

THÈSE

présentée par

Frédéric WAYMEL

Ingénieur ENSIMEV

En vue de l'obtention du titre de

DOCTEUR

DE L'UNIVERSITÉ DE VALENCIENNES
ET DU HAINAUT CAMBRÉSIS

Spécialité : Mécanique des Fluides et Énergétique

MODÉLISATION DES EFFETS THERMIQUES ET AÉRAULIQUES DANS LES STATIONS DE MÉTRO

Soutenue le 12 Septembre 2002 devant la commission d'examen :

MM.

Th. ALZIARY DE R.
D. BUISINE
D. GABAY
E.H. HIRSCHER
F. MONNOYER DE G.
C. TOURNIER
M.J-P WILLIAM-LOUIS

Professeur à l'Université de Poitiers
Professeur à l'Université de Lille I
Ingénieur expert à la RATP
Professeur à l'Université de Stuttgart
Professeur à l'Université de Valenciennes
Professeur à l'Université de Valenciennes
Maître de conférences à l'UVHC

Rapporteur
Rapporteur
Directeur de Thèse
Président
Codirecteur



Remerciements

Grâce à ces quelques lignes, je souhaiterais remercier toutes les personnes qui, de près ou de loin, ont contribué au bon déroulement de ces trois années de thèse.

Je tiens tout d'abords à exprimer toute ma reconnaissance envers mon directeur de thèse, le Professeur François MONNOYER de GALLAND, qui a su consacrer du temps à mon encadrement et, sans qui, ces travaux n'auraient jamais vu le jour.

Ma reconnaissance s'adresse également à Mame J-P WILLIAM-LOUIS, maître de conférence à l'université de Valenciennes, non seulement, pour avoir accepté de co-diriger ce travail de thèse, mais aussi pour ses encouragements et ses conseils.

Je suis particulièrement honoré de l'attention que Messieurs les Professeurs Thierry ALZIARY de ROQUEFORT de l'Université de Poitiers et Daniel BUISINE de l'Université de Lille I ont bien voulu accorder en tant que rapporteurs. Mes remerciements vont aussi à Monsieur le professeur Claude TOURNIER, pour avoir accepté de présider ce jury.

Monsieur Daniel GABAY, responsable du département des projets à la RATP, et Monsieur Pascal DEBERTEIX ont également largement contribué à la réalisation de ce travail par leur soutien financier et pour avoir suivi l'évolution de ce projet. Je n'oublierai pas de remercier également le GRRT (Groupement Régional Nord-Pas de Calais pour la Recherche dans les Transports) pour ses apports financiers.

Je désire exprimer ma profonde gratitude à Messieurs le professeur Ernst Heinrich HIRSCHL et le Docteur Frank DEISTER du laboratoire IAG de l'université de Stuttgart pour avoir développé le maillaur automatique CARTFLOW dans le cadre d'une coopération GDR (CNRS-DFG) sur le thème "Numerische Strömungssimulation - Simulation Numérique d'Écoulements".

Je tiens à associer à mes remerciements Gérard TROUALEN et André DUBUS pour leur participation à la réalisation du banc d'essais et des mesures expérimentales.

Merci à mes proches, familles et amis qui ont également participé à leur manière à la réalisation de cette Thèse.

Enfin, je dédie ce mémoire à ma femme Priscilla qui, par son soutien moral et ses encouragements, a contribué à faire de ces nombreuses années d'heureux souvenirs.

Chapitre 4. Le modèle numérique	85
4.1 Description générale du modèle	85
4.1.1 Introduction aux volumes finis	85
4.1.2 Discrétisation des équations de conservation	85
4.2 Méthode de résolution par l'algorithme SIMPLE	87
4.2.1 Principe de la correction de pression	87
4.2.2 Description de la méthode	88
4.2.3 Sous-relaxation de la correction de pression	92
4.2.4 Critère de convergence pour l'algorithme SIMPLE	92
4.3 Méthode de résolution de l'équation de correction de pression	93
4.3.1 Choix d'une technique de résolution de l'équation de Poisson	93
4.3.2 Résolution de la correction de pression par la méthode de Gauss-Seidel	93
4.3.3 Critère de convergence pour l'équation de correction de pression	96
4.4 Schémas de discrétisation spatiale et temporelle	96
4.4.1 La discrétisation spatiale : schémas upwind	97
4.4.2 Reconstruction du couple vitesse-pression à la face	100
4.4.3 Technique de reconstruction des gradients par la méthode des moindres carrés	102
4.4.4 Méthode à pas fractionnaire de VAN LEER pour la discrétisation temporelle	103
4.5 Traitement des conditions aux limites	106
4.5.1 Les parois	106
4.5.2 Condition d'entrée	107
4.5.3 Condition de sortie	108
4.5.4 Condition hybride	108
4.6 Adaptation à la structure de regroupement	110
4.6.1 Calcul des flux et des champs solution	110
4.6.2 Calcul des gradients	112

4.7	Présentation de l'algorithme	113
Chapitre 5. Vérification expérimentale		117
5.1	Description générale du modèle expérimental	117
5.1.1	Objectifs	117
5.1.2	Description du banc d'essai	118
5.2	Résultats	120
5.2.1	Champs de vitesses	122
5.2.2	Champs de température	128
5.2.3	Mise en évidence des instabilités de panaches	135
5.3	Conclusion	141
Chapitre 6. Application à l'étude thermique et aéraulique d'une station de métro		143
6.1	Description de la station Simplon du métro Parisien	143
6.1.1	Caractéristiques géométriques	143
6.1.2	Caractéristiques d'exploitation	144
6.2	Étude d'une rame à l'arrêt en station	146
6.3	Étude du passage d'une rame en station	150
6.3.1	Caractéristiques de l'écoulement	151
6.3.2	Étude des bilans globaux	157
6.4	Influence de la circulation des rames et de la ventilation en tunnel	159
6.4.1	Débits masse aux entrées-sorties	160
6.4.2	Flux de chaleur aux entrées-sorties	165
6.4.3	Étude du croisement en station	170
6.5	Étude d'un scénario type sur le comportement aérothermique de la station Simplon	175
6.6	Conclusion	179
Conclusion et Perspectives		181

Bibliographie	185
Annexe A. Coefficients de convection naturelle	189
Annexe B. Méthode des moindres carrés pour la reconstruction des gradients	193
Annexe C. Présentation du logiciel METAS	197
C.1 Structure du logiciel	197
C.2 Description des paramètres	200
Annexe D. Champs de températures et de vitesses en tunnel	203

Notations

Lettres romanes :

A	: aire	$[m^2]$
C_f	: coefficient de frottement	
C_{resp}	: échanges respiratoires par convection	$[J.s^{-1}]$
$Conv$: échanges par convection	$[J.s^{-1}.m^{-2}]$
E	: énergie totale $E = e + (\vec{U} \cdot \vec{U})/2$	$[J.kg^{-1}]$
E_{resp}	: échanges respiratoires par chaleur latente	$[J.s^{-1}]$
E_{sk}	: échanges par évaporation	$[J.s^{-1}.m^{-2}]$
H	: enthalpie totale $H = E + p/\rho$	$[J.kg^{-1}]$
K	: échanges par conduction	$[J.s^{-1}.m^{-2}]$
M	: nombre de Mach	
Nu	: nombre de Nusselt	
Pr	: nombre de Prandtl	
Q	: métabolisme	$[J.s^{-1}]$
R	: constante massique des gaz parfaits	$[J.kg^{-1}.K^{-1}]$
Ra	: nombre de Rayleigh	
Ray	: échanges par rayonnement	$[J.s^{-1}.m^{-2}]$
Re	: nombre de Reynolds	
STO	: puissance thermique stockée dans l'organisme	$[J.s^{-1}]$
S_H	: source d'enthalpie	$[J.m^{-3}.s^{-1}]$
S_m	: source de masse	$[kg.m^{-3}.s^{-1}]$
T	: température	$[K]$
V	: vitesse du train	$[m.s^{-1}]$
W_f	: travail des forces volumiques	$[J.m^{-3}.s^{-1}]$
a	: accélération du train	$[m.s^{-2}]$
c	: vitesse du son	$[m.s^{-1}]$
c_p	: chaleur spécifique massique à pression constante	$[J.K^{-1}.kg^{-1}]$
c_v	: chaleur spécifique massique à volume constant	$[J.K^{-1}.kg^{-1}]$
e	: énergie interne	$[J.kg^{-1}]$

h	: enthalpie massique	$[\text{J.kg}^{-1}]$
h_c	: coefficient de convection	$[\text{J.s}^{-1}.\text{m}^{-2}.\text{K}^{-1}]$
p	: pression	$[\text{Pa}]$
q_m	: débit masse	$[\text{kg.s}^{-1}]$
r	: réflectivité	
t	: temps	$[\text{s}]$
u, v, w	: composantes de la vitesse dans le repère cartésien	$[\text{m.s}^{-1}]$
x, y, z	: axes du repère cartésien	$[\text{m}]$
$\overline{\vec{F}}$: tenseur des flux	
\vec{A}	: vecteur surface	$[\text{m}^2]$
\vec{B}	: vecteur des résidus de masse	$[\text{kg.m}^{-3}.\text{s}^{-1}]$
\vec{F}	: force volumique	$[\text{N.m}^{-3}]$
\vec{P}'	: vecteur de correction de pression	$[\text{Pa}]$
\vec{S}_q	: source de quantité de mouvement	$[\text{N.m}^{-3}]$
\vec{U}	: vitesse de l'air	$[\text{m.s}^{-1}]$
\vec{U}_e	: vitesse d'entraînement	$[\text{m.s}^{-1}]$
\vec{U}_r	: vitesse relative	$[\text{m.s}^{-1}]$
\vec{f}_e	: forces extérieures par unité de masse	$[\text{N.kg}^{-1}]$
\vec{k}	: vecteur d'onde	$[\text{m}^{-1}]$

Lettres grecques :

Ω	: volume de cellule	$[\text{m}^3]$
α	: paramètre de sous relaxation du champ de correction de pression	
β	: coefficient de dilatation	$[\text{s}^2.\text{m}^{-2}]$
γ	: rapport des chaleurs massiques $\gamma = \frac{c_p}{c_v}$	
ϵ	: émissivité	
φ	: densité de flux de chaleur	$[\text{J.m}^{-2}.\text{s}^{-1}]$
λ	: conductivité thermique de l'air	$[\text{J.m}^{-1}.\text{s}^{-1}]$
μ	: viscosité dynamique de l'air	$[\text{kg.m}^{-1}.\text{s}^{-1}]$
ν	: viscosité cinématique de l'air	$[\text{m}^2.\text{s}^{-1}]$
θ	: surrelaxation de la correction de pression	
ρ	: masse volumique de l'air	$[\text{kg.m}^{-3}]$
τ	: transmittivité	
$\vec{\omega}$: vecteur des variables conservatives	
$\overline{\vec{\tau}}$: tenseur des tensions visqueuses	$[\text{N.m}^{-2}]$

Indices :

B : frontière
 K : cellule voisine
 P : cellule
 a : air
 k : interface
 p : paroi

Exposants :

' : correction
* : estimé
 i : i^{eme} itération
 0 : initial

Introduction

La sécurité et le confort des usagers des moyens de transport en commun sont deux aspects essentiels de leur modernisation, engagée de manière significative il y a une trentaine d'années avec les trains à grande vitesse et étendue depuis lors aux secteurs des transports urbains et régionaux. A cet égard, l'obtention de conditions climatiques confortables dans les transports en souterrain est une nécessité, compte tenu des évolutions importantes qui ont été réalisées dans ce domaine par les secteurs concurrentiels (automobiles, autocars, ...). Par ailleurs, une meilleure connaissance des circulations d'air dans les réseaux est un préalable à la mise en place de dispositifs de sécurité comme le renouvellement d'air, le dépoussiérage ou l'évacuation de fumées.

Du point de vue du confort thermique des usagers, les solutions techniques envisageables consistent à mettre en œuvre des systèmes basés soit sur la ventilation mécanique, soit sur la climatisation des trains, des stations et des tunnels où circulent ces trains. Dans les climats tempérés comme le nôtre et pour des réseaux complètement souterrains comme la plupart des lignes de métro, le passage à la climatisation peut être considéré comme un luxe coûteux, tant du point de vue de l'investissement que de la maintenance. En ce qui concerne les dispositifs de sécurité, il semble que seul un système de contrôle des circulations d'air par la ventilation mécanique peut répondre aux exigences de souplesse et de rapidité inhérentes aux procédures d'urgence.

Le contrôle des circulations d'air et l'optimisation du confort des usagers à partir d'une solution de ventilation passe par une meilleure connaissance des transferts thermiques des trains dans l'air du tunnel, de l'air du tunnel vers les accès aux quais ou vers les postes de ventilation. Il reste que les processus de transfert ne sont pratiquement pas connus à l'heure actuelle, et encore moins les interactions entre ceux-ci. Ce projet reprend ces différents aspects, avec pour objectifs de quantifier les échanges mis en jeu et de qualifier les lieux d'échanges prépondérants si possible.

Les objectifs de ce projet de recherche sont multiples :

- identifier les sources de chaleur et de quantité de mouvement, quantifier les lois d'échange et les lieux où ils se produisent
- qualifier les échanges prépondérants en vue de déterminer des solutions techniques de meilleur rapport coût/efficacité
- estimer, à partir d'essais, les valeurs caractéristiques des échanges les plus importants lors de la circulation des trains
- modéliser les échanges et réaliser un outil de simulation

Les travaux réalisés au LME dans le cadre de cette thèse ont porté principalement sur la mise en place d'un modèle permettant de décrire correctement les échanges thermiques et dynamiques dans les stations de métro. Ce modèle se base sur une description de l'air en circulation par un système d'équations de transport permettant de déduire les propriétés du fluide en tenant compte des principaux phénomènes physiques intervenant dans le processus de ces échanges. Cette tâche a eu pour objectif l'élaboration d'un programme de simulation numérique tridimensionnel de la station.

La difficulté majeure de cette simulation est la prise en compte du mouvement des rames qui, par leurs séquences d'entrée, d'arrêt et de sortie, nous confrontent à un problème de systèmes en mouvement relatif, avec toutes les difficultés de maillages associées. L'autre contrainte réside dans la résolution numérique des équations de transport dans un cas comme celui-ci où les dimensions spatiales sont importantes et les écoulements sont instationnaires avec des échelles de temps relativement élevées. De ce fait, la méthode utilisée doit être particulièrement efficace de manière à écourter au maximum les temps de calculs informatiques même si la puissance des nouveaux calculateurs ne cesse de croître.

Pour ce faire, ces trois années de recherche ont permis de mettre en place les outils nécessaires à la résolution des écoulements pour ce type de configuration particulière. Les points essentiels de cette étude reposent sur une formulation adéquate des équations de transport, des termes sources, du domaine de calcul et du schéma de résolution numérique développés. Ce mémoire est organisé en six chapitres :

- Le chapitre 1, après un bref historique sur le métropolitain Parisien, présente une introduction à l'environnement aérothermique rencontré dans les stations de métro. On y trouve les caractéristiques générales d'une station tant du point de vue des aspects géométriques que des systèmes de ventilation les plus fréquemment utilisés dans les milieux ferroviaires souterrains. Ce chapitre revient également sur quelques études numériques et expérimentales réalisées dans le domaine du confort aérothermique dans les stations de métro et les réseaux souterrains. Des mesures de températures et de vitesses réalisées en station Simplon dans le cadre de cette thèse sont aussi exposées dans cette première partie afin de mieux percevoir les phénomènes aérothermiques d'une station de métro.
- Le chapitre 2 est consacré au développement du modèle permettant de décrire les phénomènes physiques mis en jeu. Ce modèle s'appuie sur les équations de transport traduites mathématiquement par les équations d'Euler tridimensionnelles instationnaires. Ces équations sont complétées par des termes source également détaillés dans cette partie et qui permettent de tenir compte des phénomènes physiques qui sont absents des équations d'Euler.
- Le chapitre 3 illustre la méthodologie employée pour décrire le domaine de calcul. Elle se base sur le mailleur CARTFLOW, permettant la génération automatique de maillages cartésiens en s'appuyant sur une décomposition "octree" de la géométrie considérée. Afin de tenir compte du mouvement relatif des rames de métro, nous proposons une technique de "maillages glissants" particulièrement bien adaptée à ce type de problème où les trajectoires des objets en mouvement sont simples.

- Le chapitre 4 est consacré à la description du modèle numérique développé pour résoudre les équations de transport. Pour cela, nous utilisons la méthode des volumes finis et une discrétisation de type Van Leer des équations d'Euler permettant une résolution de deuxième ordre en espace et en temps. Le schéma s'appuie également sur l'algorithme SIMPLE, adapté pour des écoulements faiblement compressibles.
- Le chapitre 5 compare les résultats expérimentaux et numériques obtenus dans le cadre d'une validation expérimentale du code de calcul. Le cas étudié est celui d'une plaque chaude disposée au niveau du sol dans un canal équipé d'un dispositif d'extraction de manière à s'approcher du type d'écoulement rencontré autour des rhéostats d'une rame de métro à l'arrêt en station.
- Le chapitre 6 propose quelques applications à l'étude thermo-aéraulique de la station Simplon du métropolitain Parisien. Dans cette partie, nous insistons sur les propriétés et la cohérence des écoulements obtenus en fonction des principaux facteurs mis en jeu, comme les rhéostats, le mode de ventilation, les écoulements générés par la circulation des rames et l'influence des courants d'air dans les tunnels. Ces applications permettent également de vérifier la fiabilité de la technique des maillages glissants lorsqu'une ou plusieurs rames se déplacent dans la station.

