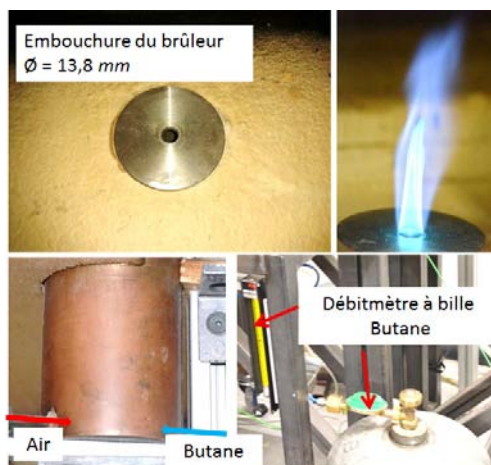


Fig. 14: Représentation du brûleur depuis la bouteille de gaz Butane jusqu'à la flamme de pré-mélange

D'un point de vue métrologie, les thermocouples et les débitmètres à diaphragme utilisés sur cette maquette sont identiques à ceux présentés dans la description de la maquette COMETH, dans le chapitre §3. Une schématisation de la localisation des ces différents éléments de mesure sont visibles sur la figure 15.

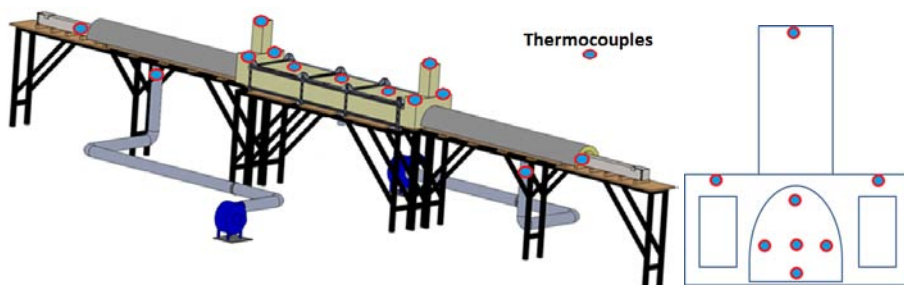


Fig. 15: Schématisation de la répartition de la métrologie sur la maquette RATP

L'ensemble des thermocouples permet d'observer l'évolution des températures à certains points clés du banc d'essais, mais également de témoin, tel celui présent à l'aplomb de la source servant à vérifier le fonctionnement du brûleur (pas de visualisation directe). Par ailleurs, plusieurs thermocouples sont présents à la jonction tunnel - station afin d'observer l'évolution des températures de stratification dans ces régions. En appoint de ces mesures thermiques, des relevés ponctuels de vitesse ont pu être réalisés par l'intermédiaire d'une LDV 1D (voir annexe AA.5) permettant d'obtenir des profils de vitesse, notamment dans les accès ou aux extrémités des tunnels.

## A.5 Fonctionnement de la LDV

Les mesures de vitesse en entrée/sortie des accès et des bouts de tunnels ont été réalisés non pas par système PIV mais avec une autre instrumentation laser, une chaîne LDV (Laser Doppler Velocimetry) 1D.

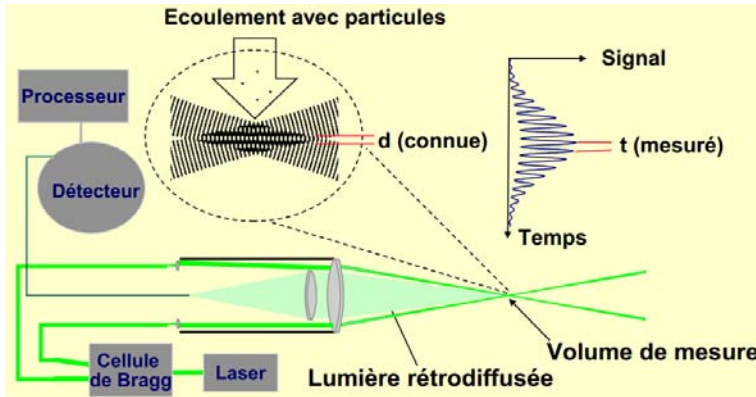


Fig. 16: Schéma de principe de fonctionnement de la LDV 1D

La LDV est une technique laser de mesure de vitesse, ponctuelle et non intrusive, basée sur le principe d'interférométrie. Dans un premier temps un laser est dédoublé par une cellule de Bragg permettant ainsi d'obtenir deux rayons identiques (polarité et intensité), qui sont ensuite convergés vers un seul et unique point à une distance dépendant uniquement de la focale de la lentille. A l'intersection de ces deux faisceaux, nommé volume de mesure, des inter-franges apparaissent. Les propriétés du laser source étant connues, il est possible de savoir précisément les distances et les tailles de ces franges lorsque l'ambient est au repos. Il s'en dégage alors un signal (fréquence en fonction du temps) calibré, dit de référence. Lorsqu'une particule présente dans l'écoulement à étudier traverse ce volume de mesure, l'espace entre les inter-franges est modifié. En récoltant ce nouveau signal et en le soustrayant à celui de référence, l'étude de la résultante permet d'obtenir la norme de vitesse et le sens de déplacement la particule. Si cette dernière est suffisamment fine et légère pour suivre l'écoulement sans le modifier, la vitesse alors lue est représentative de la vitesse de l'écoulement.