A la suite de ces résultats, nous présentons une conclusion de ce travail en essayant de dégager les perspectives qui paraissent importantes pour poursuivre l'étude des effets thermiques et aérauliques dans les stations de métro.

Chapitre 1

Origines et conséquences des effets aérothermiques dans les stations de métro

1.1 Un siècle d'histoire et d'évolution pour le métropolitain parisien

Les réseaux ferroviaires souterrains sont apparus dès la fin du XIX^{ème} dans les grandes agglomérations comme Paris, Londres ou New York avec le souci de faire face à l'insuffisance des moyens de transport de surface qui encombraient déjà à l'époque les voies routières. Il a donc fallu raisonner sur une autre dimension se traduisant par l'exploitation du milieu souterrain. A Paris, les premières idées de départ consistent à relier le centre à sa périphérie et à faciliter l'approvisionnement des Halles qui sont à l'époque un gigantesque marché. C'est à l'approche de l'exposition universelle de 1900 que vont s'accélérer les décisions qui aboutissent à un avant projet de réseau de chemin de fer urbain le 28 avril 1896 par Huet et Bienvenue.

Le 19 juillet 1900, la première ligne de métro Porte de Vincennes - Porte Maillot est ouverte au public. En 1913, le réseau comporte déjà 10 lignes pour une longueur de 91 km et le nombre de passagers est passé de 55 millions en 1901 à 467 millions.

Dès 1927, prenant en compte l'extrême densité de la circulation de surface, on admet le principe de prolonger le réseau métropolitain dans les communes limitrophes de la capitale. Jusque là, c'est la compagnie du chemin de fer métropolitain de Paris (CMP) qui gère l'exploitation du réseau mais en 1949, la Régie Autonome des transports Parisiens (RATP), dont le rôle est d'exploiter l'ensemble des transports en commun, voit le jour.

Depuis, le métro n'a cessé d'évoluer avec l'apparition des rames sur pneumatiques dans les années cinquante, qui a permis d'accroître le confort de l'usager, ainsi que l'embellissement des stations devenant plus lumineuses.

Aujourd'hui la tendance est à l'automatisation avec la mise en service d'une nouvelle ligne entièrement automatisée (METEOR) faisant partie des métropolitains de la nouvelle génération comme dans les réseaux plus récents de Lille ou de Lyon.

1.2 Introduction à l'environnement aérothermique dans les stations de métro

1.2.1 Caractéristiques géométriques et d'exploitation d'une station

Les nouvelles lignes de métro sont équipées de matériels roulants de plus en plus performants et, par conséquent, de plus en plus consommateurs d'énergie. Cependant, le souci d'améliorer encore le processus énergétique nécessite l'apport de nouvelles technologies. Les stations sont généralement isolées de la partie tunnel par des cloisons vitrées permettant d'éviter des répercussions au sein même de la station des phénomènes aérauliques générés par la circulation des trains dans les tunnels. Tous ces équipements ont permis la mise en place de systèmes comme l'air conditionné afin d'améliorer le confort thermique des usagers.

Mais les réseaux métropolitains du début du XX^{ème} siècle ne peuvent pas accueillir ce type d'installation pour des raisons économiques. La thermique des stations est fortement influencée par l'exploitation des lignes qui ne cesse d'accroître du fait de l'augmentation perpétuelle du nombre d'usagers. L'obtention de conditions climatiques soutenables reste difficile d'autant plus qu'on est dans un milieu souterrain qui implique une inertie thermique importante au niveau des parois. Les couloirs d'accès, souvent étroits, en font un milieu confiné où toute perspective de refroidissement de manière naturelle ne peut être envisagée.

Dans le cadre de l'application de l'étude proposée au métro parisien, la station Simplon de la ligne 4 (Porte de Clignancourt - Porte d'Orléans) est une référence dans ce domaine puisqu'elle a déjà fait l'objet de nombreuses campagnes de mesures permettant d'apporter un jugement sur le confort thermique des usagers (cf paragraphe 1.3.2). De plus, les caractéristiques architecturales de cette station schématisée sur la figure 1.1 sont communes à de nombreuses stations du réseau métropolitain parisien. L'enfouissement d'une telle station est de l'ordre de 10 mètres, ce qui peut diminuer la sensibilité de la thermique de la station vis à vis des conditions climatiques extérieures.

La plupart des anciens réseaux sont complexes et les phénomènes d'interaction entre les stations par l'intermédiaire des tunnels deviennent alors difficiles à prévoir. La RATP en chiffres, ce sont 16 lignes de métro représentant un total de 201,5 km de voirie pour 297 stations nominales, avec un matériel roulant circulant à des fréquences élevées, comme l'illustre le tableau 1.1, où sont répertoriés les intervalles séparant deux rames pour différentes tranches horaires sur la ligne 4 de la Porte de Clignancourt à la Porte d'Orléans .

Il faut noter également la présence des usagers qui n'est pas sans conséquence sur le bilan thermique d'une station de métro. En effet, même si la quantité de chaleur dégagée par le corps humain est relativement faible, le nombre et le temps de séjour des individus imposent de tenir compte de cet aspect. A titre de comparaison, une rame de métro de la RATP possède une masse en charge maximale de 190 T et atteint une vitesse de 50 km/h dans le tunnel. En faisant l'hypothèse que celle-ci libère la totalité de son énergie cinétique dans la station, à raison de 317 rames par jour et par voie pour la ligne 4, cela correspond en fin de journée à une énergie libérée en station

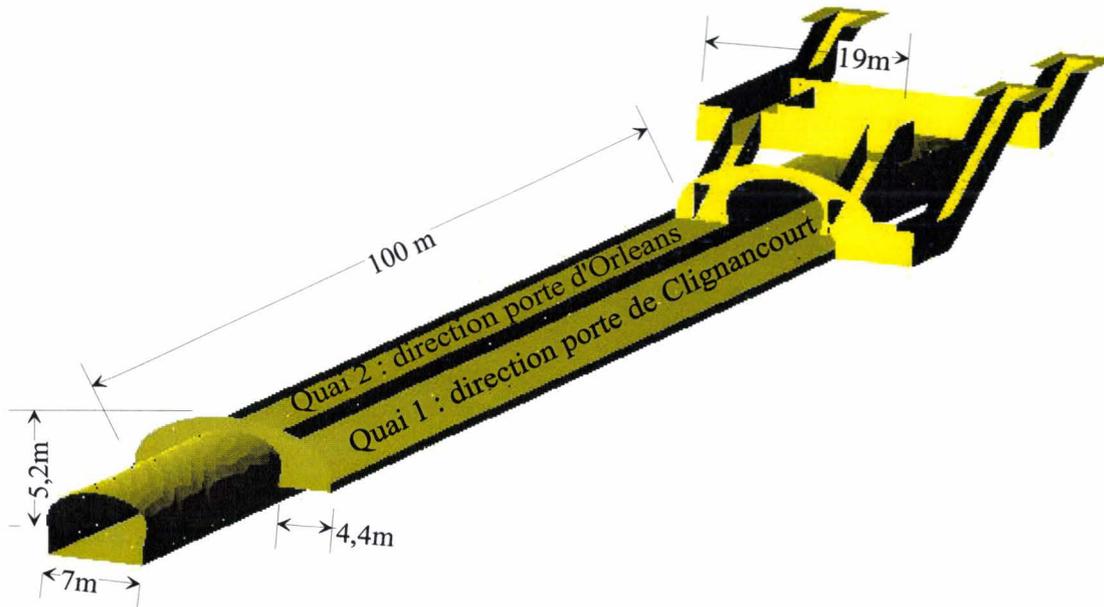


FIG. 1.1: station Simplon de la ligne 4 du métro parisien

Tranche horaire	Intervalle (s)	Nbre de train/h
0-1	420	10
1-5	0	0
5-6	840	5
6-7	420	10
7-16	235	18
16-18	160	27
18-20	235	18
20-24	420	10

TAB. 1.1: fréquence des rames de métro sur la ligne 4

de près de 12000 MJ. Pour la station Porte de Clignancourt située sur le terminus de cette ligne, un total de 22697 passagers s'arrêtent dans cette station, ce qui représente après un séjour moyen en station par passager de 5 min une énergie libérée de 680 MJ sur une journée (sur une base de 100 W par individu), soit près de 6% de l'énergie totale libérée par les rames.

Les équipements électriques comme l'éclairage, les escalators et les ascenseurs représentent également des sources de chaleur potentielles qui peuvent contribuer à l'augmentation de la température dans les stations.

1.2.2 Les équipements aérothermiques des stations

Ces équipements varient d'un réseau à l'autre et suivant les caractéristiques géométriques des stations. Néanmoins, on retrouve les principaux procédés comme la ventilation transversale assurée par les systèmes d'extraction ou d'insufflation, la ventilation longitudinale ainsi que les systèmes de refroidissement :

– La ventilation transversale

les systèmes d'extraction et d'insufflation sont généralement utilisés pour assurer un renouvellement d'air dans le réseau et permettent ainsi d'obtenir une qualité d'air acceptable pour l'utilisateur. A Paris, on retrouve ces équipements à chaque inter-station mais jamais dans les stations. Les ventilateurs utilisés, représentés sur la figure 1.2, fonctionnent principalement en extraction ; seuls certains cas particuliers imposent un fonctionnement en insufflation afin d'éviter de rejeter de l'air souillé à l'extérieur, comme la présence de vitrines alimentaires à proximité de la bouche d'aération. Les débits de fonctionnement sont de l'ordre de $60 \text{ m}^3/\text{s}$.

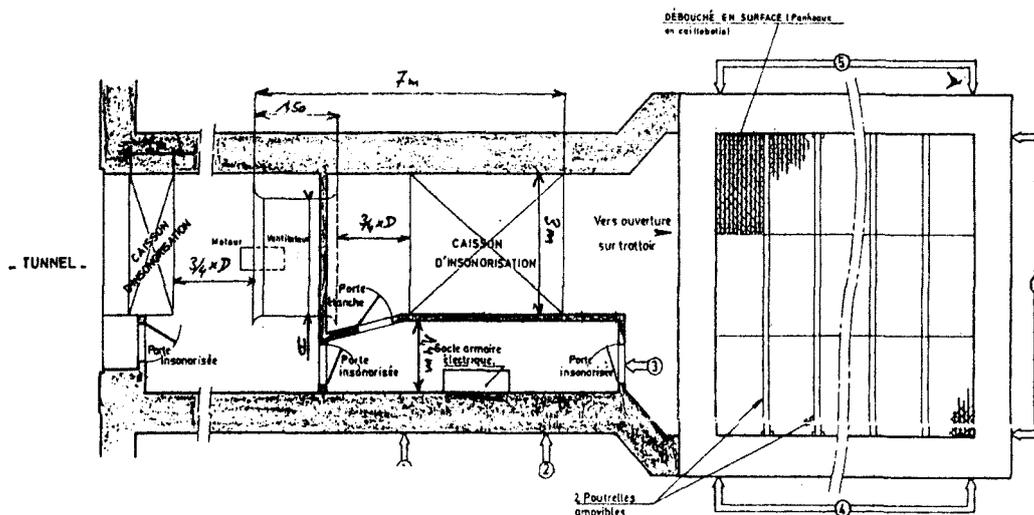


FIG. 1.2: cheminée d'extraction du métro parisien

Le métro d'Athènes possède une gestion plus complexe de ce type de ventilation. Sur la figure 1.3 est schématisée la ventilation de base utilisée sur les stations des lignes 2 et 3 du métro d'Athènes. Deux insufflateurs permettent d'alimenter en air frais la station avec un débit de $102,7 \text{ m}^3/\text{s}$ par insufflateur réparti sur le quai ($20,8 \text{ m}^3/\text{s}$), en direction de chaque tunnel ($39,6 \text{ m}^3/\text{s}/\text{tunnel}$) et dans le hall d'accès ($2,7 \text{ m}^3/\text{s}$). Le fonctionnement des ventilateurs peut être inversé en vue de réaliser une extraction de fumée dans les zones accessibles au public. Chaque station comporte également un extracteur en dessous de quai et une cheminée d'extraction située au milieu de la station débitant $79,2 \text{ m}^3/\text{s}$ en situation normale et $100 \text{ m}^3/\text{s}$ en situation d'urgence.

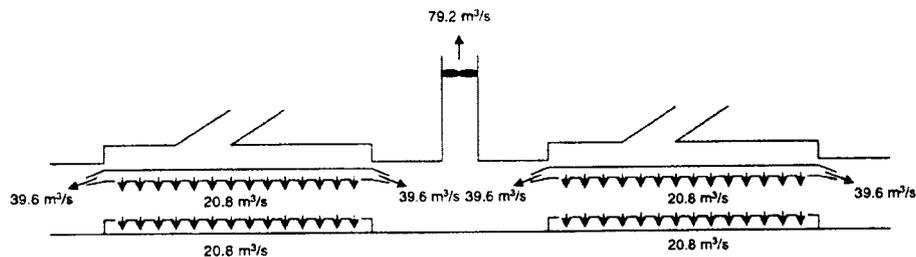


FIG. 1.3: ventilation des stations de métro d'Athènes

– La ventilation longitudinale

Elle se pratique essentiellement pour compenser les pertes de charge générées dans les tunnels afin d'entretenir un débit d'air ou un déplacement de nappe de fumée en cas d'incendie. Actuellement, ce type de ventilation est réalisé par des ventilateurs longitudinaux fixés sur les plafonds (voir figure 1.4) générant des vitesses de l'ordre de 30 m/s. Il est également possible de trouver des éjecteurs de type Saccardo qui furent longtemps utilisés au Japon et aux États Unis avant 1924 et qui font l'objet d'un nouvel essor. Le principe de ces éjecteurs est schématisé sur la figure 1.5.

Tabarra et al. (2000) ont réalisé une étude comparative entre ces deux systèmes de ventilation et concluent que le ventilateur longitudinal présente une efficacité de ventilation plus intéressante que l'éjecteur Saccardo. Néanmoins, ce dernier devient intéressant pour les situations d'urgence comme le maintien d'une pression statique confortable dans le tunnel ou l'évacuation des fumées en cas d'incendie. En effet, les ventilateurs présentent une faible efficacité lorsque le gaz véhiculé a une faible masse volumique, ce qui est le cas des fumées. D'autres critères de comparaison interviennent comme la nécessité d'un génie civil important pour la mise en oeuvre d'un éjecteur Saccardo mais une sécurité et une facilité d'entretien que l'on ne retrouve pas pour le ventilateur car les composants mécaniques du Saccardo sont extérieurs au tunnel, ce qui en facilite l'accès même en cas de trafic intense.

– Les systèmes de refroidissement

Les systèmes d'air conditionné sont très peu utilisés du fait du volume important des stations et des phénomènes convectifs dissipant les effets de tels procédés. Suzuki et al. (1999) ont présenté une étude appliquée aux chemins de fer souterrains japonais. Il a été prouvé de manière expérimentale que l'utilisation d'un système d'air conditionné impliquait des conséquences bénéfiques sur le confort thermique des usagers. Cependant, l'installation de la climatisation nécessite un surdimensionnement des équipements et génère des coûts d'investissement prohibitifs.

Un autre procédé consiste à refroidir les parois des stations grâce à des écoulements d'eau froide réalisés à l'intérieur de celles-ci. Cette technique a été proposée par D. Gabay, expert en génie climatique à la RATP mais n'a jamais été réalisée pour des raisons de complexité.

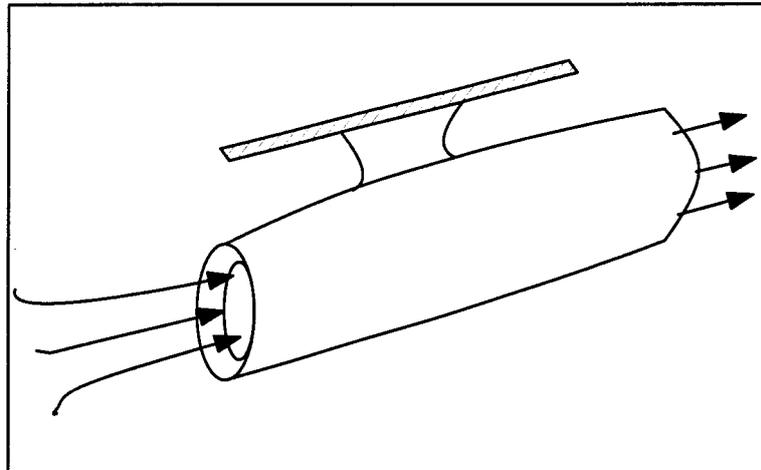


FIG. 1.4: ventilateur longitudinal

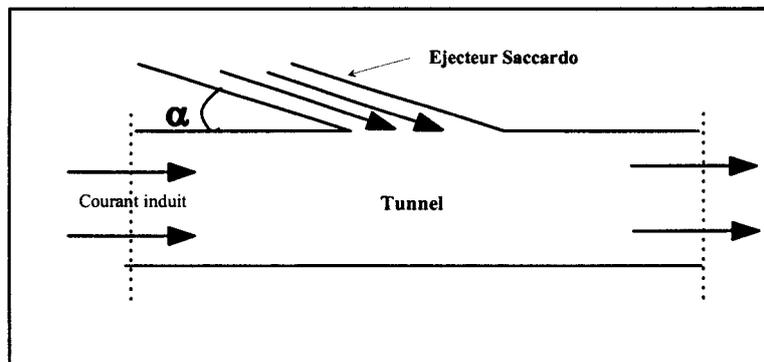


FIG. 1.5: éjecteur de type Saccardo

1.3 Introduction au confort thermique dans le métropolitain

1.3.1 Notions de confort thermique en régime transitoire

De nombreuses études de confort ont été réalisées partout dans le monde mais, la plupart du temps, celles-ci se sont appuyées sur des états permanents pour des séjours de longue durée et dans des conditions de vitesses relativement basses telles qu'on peut le rencontrer dans l'habitat ou lors d'utilisation de solutions techniques telles que la climatisation.

Malheureusement, cette situation n'existe pas dans les différents modes de transport urbain. Quelques études ont néanmoins été faites sur des régimes transitoires :

- la norme ASHRAE (1992) a été élaborée pour des expositions d'individus soumis à une température ambiante fluctuant de façon cyclique. Pour des personnes légèrement vêtues (0,6 clo) et sédentaires, le taux de variation de la température ambiante ne doit pas dépasser 2,2°C par heure lorsque l'amplitude du cycle est supérieure à 1,1°C. Cette norme ne précise pas d'extrapolation possible pour des personnes plus actives.

- Gabay (1996) cite Mac Intyre (1980) qui publie des résultats portant sur une succession de variations en échelon de la température ambiante, ce qui correspond à une situation plus proche du vécu de l'utilisateur du métro. Il s'avère que les personnes sont très rapidement sensibles aux variations de la température ambiante. Ces recherches ont montré que sur une échelle de jugement thermosensoriel définie sur 7 échelons [très froid - froid - frais - ni chaud ni froid - un peu chaud - chaud - très chaud], le passage d'un échelon à l'autre correspond à un saut de température ambiante de $3,3^{\circ}\text{C}$.

Sur la figure 1.6 sont représentées les températures rencontrées au cours d'un trajet moyen en métro. S'il est supposé qu'avant son entrée en station, l'utilisateur a une sensation de ni chaud ni froid sur l'échelle thermosensorielle et que la température extérieure est définie comme température de référence, on retrouve alors, d'après Mac Intyre, les jugements thermosensoriels correspondant aux différentes variations de température indiqués sur cette même figure.

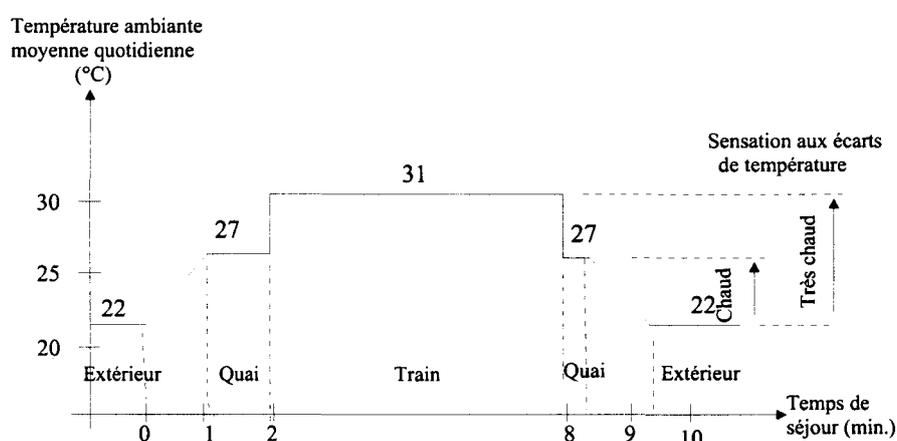


FIG. 1.6: températures rencontrées au cours d'un trajet moyen

1.3.2 Les critères d'inconfort selon la RATP

Dans les années 70, se préoccupant déjà de l'attractivité du transport en commun par rapport au transport individuel, la RATP lança une vaste étude concernant les effets des conditions climatiques sur les usagers du métro Parisien. Cette étude avait permis de mettre en évidence l'importance des mouvements d'air ainsi que celle des plages de température sur le jugement de l'inconfort.

L'évolution des moyens techniques a débouché sur l'approfondissement des résultats relatifs aux paramètres physiques intervenant dans le confort thermique. Gabay (1996) à la RATP, en collaboration avec le laboratoire de physiologie et de psychologie environnementales de Strasbourg, a réalisé une étude sur l'acceptabilité des mouvements de l'air par les usagers. Les mesures sont relevées pour plusieurs configurations d'exposition :

- une alternance de phase statique (debout dans un couloir) et de phase dynamique (entrée dans la station ; parcours en ligne dans une rame ; sortie de la station).

- une alternance de positions en phase statique pour prendre en compte le sens du mouvement d'air : de face ou dos à l'entrée de la station.

Plusieurs catégories de personnes répertoriées dans le tableau 1.2 ont été soumises à ce test (homme ; femme ; origines géographiques différentes) afin de tenir compte de la diversité de la population fréquentant le métro Parisien.

Effectifs	Valeur	Age (an)	Taille (cm)	Poids (Kg)	Origine géographique
HOMMES n = 30	moyenne	29,7	173,9	68,5	France métropolitaine : 23
	écart type	11,7	8,4	9,4	Pays Méditerranéens : 3
	minimum	19	150	53	Antilles : 3
	maximum	56	190	85	Afrique Noire : 1
FEMMES n = 19	moyenne	24,8	163,2	63,5	France Métropolitaine : 14
	écart type	9,4	4,4	10,2	Pays Méditerranéens : 1
	minimum	18	156	50	Antilles : 4
	maximum	53	170	85	

TAB. 1.2: catégories de personnes soumises au test de confort

Les résultats ont permis de conclure qu'il n'y avait pas de différence systématique entre homme et femme. Par contre, la direction du mouvement d'air a une importance significative notamment par rapport au visage : les courants reçus de face sont jugés "inacceptables" à des vitesses moins élevées que les courants reçus de dos. Il est noté aussi que la sensibilité au sens des mouvements d'air augmente avec la vitesse de l'air.

Pour ce qui est de la température ambiante, il n'y a pas de corrélation forte entre l'augmentation de celle-ci et le renforcement du désagrément. Néanmoins, une perception d'immobilité de l'air s'accroît lorsque la température augmente. En admettant une valeur d'inconfort maximale égale à 20% de désagrément, les températures souhaitables varient de 18,2°C à 21,8°C puis à 22,9°C lorsqu'on passe respectivement de l'hiver à l'intersaison puis à l'été.

A partir de ces conclusions, la RATP a établi des abaques permettant de déterminer un pourcentage d'inacceptabilité en fonction des vitesses de courants d'air, tenant compte également du sens des mouvements d'air. Ces abaques, représentées sur la figure 1.7, peuvent s'appliquer à des usagers (exposition courte) ou à des agents travaillant en poste fixe (exposition longue) en été comme en hiver. On constate un jugement moins sévère dans le cas de séjours longs qui peut s'expliquer par un phénomène d'accoutumance aux conditions climatiques.

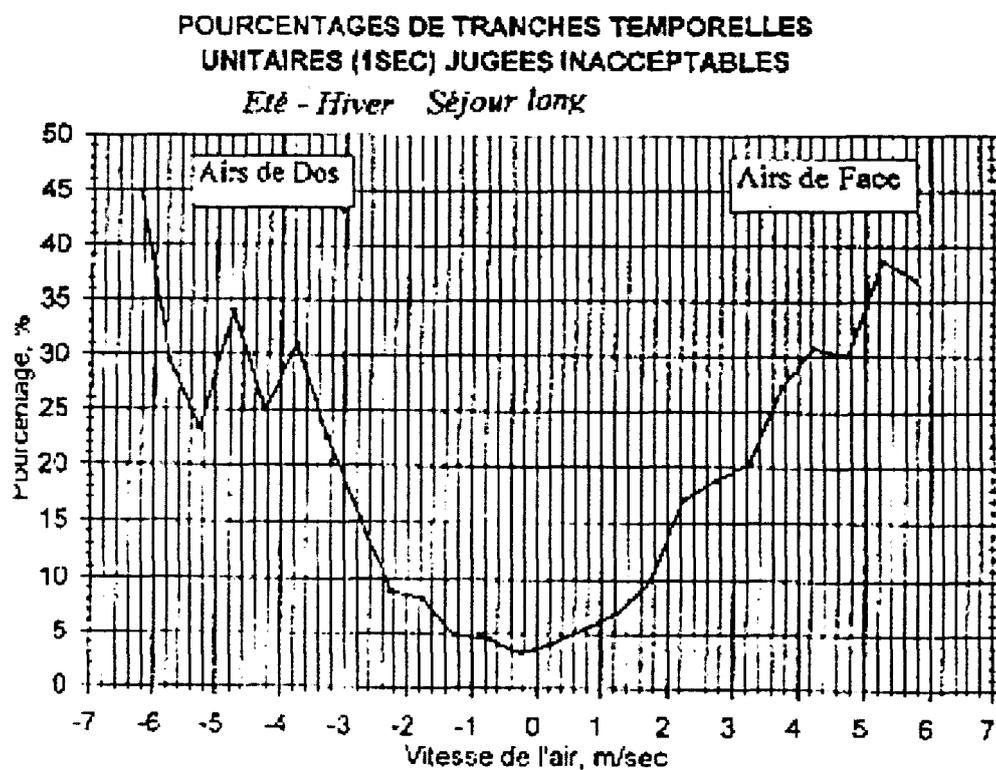
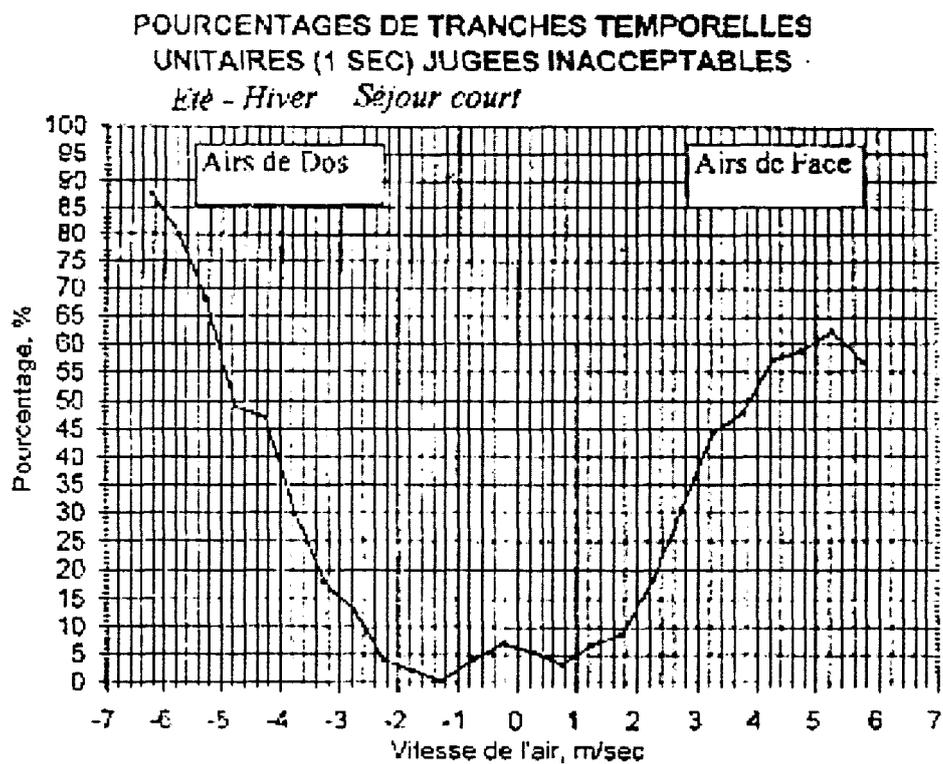


FIG. 1.7: abaques de confort thermique [Gabay, 1996]

1.4 Études antérieures sur le comportement aérothermique des stations de métro

Contrairement au nombre important d'études réalisées à ce sujet dans les tunnels, peu de recherches ont été entreprises au niveau des stations. Mais, depuis peu, les exploitants de réseaux métropolitains commencent à se soucier du confort thermique des usagers afin de faire face à la concurrence comme l'automobile qui a pris beaucoup d'avance dans ce domaine. Il est donc possible de citer quelques références tirées de la littérature.

1.4.1 Les modèles numériques

Guoping & Vardy (1994) proposent un modèle numérique basé sur une formulation aux différences finies permettant de prédire les températures T_{ar} de l'air entrant dans la station en fonction des caractéristiques de fonctionnement des tunnels. Ce modèle unidimensionnel appliqué aux tunnels traite la station et le milieu extérieur comme des conditions aux limites dont les températures journalières sont représentées sur la figure 1.8 pour différentes saisons.

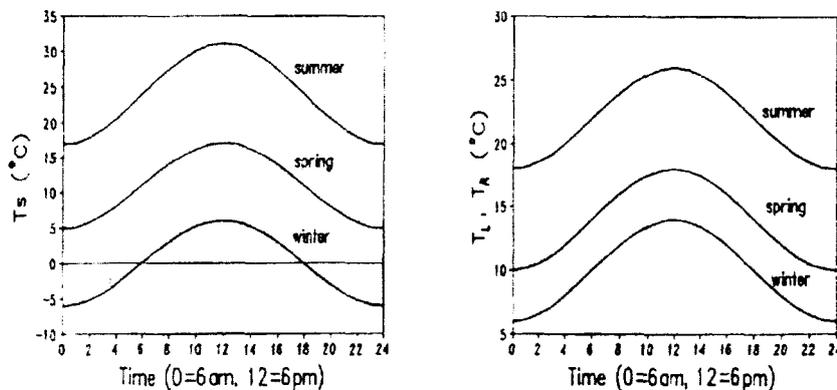


FIG. 1.8: température à l'extérieur et en station [Guoping & Vardy, 1994]

T_S : température extérieure.

T_L : température dans le tunnel gauche.

T_R : température dans le tunnel droit.

Trois paramètres sont étudiés pour un tunnel de 2000 m de long et de diamètre hydraulique de 6 m délimité par le milieu extérieur à son extrémité gauche et par la station à l'autre extrémité. Le tunnel est traversé par des trains de 100 m de long, de 4 m de diamètre hydraulique et libérant de manière uniforme une puissance de 0,6 MW :

- Influence d'une trappe située à mi-parcours dans le tunnel pour différents types de fonctionnement (insufflation, extraction ou au repos fixé par la pression relative de sortie p_s).

La figure 1.9 montre l'influence d'un tel paramètre sur la température de l'air provenant du tunnel et entrant en station pour trois saisons caractéristiques (été, hiver, mi-saison). En été comme en hiver, le fonctionnement en insufflation présente une nette différence par rapport aux deux autres modes. L'insufflation forçant le passage de l'air du milieu extérieur vers le réseau, la température de ce dernier ne peut être que fortement influencée par les conditions climatiques du milieu extérieur. En été, la température extérieure étant supérieure à celle régnant dans la station, l'insufflation provoque alors une augmentation de la température de l'air allant du tunnel vers la station et vice versa en hiver.

Lorsque la ventilation est en extraction, l'air arrivant dans la station correspond à de l'air qui a séjourné plus longtemps dans le tunnel ; sa température dépend donc d'autres facteurs comme la température des parois du tunnel.

A la mi-saison et en pleine journée, le mode de ventilation n'a que très peu d'influence sur les caractéristiques de l'air entrant en station puisque les écarts de température ne sont pas très importants entre l'extérieur et la station. Par contre, la nuit, c'est encore l'insufflation qui permet de refroidir la station de façon plus efficace.