Cette technique de mesure a été utilisée afin d'obtenir des profils de vitesse aux niveaux des accès et dans certaines parties des tunnels. La construction des profils de vitesse est faite à partir de 21 points de mesure (1 mesure tous les 5 mm), résultant chacun d'une intégration de 10000 comptages ou de 60 s. En intégrant ces profils sur l'ensemble de la section de passage, il est possible d'estimer les débits transitant par ces zones.

Des fenêtres en verre sont présentes en haut des accès et au bout des tunnels sur la cloison afin d'avoir un point d'accès pour les mesures de vitesse à l'aide de cet instrumentation laser (Fig. 17).

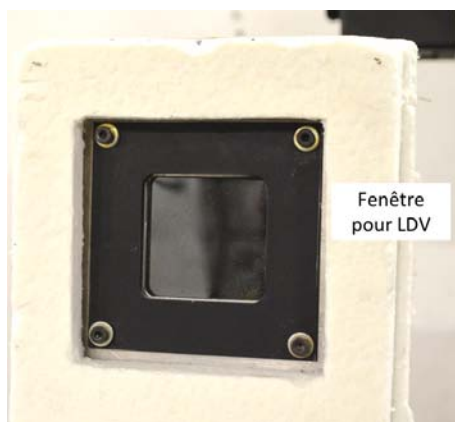


Fig. 17: Photographie d'une fenêtre fixée sur la paroi de l'accès afin de permettre l'accès des particules à la LDV



# Résumé

La compréhension des écoulements de fumées issus d'un foyer d'incendie au sein d'une station souterraine de métropolitain, en présence d'accès passagers et d'une ventilation mécanique forcée, constitue l'objectif principal de ce présent mémoire. Deux maquettes basées sur le nombre de Froude ( $Fr$ ) et sur le rapport de quantité de mouvement ( $r$ ) sont mises en place. La première, pré-existante, représente une station complète à échelle  $1/30^e$  et l'incendie y est simulé par un brûleur air-butane. Cependant, l'analyse y est limitée à une approche globale et le manque d'information sur le développement des écoulements internes est préjudiciable. Une seconde maquette a donc été développée, version simplifiée de la précédente, permettant d'étudier finement (vitesse, température) la confrontation entre un jet chaud vertical et un écoulement froid traversier. Cette approche expérimentale est complétée par des simulations numériques LES permettant d'accéder aux champs 3D. Les études réalisées ont mis en évidence 4 paramètres influents couplés : la différence de hauteur station-tunnel ( $H/H_0$ ), le débit de ventilation, le nombre et la position des accès et le réseau hydraulique du tunnel amont. Quelle que soit la configuration, un débit d'extraction « critique » peut-être mis en place pour contrer la contamination thermique des accès, définissant ainsi un facteur  $r$  « critique ». De plus, les écoulements dans les accès et dans la station sont dépendants de leur nombre et de leur position : suivant les configurations, deux ou trois régimes sont obtenus. Enfin, la représentativité du réseau présente une forte influence sur les écoulements internes.

**Mots clefs :** Convection, Incendies, Jet, Ventilation, Vélocimétrie par images de particules

# Abstract

Smoke spreading in an underground subway station is analyzed and studied by taking into account parameters such as passenger accesses and forced ventilation systems. Two sub-scale models are considered to arise such analysis ; based on the Froude number ( $Fr$ ) or momentum ratio ( $r$ ). The first experiment based on Froude number conservation is conducted on a  $1/30^e$  scale model of a realistic subway station with fire provided from an air-butane burner. Due to restricted access to local temperature and velocity measurements, a second model was entirely developed during the course of this work ; the main issue is to study momentum ratio and thermal spreading. Numerical studies were in parallel carried out from an house-code LES turbulent model. Four main parameters were thus identified : tunnel/station height ratio ( $H/H_0$ ), ventilation mass flowrate, number and position of accesses and hydraulic network in which the subway station is located. « Critical » flowrate can be imposed in order to avoid thermal spreading within the passenger accesses and consequently a critical factor  $r$  was defined. The air/smoke flow is strongly linked to the number and position of accesses and also of the geometrical configuration. Two or three regimes can be identified. Finally internal flows in the accesses and in the station are also strongly influenced by the pressure drop of the hydraulic network.

**Keywords :** Convection, Fires, Jet, Ventilation, Particle image velocimetry