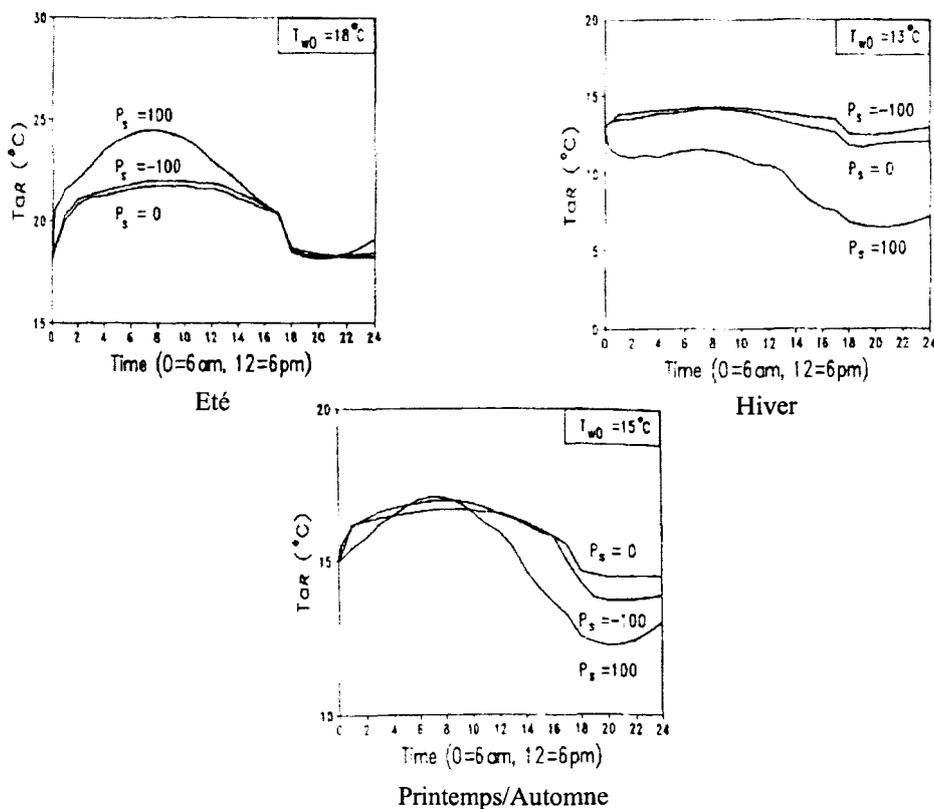


FIG. 1.9: influence d'une cheminée [Guoping & Vardy, 1994]

– Influence de la température des parois du tunnel T_{wo} .

Ce paramètre permet de mettre en évidence l'importance des phénomènes convectifs comme le montre la figure 1.10 dans le cas d'une trappe sans ventilateur située à mi-parcours dans le tunnel. Les parois jouent le rôle de source ou de puits de chaleur pour l'air circulant dans le tunnel, avec un effet significatif sur l'air entrant dans la station. La température des parois est considérée comme constante au cours de la journée afin de mettre en évidence la sensibilité de ce paramètre. En réalité, il est dit que cette température peut augmenter de plus de deux degrés au cours d'une journée pour ensuite décroître la nuit par conduction dans le sol. En été, la température de paroi pourrait augmenter de 20 °C en quelques semaines mais la restitution de la chaleur au cours de la nuit du fait du rafraîchissement de l'air extérieur permet aux parois de libérer une bonne partie de l'énergie accumulée issue des températures d'air élevées la journée et de la fréquence importante des trains.

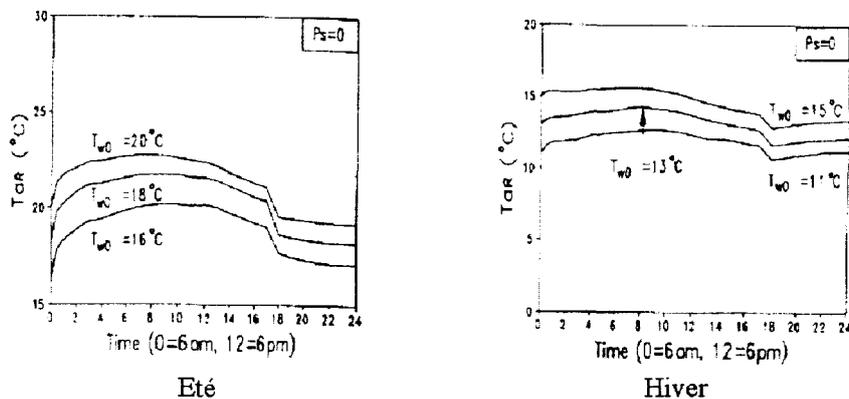


FIG. 1.10: influence de la température de paroi du tunnel [Guoping & Vardy, 1994]

– Influence de la fréquence des trains.

En comparaison à la figure 1.9 pour laquelle aucune rame ne circule dans le réseau, la figure 1.11 montre l'évolution de la température entrant dans la station en saison d'été et pour un nombre total de 228 trains par jour. On peut constater une augmentation de cette température qui reste néanmoins relativement faible. Cependant, la température de paroi est considérée comme constante, ce qui n'est pas réellement le cas puisque celle-ci a tendance à augmenter en fonction du nombre de trains qui traversent le tunnel. Le refroidissement de l'air sur les parois est donc surestimé dans ce cas.

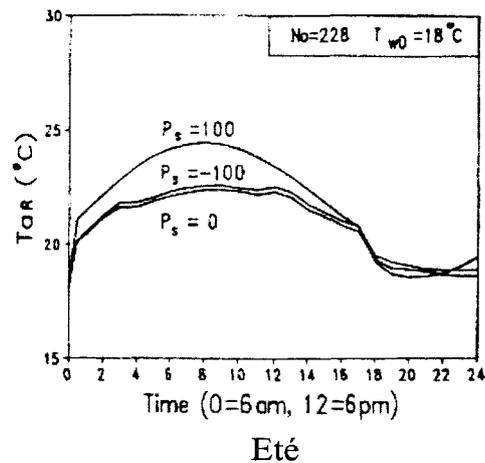


FIG. 1.11: influence de la fréquence des trains [Guoping & Vardy, 1994]

Pope et al. (2000) ont réalisé une étude sur les facteurs affectant les courants d'air et la température de l'air dans les stations de métro. Cette étude repose également sur une simulation numérique unidimensionnelle, instationnaire et basée sur la théorie des caractéristiques. Les résultats sont donnés pour la station de la figure 1.12. Les trains ont une longueur de 150 m et atteignent une vitesse de 100 km/h en interstation. Le trafic normal est de 30 trains par heure et par direction.

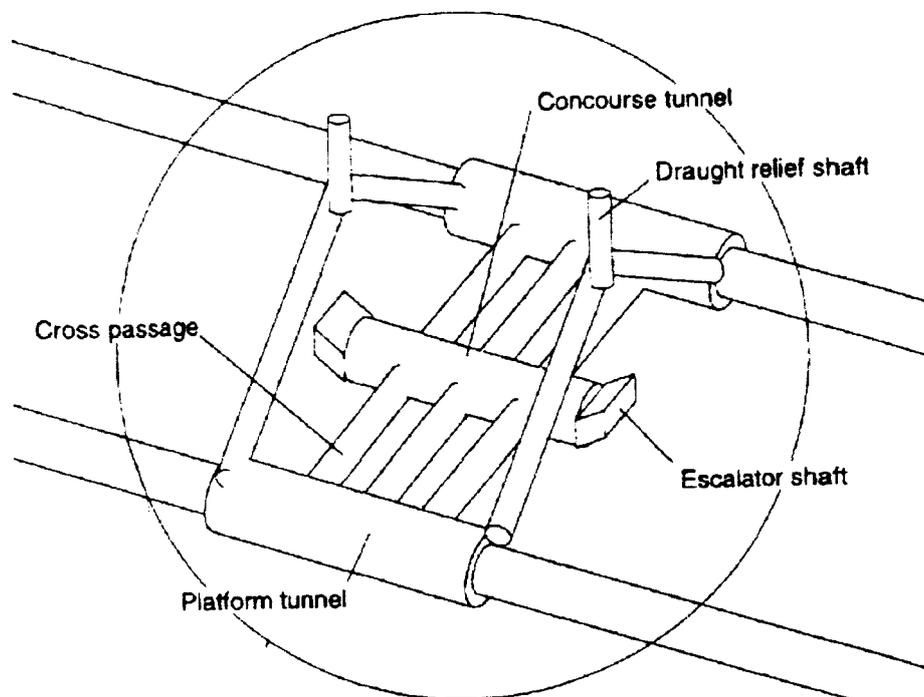


FIG. 1.12: schéma de la station étudiée [Pope et al., 2000]

Les vitesses de courant d'air maximales sont relevées à la figure 1.13 lors de l'entrée simultanée de deux trains ou lorsqu'un train entre alors qu'un autre quitte la station dans la direction opposée.

Les paramètres étudiés portent essentiellement sur les caractéristiques des cheminées situées au début de chaque tunnel. Comme le montre la figure 1.13.a, une augmentation de section de ces cheminées provoque une nette diminution de la vitesse maximale relevée au niveau des escalators et dans les passages d'accès. Par contre, sur la figure 1.13.b, la distance entre l'emplacement de ces trappes et le début de la station n'a que très peu d'influence sur l'aéroulque de la station. Il faut noter également sur la figure 1.13.d une légère augmentation de la vitesse maximale aux escalators lorsque la longueur des cheminées augmente.

L'influence de la section du passage d'accès est également prise en compte sur la figure 1.13.c. Il est montré qu'une augmentation de cette section provoque une diminution significative de la vitesse relevée dans le passage d'accès lui-même alors qu'une légère accélération survient au niveau des escalators.

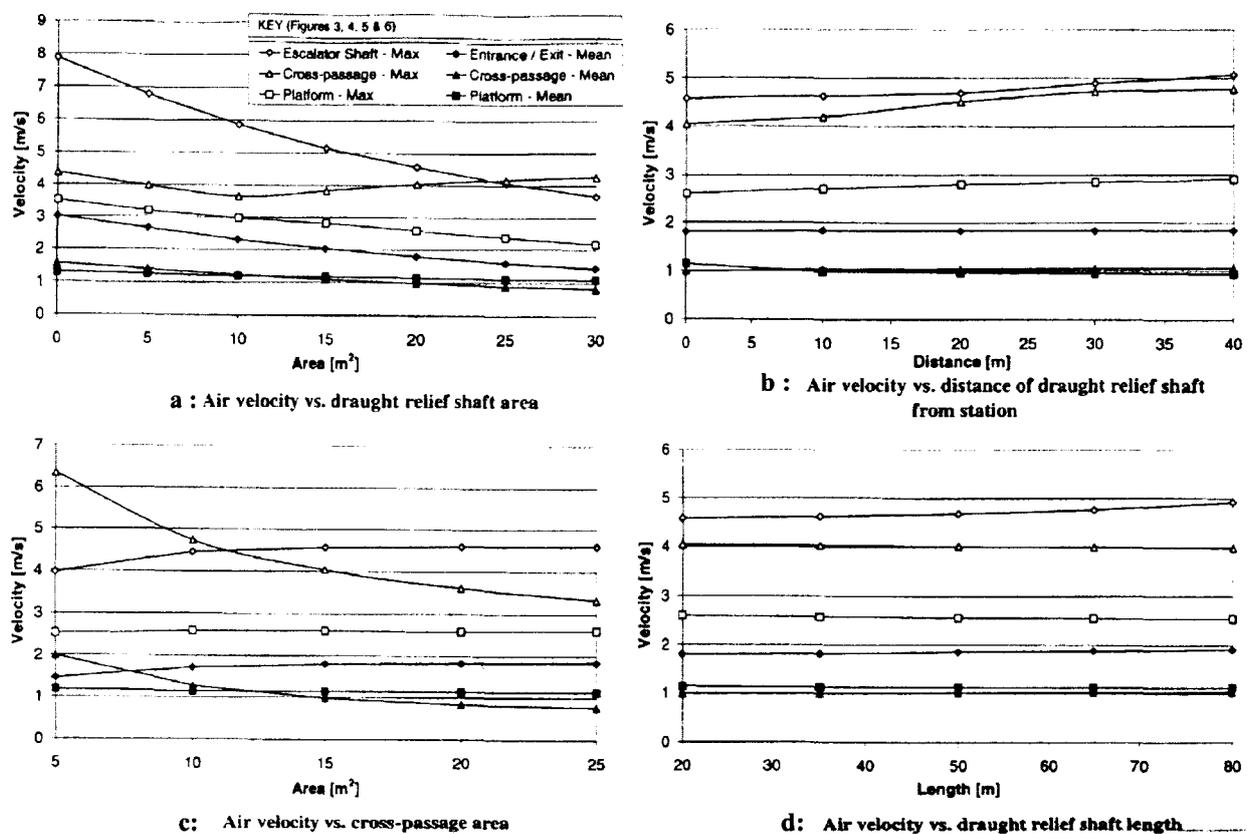


FIG. 1.13: vitesse de l'air [Pope et al., 2000]

Concernant les aspects thermiques, Pope et al. (2000) étudient l'évolution de la température de l'air au cours d'une journée typique d'été dans chaque station constituant une ligne complète de métro. La température ambiante extérieure varie sinusoïdalement avec un pic à 14 h et un minimum à 2 h. Les résultats de cette étude sont représentés sur la figure 1.14 pour chaque quai de station dans chacune des deux directions de circulation des trains. Il apparaît que la température la plus élevée sur la ligne montante est celle de la station 6 qui atteint 44,5 °C vers 18 h. A l'opposé, ce maximum se retrouve sur le quai de la station 3 pour la ligne descendante. De manière générale, la température a tendance à augmenter dans la direction de circulation des trains ce qui s'explique

par l'effet de pistonement des trains qui, depuis leur entrée dans le tunnel véhiculent de l'air frais qui s'échauffe en parcourant la ligne de station en station. Une corrélation peut donc être apportée entre la densité du trafic et la température ambiante en station : à 9 h, on peut observer une chute de la température occasionnée par une baisse de la fréquence de passage des trains qui passe de 30 à 20 trains/h. Par contre, à partir d'une heure du matin, la température augmente subitement alors que le trafic cesse complètement à cette heure. En fait, le faible trafic de 19h à la fermeture permet d'assurer un refroidissement de l'air dans la ligne par entraînement de l'air extérieur, relativement frais à cette période de la journée, vers l'intérieur. Lorsque le trafic cesse complètement, la chaleur accumulée tout au long de la journée par les parois est restituée à l'air par convection, ce qui explique ce réchauffement.

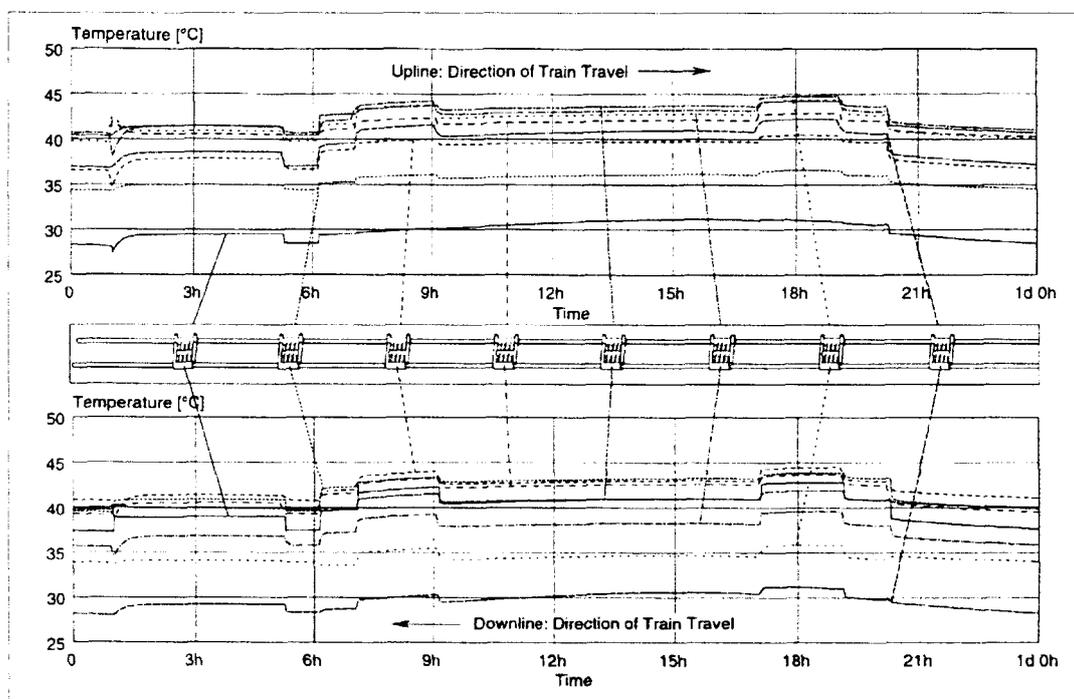


FIG. 1.14: température de l'air sur une ligne de métro [Pope et al., 2000]

L'importance de la récupération d'énergie lors du freinage ainsi que la présence d'un système d'extraction dans la station sont également mis en évidence et apportent une nette amélioration du confort thermique des usagers par la diminution de la température de l'air régnant en station comme le montre la figure 1.15. En effet, pour une récupération de 30% au freinage, la température de l'air sur les quais peut chuter de 5°C. De même, on observe une diminution de l'ordre de 10°C pour un débit d'extraction de 100 m³/s. Par contre, il est noté que dans les pays tropicaux, l'obtention du confort thermique passe impérativement par l'utilisation de l'air conditionné ou de systèmes de refroidissement à eau.

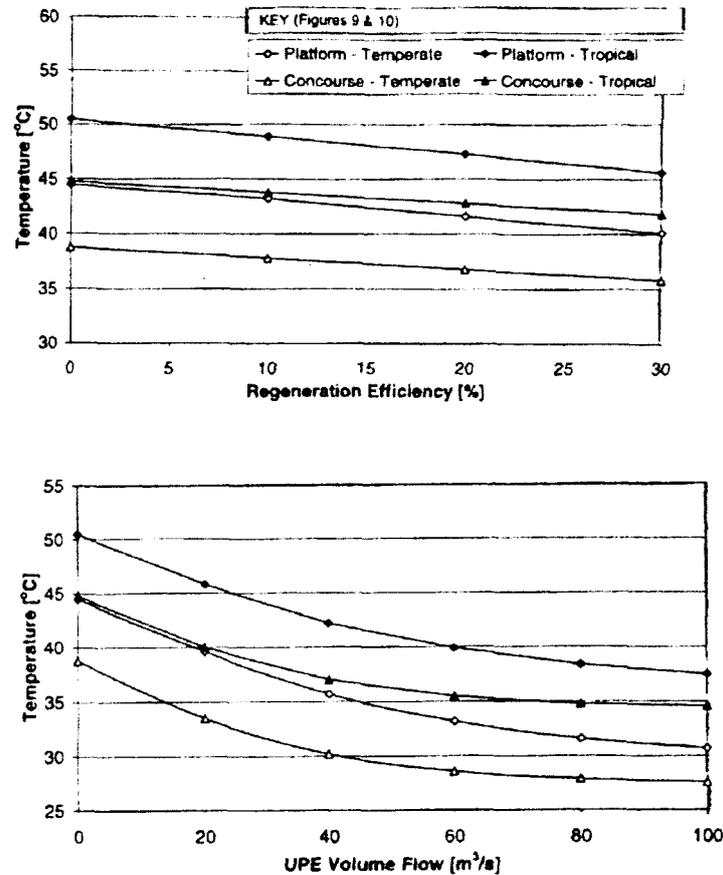


FIG. 1.15: influence de la récupération au freinage et d'une extraction d'air [Pope et al., 2000]

1.4.2 Les mesures sur site

Les mesures qui figurent dans ce paragraphe portent uniquement sur la station Simplon qui, comme il a été dit précédemment, reste la référence pour la RATP en matière d'aérodynamique et de confort thermique.

De 1996 à 1999, la RATP a réalisé des mesures de températures en continu dans la station qui ont été comparées aux températures extérieures relevées par Météo-France. Sur les figures 1.16 à 1.19 sont représentés les résultats de cette campagne pour un mois de chacune des saisons de l'année 1998. On peut constater que les températures d'air sont toujours plus élevées en station. En hiver, la température en station n'est pas autant influencée par le climat extérieur que pour les autres saisons. Dans le cas présent, on relève même une augmentation de 6°C sur les dix derniers jours du mois de janvier alors que la température extérieure a diminué de 6°C. Cela peut s'expliquer par la forte inertie des parois des stations de métro qui engendre un écart de température entre l'air extérieur et les parois plus important en saison froide. Les parois jouent ainsi le rôle de source de chaleur et réchauffent l'air provenant de l'extérieur pour donner une température agréable dans la station.

Pour les autres saisons, les fluctuations entre les deux températures se correspondent avec un écart de l'ordre de 6°C en mi-saison et de 3°C en moyenne pour la saison d'été.

De manière générale, plus la saison est chaude, plus la température en station est tributaire des conditions climatiques extérieures et l'inertie des parois se fait de moins en moins ressentir du fait de la diminution de l'écart de température paroi-air. Les parois peuvent par conséquent représenter à long terme un moyen pour réguler la température dans le réseau mais il faut être vigilant quant à la façon de procéder (un mauvais mode de ventilation peut mettre en échec le résultat attendu).

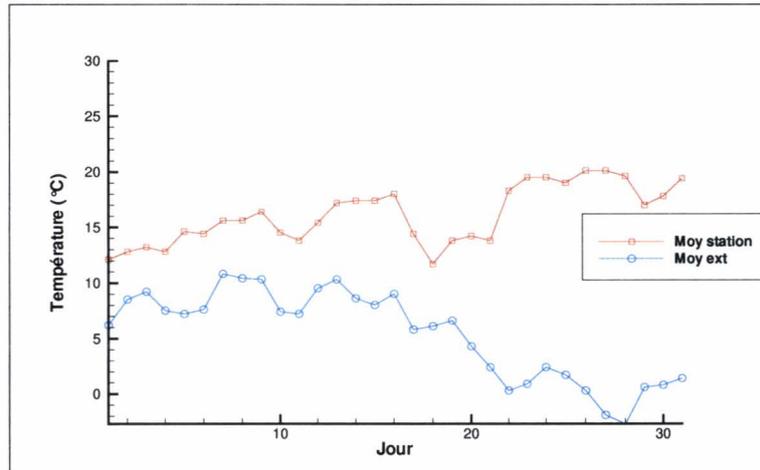


FIG. 1.16: température moyenne en hiver (Janvier)

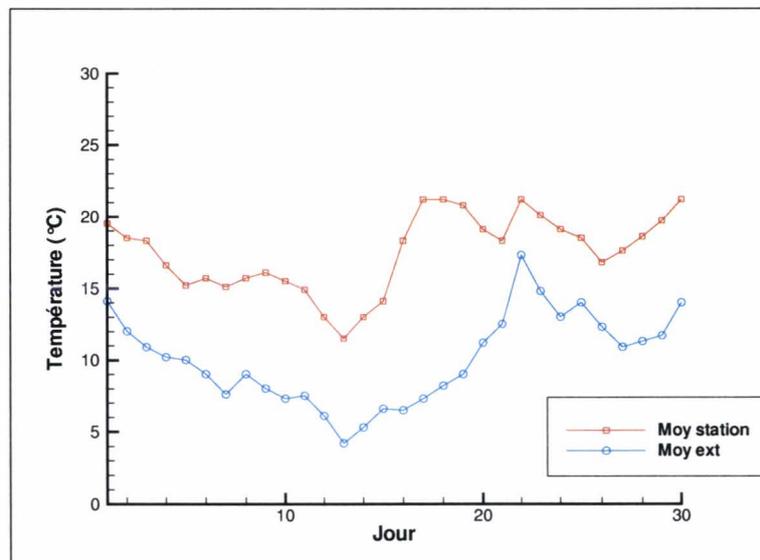


FIG. 1.17: température moyenne au printemps (Avril)

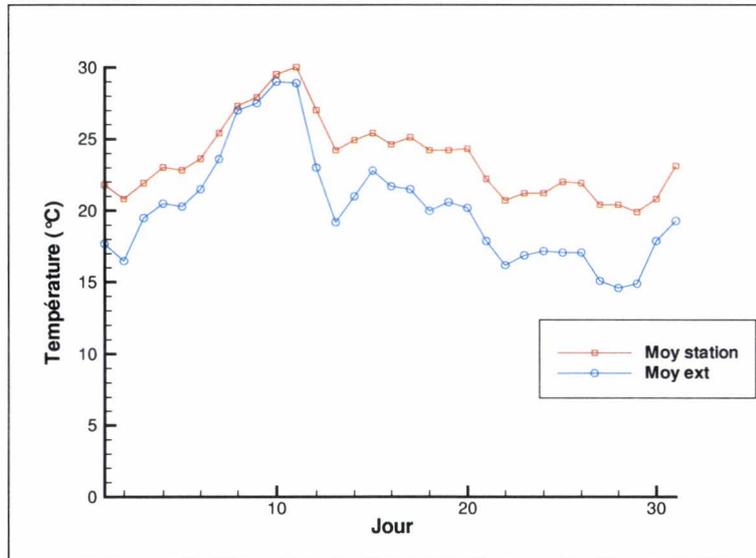


FIG. 1.18: température moyenne en été (Août)

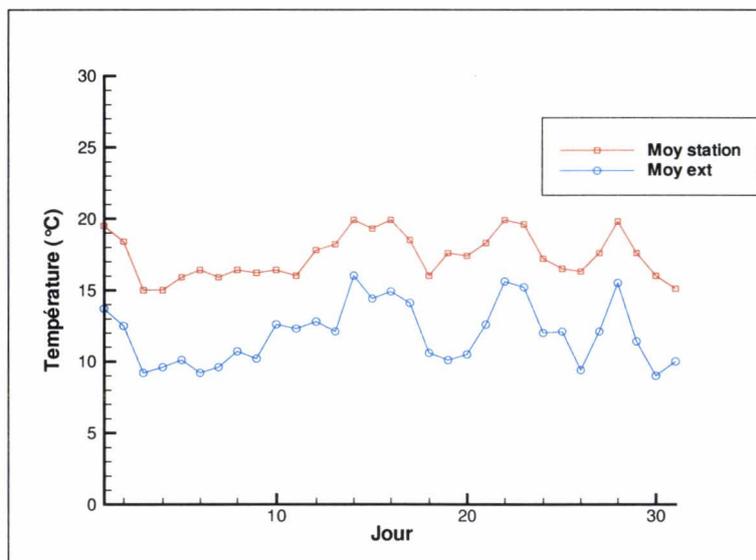


FIG. 1.19: température moyenne en automne (Octobre)

1.5 Mesures réalisées dans la station Simplon

Afin de compléter ces résultats, nous avons réalisé, dans le cadre de la thèse une campagne de mesures portant sur trois points essentiels (Waymel (2000)) : la mesure de températures ambiantes et de températures de parois en différents points de la station, la mesure des vitesses de courant d'air pour différentes positions (sur les quais ainsi que dans les galeries d'accès) et enfin, la localisation des points chauds sur les rames en circulation. Pour ces mesures, seul le ventilateur situé sur l'interstation Simplon - Marcadet Poissonniers est en fonctionnement, en mode d'insufflation.

Les différentes positions de mesure sont résumées au tableau 1.3 en référence à la figure 1.20.

Position	Repère	Altitude/sol (m)
A	0,5 m de la voie	1,7
B	0,5m de la voie	0,5
C	1 m de la paroi	1,7
D	Embouchure escalier	1,7
E	Milieu de couloir	1,7
F	Sortie bvd. Ornano coté n° impairs	1,7
G	Sortie bvd. Ornano coté n° pairs	1,7

TAB. 1.3: position des points de mesure

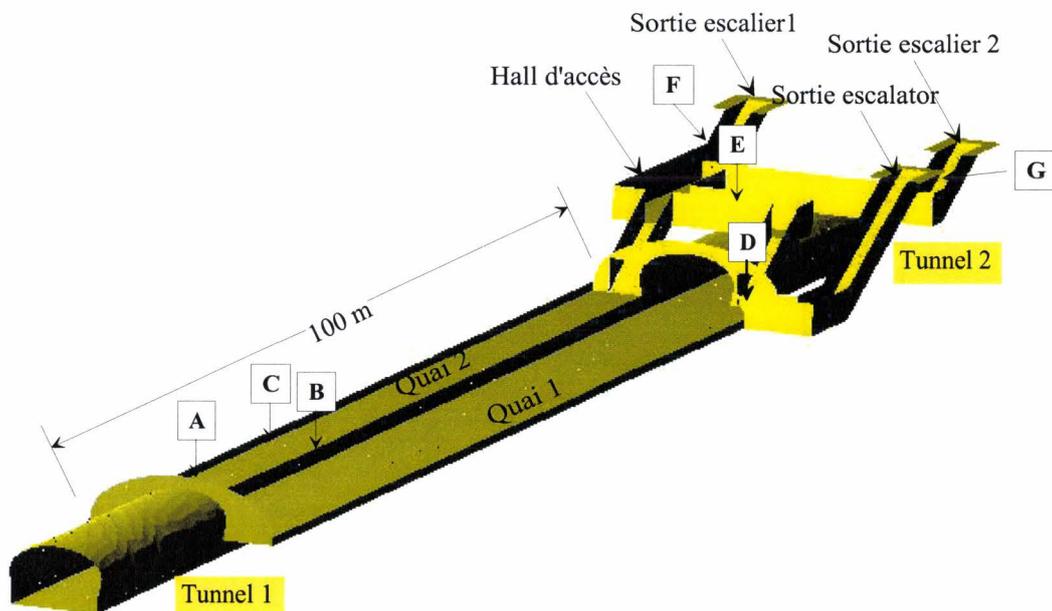


FIG. 1.20: localisation des mesures dans la station Simplon

Les mesures de vitesse

Les mesures de vitesses ont été prises aux positions A, D, E, F et G à l'aide d'une station BABUC équipée de capteurs LSI BSV 101 permettant de couvrir la gamme de 0,2 à 20 m/s. Les figures 1.21 à 1.25 montrent l'importance des courants d'air générés par effet piston lors de la circulation des rames.

En position A, ce sont les trains arrivant de Porte d'Orléans qui provoquent une intensité de courant d'air maximale puisque c'est à cet endroit que débouche la surpression issue des trains circulant dans ce sens. Par contre, les trains arrivant dans l'autre direction ont moins d'effet à cet endroit puisque les galeries situées en début de quai permettent d'évacuer les débits d'air générés dans le tunnel Simplon - Porte de Clignancourt, sans compter les effets capacitifs de la station elle-même. D'ailleurs, il a été constaté que la majorité du temps, l'air circulait de la station vers les galeries d'accès. Ceci explique pourquoi en position D, les vitesses relevées sont de même intensité

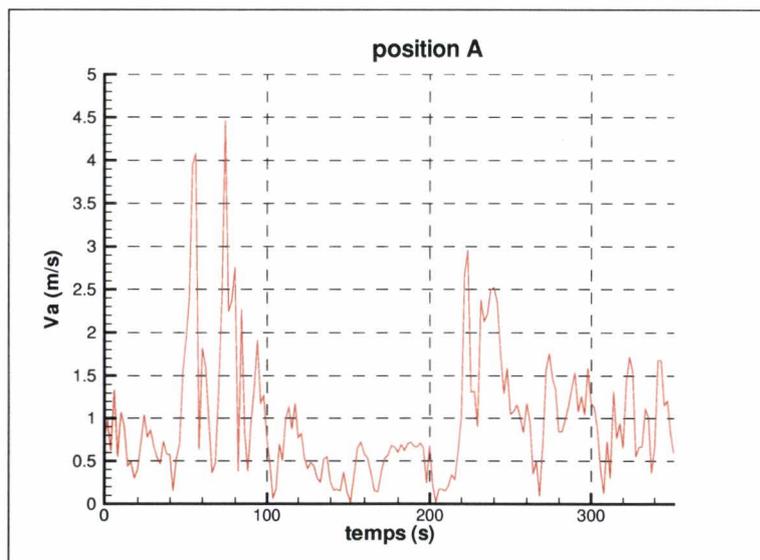


FIG. 1.21: vitesse de l'air en fond de station

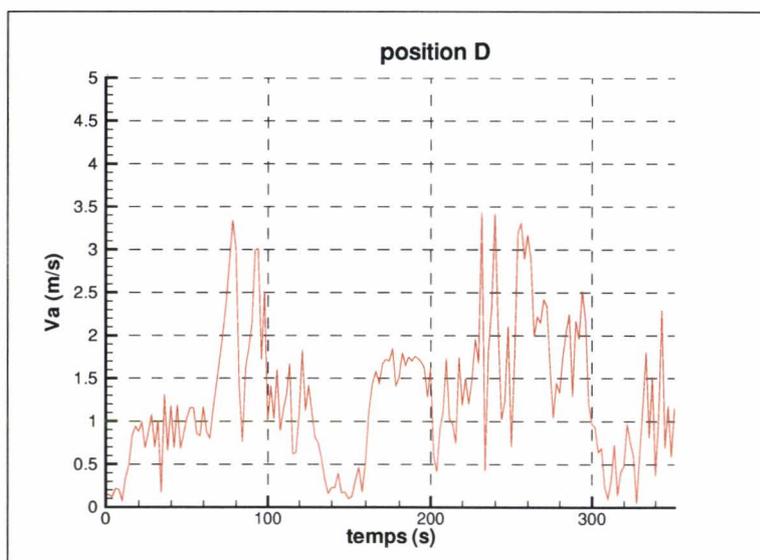


FIG. 1.22: vitesse de l'air côté escalier

quelle que soit la provenance du train car les embouchures d'escaliers constituent l'unique moyen d'évacuer les surplus d'air qui s'accumulent dans la station.

Comme le montrent les figures 1.24 et 1.25, les circulations d'air sont particulièrement intenses au niveau des couloirs de sortie notamment en position G où la vitesse est montée jusqu'à 13 m/s. Cela s'explique par la faible section de passage de ces couloirs : afin d'évacuer le débit imposé par la surpression de la station, la vitesse doit augmenter ; ce phénomène d'accélération est également accentué lorsqu'une des deux portes de sortie est fermée.

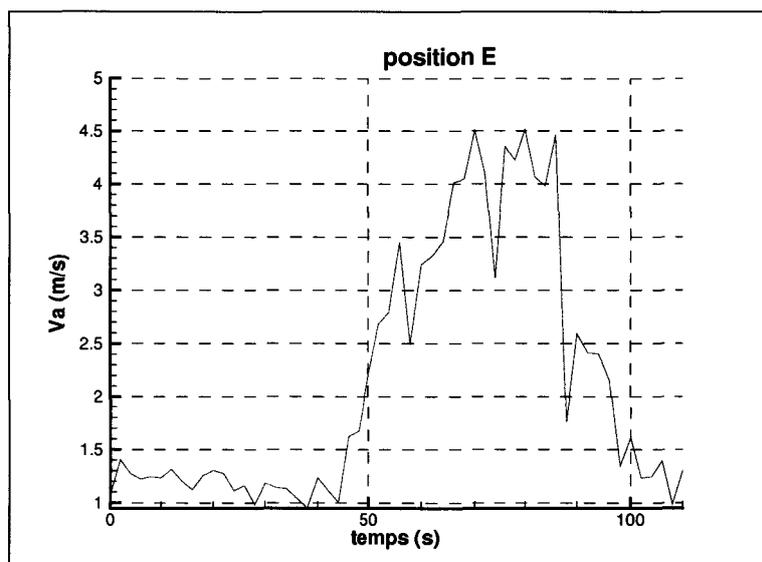


FIG. 1.23: vitesse de l'air au milieu du couloir

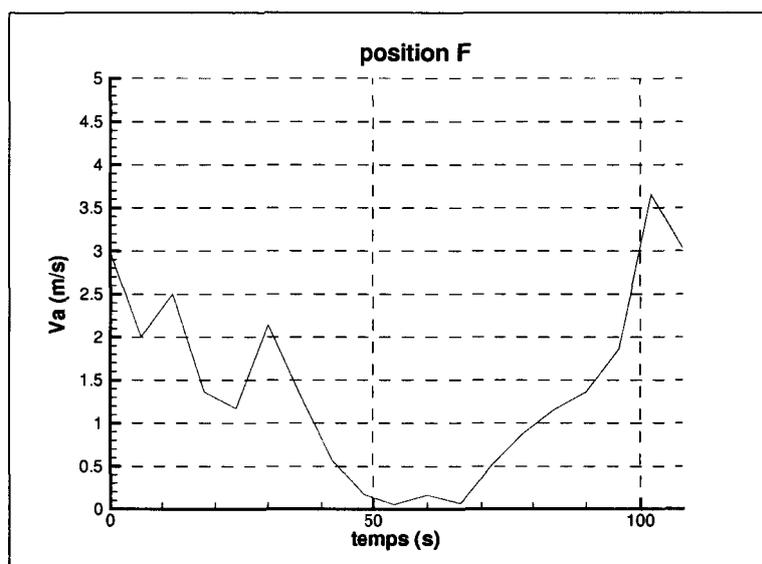


FIG. 1.24: vitesse de l'air à la sortie F

Les mesures de températures ambiantes

Ces mesures ont été réalisées à l'aide de la station BABUC équipée de la sonde LSI BSU 102 (-40 à +120°C). Les résultats relatifs à la position B présentés sur la figure 1.27 mettent en évidence les effets thermiques générés par les fortes températures qu'atteignent les rhéostats situés en dessous de caisse des rames de métro. Ces rhéostats fonctionnent essentiellement lors des phases de freinage et d'accélération de la rame. Ainsi, lors du séjour de la rame en station, la température de cet équipement est au plus haut. D'après certaines hypothèses fournies par la RATP, une grande partie de la chaleur contenue dans ces rhéostats serait évacuée par convection naturelle lors de l'arrêt en station. Mais, au cours du séjour dans la station, seule une partie de cette chaleur est

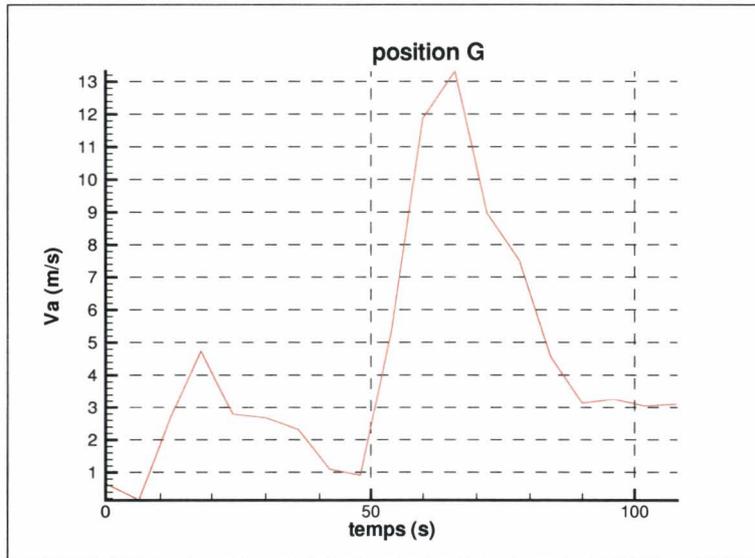


FIG. 1.25: vitesse de l'air à la sortie G

renvoyée sur le quai au niveau de l'interstice formé par la rame et le quai. L'autre partie s'accumule en dessous de la rame pour former un matelas d'air chaud qui est évacué en partie dans la station lors du départ.

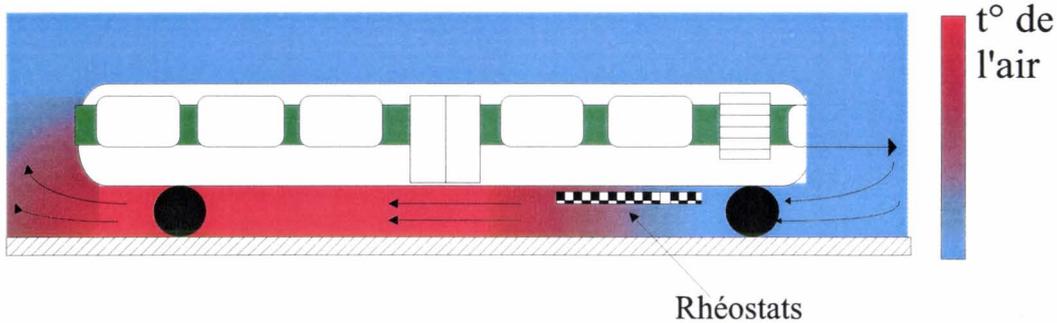


FIG. 1.26: formation du matelas d'air chaud en dessous de rame

Sur la figure 1.27, on peut identifier l'arrivée d'une rame en station correspondant à l'élévation en température de l'air ambiant. Il est possible de distinguer l'évacuation de la chaleur par l'interstice au niveau de la montée en température, de la restitution du matelas correspondant au pic sur la figure. Le palier fléché sur le graphe correspond à la température ambiante une fois que la rame a quitté la station. A cet emplacement, le passage d'un train provoque donc une élévation de l'ordre de 2°C sur la température moyenne ambiante.

Globalement, en fond de station comme pour la position B, la température moyenne relevée lors de cette campagne est de l'ordre de 25°C mais le passage et l'arrêt d'une rame provoque de brusques changements se traduisant par une élévation de la température de 3 à 4°C.

Dans la station du côté des couloirs d'accès, la situation n'est pas la même puisque la température reste quasi-homogène comme le montre la figure 1.28. Par contre, la température moyenne est

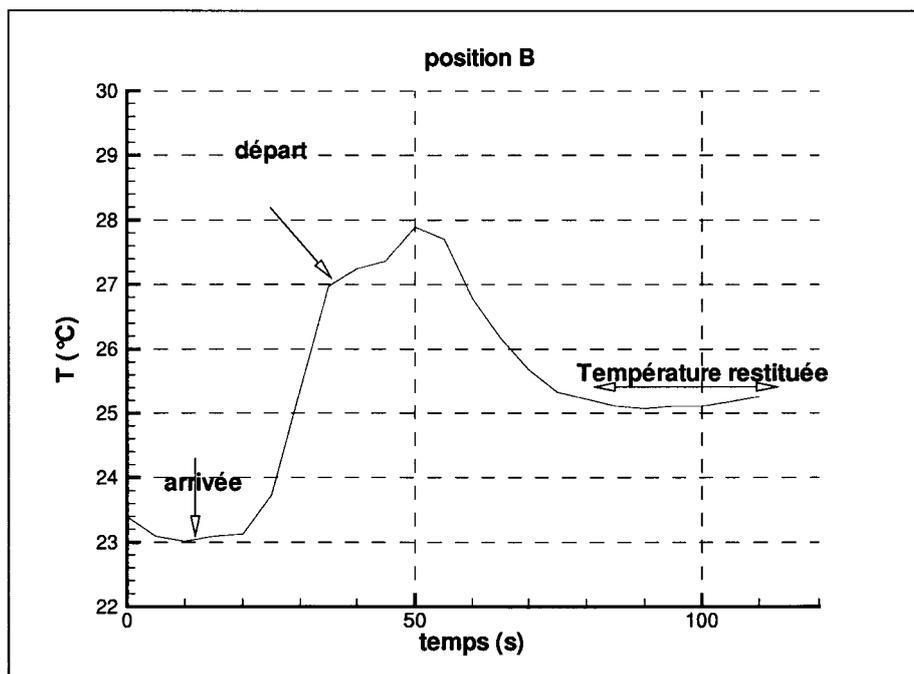


FIG. 1.27: température ambiante à proximité de la voie

plus élevée, se situant entre 28 et 29°C. Cette différence de température entre le fond de station et l'accès au hall s'explique par le fait que l'air allant globalement de la station vers l'extérieur, il se produit à cet endroit une accumulation de toute la chaleur libérée dans la station. La température ambiante à cet emplacement de la station est par conséquent plus élevée et moins sensible aux sources locales que peuvent apporter les rames de métro.

Des mesures de température ont également été réalisées au niveau des portes d'accès à la station. Les figures 1.29 et 1.30 montrent deux séquences de deux minutes correspondant à la sortie boulevard Ornano coté impairs ainsi qu'à la sortie coté numéros pairs. Ces relevés ont été réalisés simultanément aux relevés de vitesse des figures 1.24 et 1.25 et permettent ainsi de déterminer le sens des courants d'air au niveau des couloirs d'accès. En effet, lorsque le courant d'air sort de la station, la température ambiante est proche de celle relevée dans les couloirs d'accès à la station et dans le hall d'accès, avoisinant 29°C. Par contre, lorsque le courant d'air entre en station, ce qui est plus rare mais pas inévitable, la température correspond alors à celle du milieu extérieur environnant qui était, lors de la campagne, proche de 22°C. Lorsqu'il n'y a pas d'inversion de courant d'air, la température dans les couloirs d'accès est donc relativement homogène mais de brusques changements peuvent intervenir lorsque le cas contraire se présente.

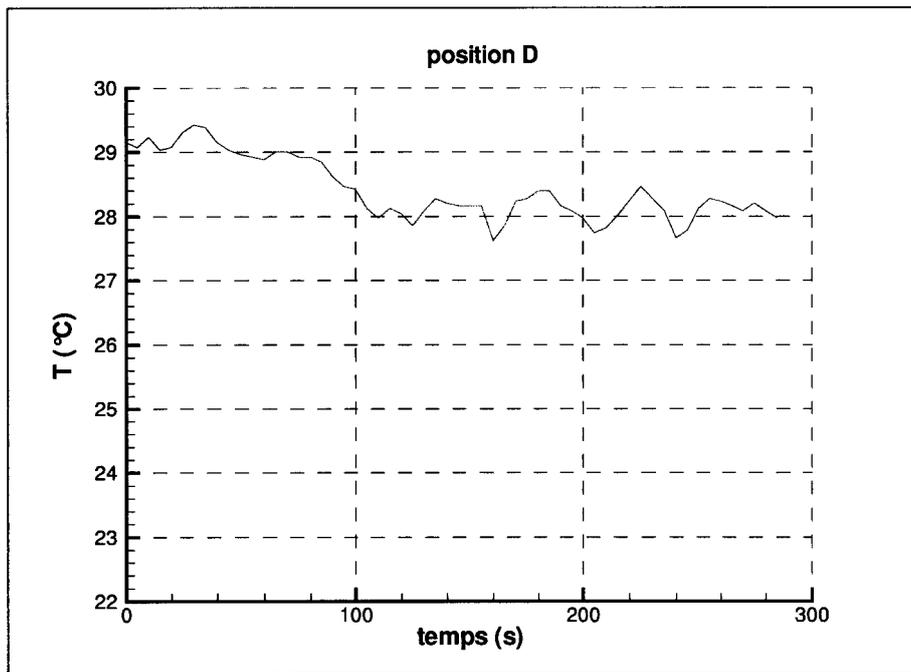


FIG. 1.28: température ambiante en station côté couloirs

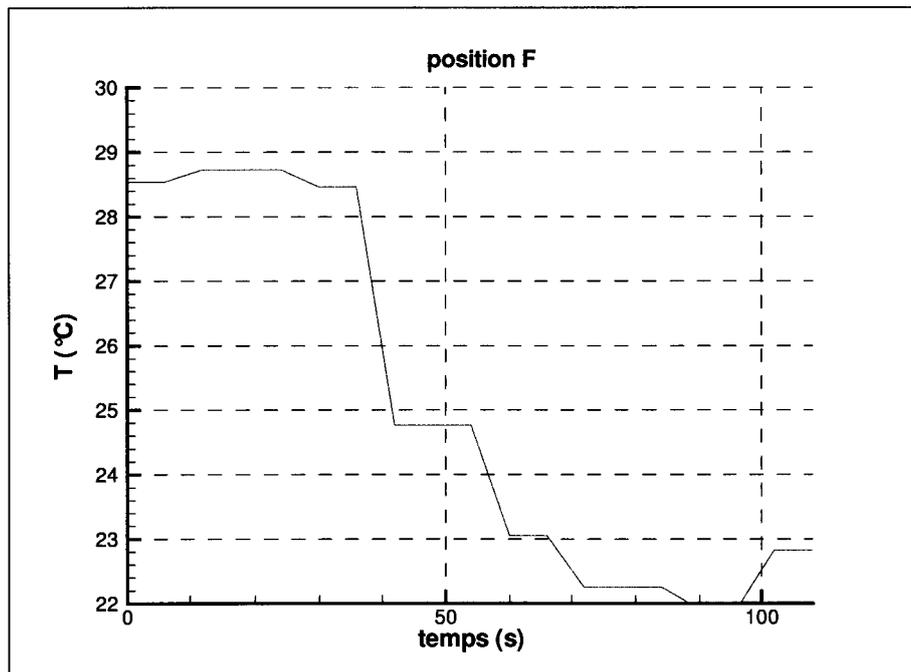


FIG. 1.29: température ambiante sortie bvd Ornano - n° impairs

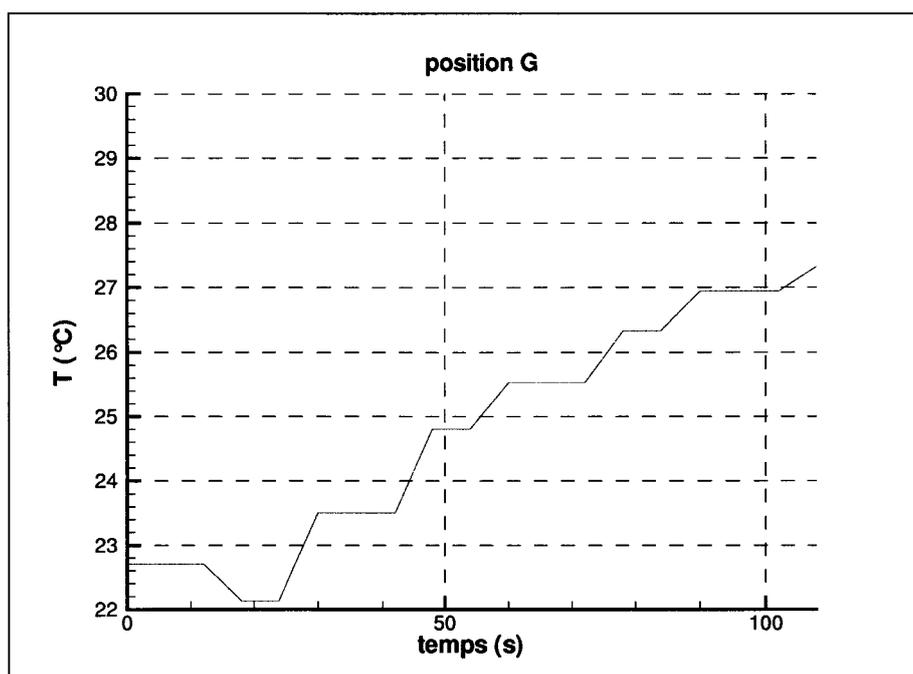


FIG. 1.30: température ambiante sortie bvd Ornano - n° pairs

les mesures de températures pariétales

– Les parois de la station

Ces mesures ont été réalisées à l'aide d'un pyromètre infrarouge dont l'émissivité a été réglée à 0,9. Les températures ont été prises sur deux zones bien distinctes : le fond de station et le début de station et ceci pour différentes altitudes correspondant aux rails, au sol du quai, au bas du mur, à mi-hauteur de station et au plafond. Les relevés effectués pour ces différentes positions sont rassemblés dans le tableau 1.4.

Position	Temp. fond de station (°C)	Temp. début de station (°C)
Rails	27	30
Sol du quai	25	27
Bas du mur	24	27
Mur mi-hauteur	25	28
Plafond	26	28

TAB. 1.4: températures mesurées aux parois de la station

Comme dans le cas des températures ambiantes, on observe un écart de température de 3°C entre le fond et le début de la station. Les températures des parois sont même voisines de la température de l'air dans leur proche environnement, ce qui laisse supposer que les échanges thermiques entre l'air et les parois restent faibles.

Dans une zone définie, la température au niveau des rails est toujours plus élevée de 2 à 3°C que celles des autres parois, ce qui peut correspondre à un échauffement associé au matelas d'air chaud du dessous des rames. Ailleurs, la température des parois a tendance à augmenter avec l'altitude du fait de l'équilibre thermique avec l'air ambiant dont la température augmente avec l'altitude.

– Les parois des rames

Des relevés de températures ont pu être réalisés sur la totalité des parois d'une rame visible depuis le quai de la station à l'aide d'une caméra infrarouge filmant le défilement d'un train. Cette technique a pour avantage de déceler rapidement les points chauds susceptibles d'avoir une influence notable sur le bilan thermique de la station.

Après visualisation de ce défilement, les points chauds qui ont été repérés sont :

- les rhéostats pour leur forte consommation électrique.
- les parties roulantes et les dispositifs de freinage pour le frottement sur les rails et l'énergie qu'ils dissipent lors du freinage.

Les figures 1.31 à 1.34 montrent quatre clichés correspondant à chacune des deux parties chaudes, l'un en visée directe (dessous de caisse) et l'autre juste au-dessus des parties chaudes sur la paroi latérale de la rame. Les niveaux de température atteints dépassent les 100°C, ce qui a pour conséquence de forts mouvements de convection et des échanges locaux entre les rames et la station pouvant induire une forte inhomogénéité des conditions climatiques dans la station. Les zones chaudes restent néanmoins fortement confinées aux équipements concernés et on n'observe pas d'élévation de température des structures situées dans leur environnement immédiat.

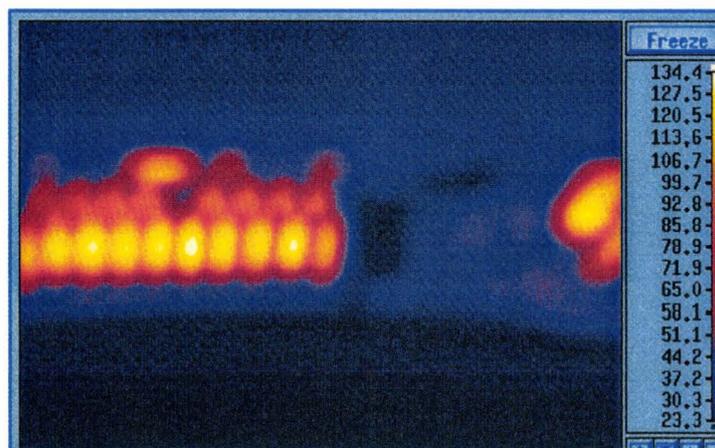


FIG. 1.31: température des rhéostats

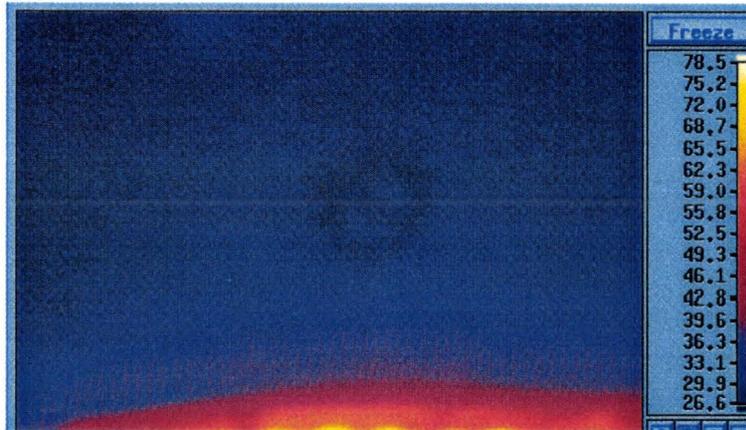


FIG. 1.32: température au dessus des rhéostats

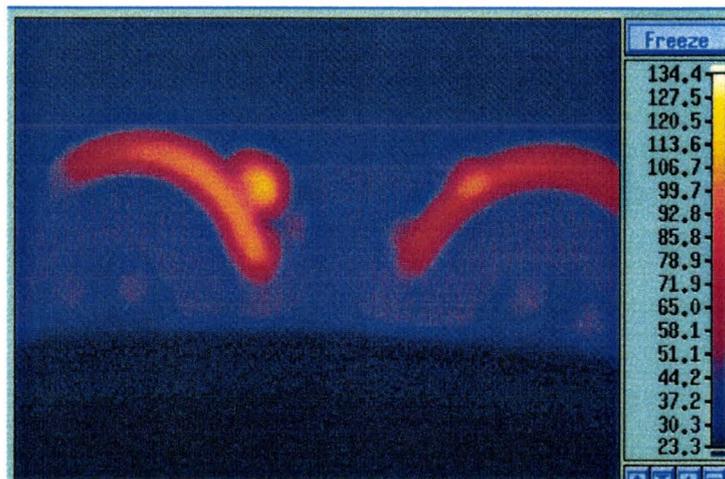


FIG. 1.33: température des parties roulantes

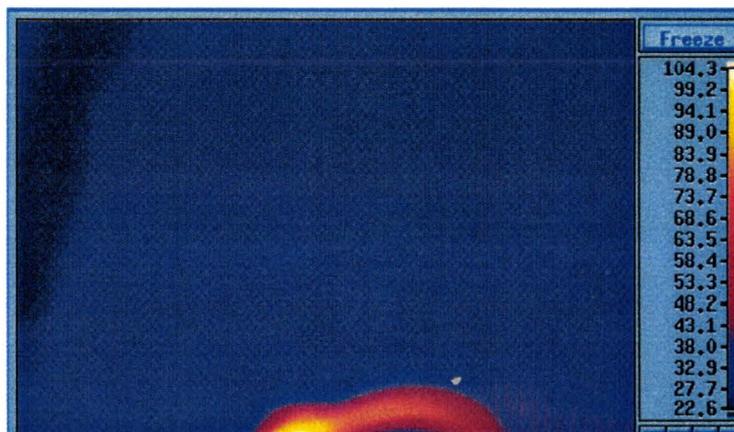


FIG. 1.34: température au dessus des parties roulantes

1.6 Conclusion

L'étude des phénomènes aérothermiques dans les stations de métro est complexe ; on a pu citer l'abondance des paramètres intervenant dans la physique des phénomènes rencontrés : la géométrie du réseau et des stations, les conditions climatiques extérieures, les conditions d'exploitation, les systèmes d'aération, de ventilation et de refroidissement. Tous ont leur importance et il est donc difficile d'en tirer rapidement les solutions les plus avantageuses permettant de contribuer à l'amélioration du bilan thermique dans les stations et, par conséquent, du confort thermique des usagers.

Le confort : voilà un aspect difficile à comprendre et à maîtriser en particulier dans un milieu aussi inhomogène que peut l'être celui du ferroviaire souterrain. Il est néanmoins indispensable pour aborder ce concept d'obtenir des informations précises sur les conditions climatiques ambiantes.

Chapitre 2

Modélisation du problème de transfert en milieu fluide

Comme on l'a indiqué au chapitre précédent, les stations de métro font l'objet d'importants transferts de chaleur imposés par des fréquentations multiples : la circulation des trains, les systèmes de ventilation ou encore le perpétuel mouvement des usagers modifient en permanence l'état thermo-aéraulique d'un tel milieu. Il est par conséquent primordial de passer par une bonne description physique et mathématique des propriétés de l'air afin de modéliser correctement de tels phénomènes. Dans ce chapitre, l'air est décrit par ses propriétés conservatives régies par les équations d'Euler. On verra également la manière dont sont introduits quelques phénomènes physiques particuliers.

2.1 Considérations générales

Le problème de transfert posé par l'écoulement de l'air qui se trouve dans le local est déterminé dynamiquement et thermiquement par :

- la nature du fluide caractérisé par des propriétés thermophysiques dépendantes de sa température et / ou de sa pression.
- les sources qui constituent un apport ou une perte de masse, de quantité de mouvement ou d'enthalpie au sein du domaine fluide.
- les conditions aux limites spatio-temporelles sur les surfaces délimitant l'espace occupé par le domaine fluide.

La résolution du problème thermo-aéraulique nécessite de connaître en tout point et à tout instant les grandeurs caractéristiques du fluide qui sont :

- les 3 composantes de la vitesse (u , v , w).

- la pression p .
- la température T .
- la masse volumique ρ .

Ces grandeurs satisfont :

- aux équations générales de la mécanique des fluides et de la thermodynamique :
 - conservation de la masse ou équation de continuité.
 - conservation de la quantité de mouvement qui donne trois équations scalaires après projection sur trois axes.
 - conservation de l'énergie.
 - équation d'état de l'air.
- aux conditions aux limites.
- aux conditions initiales.

2.2 Les équations fondamentales de la mécanique des fluides

Ces équations découlent de principes de conservation tirés de la mécanique. Leur formulation générale est rappelée ci-après ainsi que les hypothèses utilisées dans cette étude pour les simplifier.

2.2.1 Formulation générale des équations

2.2.1.1 L'équation de continuité

La continuité de la matière en tout point du fluide s'exprime par l'équation de continuité s'écrivant sous la forme :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (\rho \vec{U}) = S_m \quad (2.1)$$

ρ : masse volumique.

\vec{U} : vitesse du fluide.

S_m : source de masse.

2.2.1.2 L'équation de quantité de mouvement

Le principe de conservation de la quantité de mouvement met en relation les caractéristiques du mouvement du fluide et les causes qui en sont à l'origine (forces, sources de quantité de mouvement). L'équation de conservation traduisant ce principe se met sous la forme :

$$\frac{\partial \rho \vec{U}}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (\rho \vec{U} \otimes \vec{U} + p \vec{I} - \vec{\tau}) = \rho \vec{f}_e + \vec{S}_q \quad (2.2)$$

\vec{f}_e : forces extérieures de volume.

p : pression.

$\vec{\tau}$: tenseur des tensions visqueuses.

\vec{S}_q : sources de quantité de mouvement.

⊗ correspond au produit dyadique : $(\vec{U} \otimes \vec{U})_{ij} = U_i U_j$ (dans un repère cartésien)

2.2.1.3 L'équation de l'énergie

Le principe de conservation de l'énergie est issu du premier principe de la thermodynamique et permet de mettre en relation les diverses formes d'énergie mises en jeu :

$$\frac{\partial \rho E}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (\rho \vec{U} E + p \vec{U} - \lambda \vec{\nabla} T - \vec{\tau} \cdot \vec{U}) = W_f + S_H \quad (2.3)$$

E : énergie totale $E = e + \vec{U} \cdot \vec{U} / 2$

λ : conductivité de l'air.

W_f : travail des forces volumiques.

S_H : sources de chaleur.

2.2.1.4 L'équation d'état du gaz

L'équation d'état permet de relier les caractéristiques thermodynamiques du fluide sous la forme

$$f(\rho, p, T) = 0 \quad (2.4)$$

2.2.2 Les hypothèses simplificatrices

Le modèle adopté doit répondre à des contraintes de rapidité et de souplesse car il s'agit ici de modéliser des écoulements instationnaires sur une longue durée. La résolution du système dans son intégralité n'est donc pas envisageable. De plus, la complexité géométrique d'une station de métro ne permet pas de prendre en compte tous les paramètres de manière précise. Il est donc nécessaire de considérer notre problème d'écoulement sous une forme simplifiée, garantissant toutefois les principaux phénomènes physiques intervenant dans cette étude.

Les hypothèses adoptées sont les suivantes :

- les tensions visqueuses ainsi que les termes de dissipation visqueuse sont négligés. Au niveau des parois, où ces termes deviennent prépondérants, ils sont modélisés par des termes source de quantité de mouvement et d'enthalpie traduisant les frottements pariétaux et la puissance qu'ils dissipent.
- les phénomènes de diffusion thermique entre l'air en mouvement et les parois, qui ne peuvent être directement pris en compte dans les équations d'Euler, sont introduits sous forme de termes source de convection de chaleur.
- les pressions se situent autour de la pression atmosphérique, l'air est donc assimilé à un gaz parfait.

Toutes ces considérations permettent d'aboutir aux équations d'Euler en coordonnées cartésiennes, complétées par des termes source rendant compte des phénomènes absents des équations originales :

conservation de la masse :

$$\frac{\partial \rho u}{\partial x} + \frac{\partial \rho v}{\partial y} + \frac{\partial \rho w}{\partial z} = S_m \quad (2.5)$$

conservation de la quantité de mouvement :

En projection sur un repère cartésien :

$$\frac{\partial \rho u}{\partial t} + \frac{\partial \rho u^2}{\partial x} + \frac{\partial \rho uv}{\partial y} + \frac{\partial \rho uw}{\partial z} + \frac{\partial p}{\partial x} = S_{\rho u} \quad (2.6)$$

$$\frac{\partial \rho v}{\partial t} + \frac{\partial \rho uv}{\partial x} + \frac{\partial \rho v^2}{\partial y} + \frac{\partial \rho vw}{\partial z} + \frac{\partial p}{\partial y} = S_{\rho v} \quad (2.7)$$

$$\frac{\partial \rho w}{\partial t} + \frac{\partial \rho uw}{\partial x} + \frac{\partial \rho vw}{\partial y} + \frac{\partial \rho w^2}{\partial z} + \frac{\partial p}{\partial z} = S_{\rho w} \quad (2.8)$$

On définit le vecteur source de quantité de mouvement :

$$\vec{S}_q = S_{\rho u} \vec{i} + S_{\rho v} \vec{j} + S_{\rho w} \vec{k} \quad (2.9)$$

conservation de l'énergie :

$$\frac{\partial \rho E}{\partial t} + \frac{\partial \rho u H}{\partial x} + \frac{\partial \rho v H}{\partial y} + \frac{\partial \rho w H}{\partial z} = S_H \quad (2.10)$$

où H est l'enthalpie totale : $H = E + p/\rho$

équation d'état des gaz parfait :

$$\frac{p}{\rho} = RT \quad (2.11)$$

2.3 Les sources

Ce paragraphe n'a pas la prétention de fournir une liste exhaustive de toutes les sources que l'on peut rencontrer dans l'enceinte d'une station de métro mais il tente d'en regrouper les principales.

Chaque source est modélisée par une ou plusieurs entités intervenant dans les termes source ($S_m, S_{\rho u}, S_{\rho v}, S_{\rho w}, S_H$) des équations (2.5) à (2.10).

Les rames de métro constituent un ensemble de sources de chaleur indiscutablement prédominantes par leurs équipements électriques et leur puissance dissipée au freinage. On verra que ces sources de chaleur sont introduites au sein du modèle sous forme de termes source d'enthalpie déduits des lois de convection pariétale. Le frottement sur les parois des rames est également représenté par des sources de quantité de mouvement et d'enthalpie.

Pour le modèle, on relève cinq principaux types de source :

- le corps humain.
- les systèmes de ventilation.
- le frottement pariétal.
- les échanges de chaleur pariétaux
- la gravité.

2.3.1 Le corps humain

2.3.1.1 Bilan thermique du corps humain

Le corps humain est doté d'une régulation thermique complexe. Pour maintenir sa température interne proche de 37°C, il produit et échange de la chaleur avec son environnement. L'équation de bilan thermique entre l'homme et son environnement peut s'écrire d'après Althabegoïty (1996) :

$$STO = Q - W - K.A_{\text{cont}} + (Conv + Ray + E_{sk}).A_{sk} - (C_{\text{resp}} + E_{\text{resp}}) \quad (2.12)$$

Où :

- STO est la puissance thermique stockée dans l'organisme (W).
- Q est le métabolisme (W).
- W est la puissance mécanique éventuelle fournie par l'homme (W).
- K représente les échanges par conduction (Wm^{-2}) et A_{cont} la surface du corps en contact.
- $Conv$, Ray , E_{sk} (Wm^{-2}) sont respectivement les échanges par convection, par rayonnement et par évaporation sur la surface A_{sk} du corps (m^2).
- E_{resp} et C_{resp} sont les échanges respiratoires respectivement par chaleur latente et par convection (W).

Les principaux paramètres qui interviennent dans ce bilan sont la température de l'air T_a , la vitesse de l'air U_a , les températures des surfaces environnantes T_p ainsi que l'humidité relative HR de l'air au voisinage du corps.

Concernant le corps humain, les variables physiques à prendre en compte sont les températures de peau T_{sk} , la quantité d'eau transpirée m_{sw} , la résistance thermique des vêtements R_{cl} et le métabolisme net ($Q - W$). Par la suite, on prendra pour surface corporelle celle d'un homme standard mesurant 1,73 m et pesant 70 Kg ($A_{sk} = 1,8 \text{ m}^2$).

Le métabolisme représente la quantité de chaleur produite par le corps humain. Son unité est le Watt mais il est parfois ramené par unité de surface en Watts/ m^2 ou en Met (1 Met correspond à une production du métabolisme moyen de repos en position assise vaut 58 Wm^{-2}).

La production de chaleur du corps humain est liée à une réaction d'oxydoréduction qui a lieu dans les cellules de l'organisme. Le métabolisme dépend à la fois des conditions thermiques environnantes mais aussi de l'activité. Il peut être calculé en fonction du taux de CO_2 rejeté comparé au taux de CO_2 inhalé. Quelques exemples retenus dans la norme ISO-8996 (1990) sont repris au tableau 2.1.

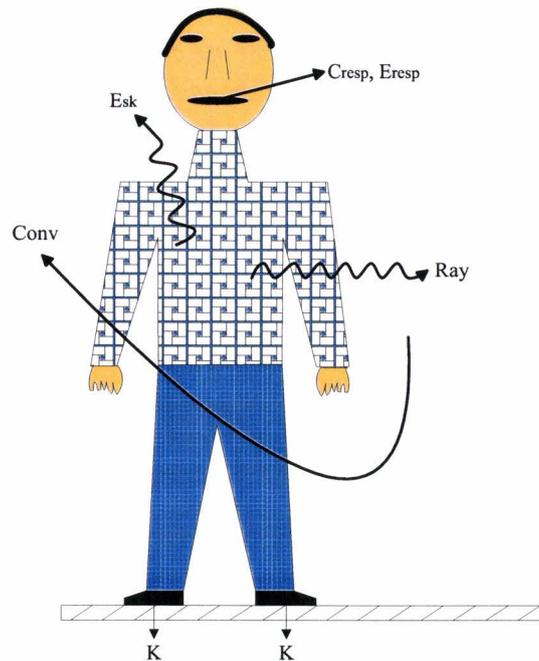


FIG. 2.1: modélisation thermique du corps humain

Activité	Métabolisme (W/m ²)	Exemple
Debout immobile	65	
Activité faible	100	Assis à l'aise, travail manuel léger
Activité modéré	165	Travail soutenu des mains et des bras, plâtre, cueillette de fruits ou de légumes, marche à une vitesse de 3,5 à 5,5 Km/h.
Activité élevée	230	Transport de matériaux lourds, pelletage, marche à une vitesse de 5,5 à 7 Km/h.
Activité très élevée	290	Travailler à la hache, courir.

TAB. 2.1: exemple de métabolisme du corps humain

2.3.1.2 Les échanges de chaleur avec l'environnement

Deux types d'échanges de chaleur sont distingués : les échanges par chaleur sensible et les échanges par chaleur latente. Dans le cadre de cette étude seuls les échanges par chaleur sensible sont pris en compte car les autres échanges ne constituent pas en soi une contribution à l'élévation ou à la diminution de la température de l'ambiance. Ces échanges participent uniquement à l'hygrométrie du milieu car celui-ci est supposé non saturé, ce qui signifie qu'il n'y a aucun phénomène de condensation susceptible de libérer de la chaleur.

La conduction

Les échanges de chaleur par conduction s'établissent lorsque deux éléments sont en contact.

La plupart du temps et en particulier dans notre cas d'étude, les seules surfaces en contact sont les pieds mais lorsque le sujet est assis, les surfaces de contact peuvent atteindre 30 à 40% de la surface corporelle. Dans tous les cas ces échanges dépendent de la température de la peau T_{sk} (°C), de la température du solide T_{si} , et de la résistance de contact R_k (m^2KW^{-1}) sous la forme :

$$K = \frac{T_{sk} - T_{si}}{R_k} \quad (Wm^{-2}) \quad (2.13)$$

La convection

La convection intervient entre la surface corporelle à une température T_{sk} , si celle-ci n'est pas vêtue, et l'air ambiant à une température T_a . Cet échange est fonction d'un coefficient h qui dépend du régime de convection. On distingue deux types de régime : la convection naturelle lorsque les mouvements d'air s'établissent naturellement au voisinage des parois par dilatation du fluide, et la convection forcée.

Le flux de convection vérifie l'équation suivante :

$$Conv = h_c \cdot (T_{sk} - T_a) \quad (2.14)$$

Danielson (1993) a mesuré les valeurs des coefficients de convection naturelle sur un sujet nu ou habillé. La valeur obtenue est de $4 Wm^{-2}K^{-1}$.

En ce qui concerne la convection forcée, de nombreuses études ont été faites à ce sujet pour des ambiances correspondant à celles de l'habitat. De manière générale, le coefficient de convection se trouve sous la forme :

$$h_c = h_i + h_0 \cdot U_a^\alpha \quad (2.15)$$

où :

- U_a est la vitesse de l'air (m/s).
- h_i , h_0 et α sont des constantes définies dans le tableau 2.2.

$h_c(W.m^{-2}.K^{-1})$	Zone de validité pour la vitesse V_a (m/s).	Auteur
$8, 6U_a^{0,5}$	Convection forcée	Gagge (1973)
$8, 3U_a^{0,6}$	Convection forcée	Mitchell et al. (1972)
$10, 2U_a^{0,64}$	0,9 - 1,9	Danielson (1993)
$8, 3U_a^{0,5}$	convection forcée	Kerslake (1972)

TAB. 2.2: coefficients de convection sur le corps humain

Chez les espèces vivantes, la convection intervient aussi au niveau de la respiration. En ce qui

concerne le corps humain, l'air est inspiré à température ambiante pour ensuite être réchauffé à une température voisine de 37°C dans les poumons. Lors de l'expiration, la température de l'air rejeté est légèrement inférieure à la température du corps humain.

Cet échange dépend de la différence de température entre l'air expiré et le milieu ambiant ainsi que du volume d'air expiré qui dépend de l'activité du sujet.

$$C_{\text{resp}} = 0,0104 Q(T_{\text{exp}} - T_a) \quad (W) \quad (2.16)$$

avec

– T_{exp} la température de l'air expiré

$$T_{\text{exp}} = 32,5 + 0,066 T_a + 1,99 \times 10^{-4} p_{va} \quad (2.17)$$

– p_{va} la pression partielle de vapeur d'eau de l'air expiré (Pa).

Le rayonnement

Compte tenu de l'absence de rayonnement solaire, seul le rayonnement infrarouge intervient. Ce rayonnement est lié à la température de la peau mais aussi à la température des surfaces environnantes. Le rayonnement infrarouge est supposé isotrope. Il ne dépend alors que de l'émissivité des surfaces et des facteurs de forme entre chacune de ces surfaces. Le flux net échangé d'une surface est la différence entre le rayonnement infrarouge émis et celui absorbé par cette surface en provenance de l'ensemble des surfaces environnantes. Dans l'habitat, ces échanges peuvent représenter 40% des échanges totaux de l'organisme, soit près de la moitié des échanges de chaleur secs avec l'extérieur.

Une étude numérique a été réalisée afin de mesurer l'importance que peut avoir le rayonnement issu du corps humain sur les parois de la station (Waymel (1999)). Pour un nombre de 100 passagers par quai, les flux nets obtenus aux parois de la station atteignent localement des puissances de l'ordre de 60 W/m² au voisinage des passagers pour décroître rapidement lorsqu'on s'en éloigne.

2.3.1.3 Les échanges au travers des vêtements

La tenue vestimentaire est un moyen pour l'homme de se rapprocher des conditions de neutralité thermique. Les transferts de chaleur au travers des vêtements sont des phénomènes complexes à étudier mais on peut néanmoins en retenir l'aspect général des modifications qui interviennent d'une part au niveau de la conduction et d'autre part au niveau du rayonnement.

La conduction au travers des vêtements

Les vêtements jouent avant tout le rôle de résistance thermique. Cette résistance englobe la résistance du tissu et la résistance de la couche d'air éventuellement emmagasinée. Elle s'exprime en m²KW⁻¹ mais dans le cas des vêtements elle s'exprime généralement en clo. Le clo correspond

à l'habillement global requis pour que l'organisme au repos soit à la neutralité thermique dans une ambiance à 20°C (1 clo = 0,155 m²KW⁻¹).

Une évaluation expérimentale de la résistance thermique globale des vêtements a été réalisée par Lotens (1988). La valeur de la pente de la courbe donnant la résistance thermique en fonction de l'épaisseur est de 24 mKW⁻¹. Cette relation n'est pas valable pour les vêtements étanches ou les protections particulières.

Le rayonnement au travers des vêtements

Le tissu n'est pas homogène du fait de sa structure tissée. Il est constitué de zones opaques et de zones vides. De ce fait, les tissus sont généralement considérés comme des milieux semi-transparents où les constantes qui caractérisent les transferts par rayonnement sont des valeurs moyennes.

Le tableau 2.3 regroupe l'émissivité ϵ , la réflectivité r et la transmittivité τ pour différents types de vêtements :

Coupe	Nature des fibres	Epaisseur (mm)	ϵ	r	τ
Tee-shirt	Coton	0,363	0,49	0,1	0,41
Pull	Coton	0,505	0,52	0,2	0,28
Pull	60% laine 40% acrylique	0,786	0,51	0,17	0,32
Chemise	Coton	0,344	0,54	0,10	0,36
Chemise	30%polyester 70% coton	0,149	0,52	0,28	0,20
Pantalon	Tergal	0,315	0,58	0,27	0,15
Pantalon	Coton	0,858	0,48	0,29	0,23

TAB. 2.3: propriétés au rayonnement des vêtements

2.3.1.4 Les apports sous forme de termes source

Le rayonnement issu du corps humain n'intervient pas comme terme source puisqu'il n'est pas perçu directement par le fluide qui est considéré comme transparent au rayonnement. Par contre, celui-ci est perceptible par les parois du local, ce qui explique qu'il est plutôt considéré comme condition de flux aux parois.

Si on néglige la conduction du fait des faibles surfaces de contact entre les individus et les parois, ainsi que l'apport hygrométrique dû à la respiration, on en déduit alors que seuls les termes convectifs interviennent en tant que source d'enthalpie sous la forme suivante :

$$S_H = Conv + C_{resp} \quad (2.18)$$

2.3.2 Les systèmes d'extraction d'air

2.3.2.1 Présentation du problème de modélisation d'une extraction d'air

Une extraction d'air est principalement caractérisée par un débit volumique d'extraction imposé par des conditions de fonctionnement. Mais il n'est pas possible de connaître a priori les quantités de chaleur ainsi que les quantités de mouvement induites au voisinage de cette extraction. En effet, ces quantités dépendent également des caractéristiques du fluide et de l'écoulement dans la zone d'action d'un tel dispositif. De même, les profils de vitesses au sein du local peuvent être fortement modifiés par une extraction d'air, ce qui va induire des profils de température d'air différents de ceux d'un local dépourvu d'extraction.

Ce problème d'interaction entre caractéristiques du fluide à extraire et quantités extraites fait toute la difficulté de la modélisation de ce type de ventilation. Ribot (1999) en a fait l'étude dans le cas d'écoulements stationnaires dans les tunnels et a mis en évidence les trois techniques de modélisation d'une aspiration d'air :

1. l'aspiration est représentée par une vitesse sortante constante (condition de Dirichlet). Cette technique fonctionne particulièrement bien dans le cas où les phénomènes de diffusion sont prépondérants devant les phénomènes de convection. Dans le cas contraire, il est nécessaire de tenir compte précisément de l'allure du champ sortant.
2. le débit est représenté par une pression ou plus précisément par une dépression. La valeur de la pression à imposer est a priori inconnue puisque seuls les débits volumiques sont connus. Cette valeur doit donc être ajustée de manière itérative en cours de calcul afin d'obtenir les débits volumiques d'extraction nominaux.
3. intervention directe au niveau des termes source des équations de conservation. Le dispositif d'extraction est alors modélisé par un puits réparti de manière uniforme sur un volume bien défini.

2.3.2.2 Modélisation d'une extraction par un puits

Le puits est constitué d'une zone du domaine d'extraction sur laquelle le second membre des équations de conservation est modifié en ôtant uniformément des quantités physiques adéquates permettant de prendre en compte les effets générés par une aspiration d'air.

Trois puits sont introduits :

- un puits de masse

Ce puits consiste à extraire de manière uniforme un débit massique q_m correspondant au débit d'extraction imposé. Si le puits est à répartir sur un volume Ω , le terme source à appliquer

sur l'ensemble de ce volume est le suivant :

$$S_m = -\frac{q_m}{\Omega} \quad (2.19)$$

– un puits d'enthalpie

Le puits d'enthalpie est plus complexe que le puits de masse. Il s'agit d'extraire uniformément un terme d'enthalpie sur un volume. Le terme source modifié est le terme source de l'équation de l'énergie. Si la température et la masse volumique du fluide extrait sont connus ou ont été calculés préalablement, ce terme source s'écrit :

$$S_H = -\frac{q_m c_p T}{\Omega} \quad (2.20)$$

Lorsque l'écoulement est stationnaire, Ribot développe une technique qui prend en compte le fait que la quantité d'énergie à extraire correspond au flux d'énergie qui traverse une section de la trappe d'extraction d'air. Ce flux est calculé à chaque itération en effectuant un bilan de flux d'enthalpie sur une surface de contrôle s'appuyant sur le contour de la trappe comme le montre la figure 2.2.

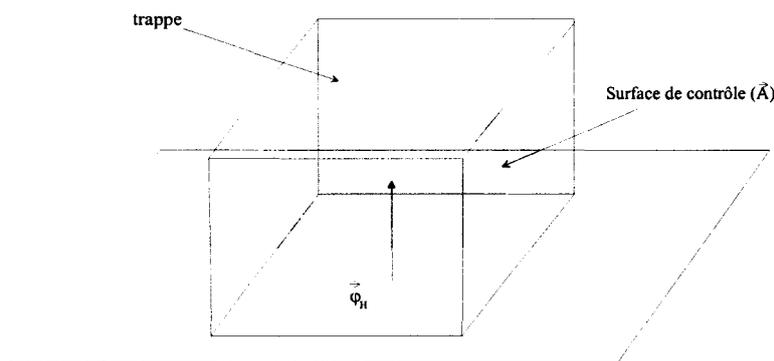


FIG. 2.2: flux d'enthalpie aspiré par une trappe

Ce flux est extrait de manière uniforme sur le volume du puits V en intervenant sur le terme source sous la forme :

$$S_H = -\frac{\vec{\phi}_H}{\Omega} \cdot \vec{A} = -\frac{1}{\Omega} \iint_S \rho c_p T \vec{U} \cdot d\vec{A} \quad (2.21)$$

Notre étude porte sur des conditions instationnaires pour lesquelles le flux d'enthalpie traversant une section de la trappe varie en fonction de la section. Le puits d'enthalpie ne peut donc être calculé à partir de la méthode proposée par Ribot. Dans ce cas, on prend l'enthalpie de la masse extraite qui correspond à l'enthalpie locale du fluide.

– un puits de quantité de mouvement

Comme pour l'enthalpie, le flux de quantité de mouvement induit par l'aspiration d'air n'est pas une donnée. Il doit aussi être calculé au cours du temps à partir des conditions locales

calculées dans le domaine. Le puits de quantité de mouvement dépend fortement de l'écoulement du fluide autour de la trappe.

Cependant, si on considère que la quantité de mouvement induite est celle qui est nécessaire à la mise en mouvement du débit masse imposé à une vitesse débitante \vec{U}_d égale à la vitesse de circulation de l'air dans la trappe, alors le terme source qui en dépend est entièrement connu et s'écrit :

$$\vec{S}_q = \frac{q_m \vec{U}_d}{\Omega} \quad (2.22)$$

Mais, de la même manière que pour le puits d'enthalpie, une façon plus fidèle d'approcher ce terme source en régime stationnaire est de considérer qu'il est directement lié au flux de quantité de mouvement traversant la surface de contrôle s'appuyant sur le contour de la trappe par la relation :

$$\vec{S}_q = \frac{1}{\Omega} \iint_S \rho \vec{U} (\vec{U}_d \vec{A}) \quad (2.23)$$

Bien que dans le cas présent les écoulements soient entièrement instationnaires, la signification physique apportée par Ribot sur le calcul des termes sources d'enthalpie et de quantité de mouvement reste intéressante. De plus, cette étude a été complétée par des essais sur l'influence du volume du puits ou encore sur diverses surfaces de contrôle permettant le calcul des flux desquels sont issus les termes source. Etant donné la faible zone d'action d'une trappe d'aspiration, ces paramètres n'ont que très peu d'influence sur la concordance des résultats obtenus avec la réalité. Ainsi, le puits peut être modélisé par un volume de faibles dimensions et les surfaces de contrôle peuvent être limitées aux surfaces frontières du volume modélisant le puits.

Il est également noté que lorsque le puits est situé suffisamment loin à l'intérieur de la trappe, le puits de quantité de mouvement devient alors négligeable car le simple fait d'ôter de la masse suffit dans ce cas à obtenir la conservation de la quantité de mouvement. Par contre lorsque le puits est situé à l'extérieur de la trappe, on ne peut plus s'affranchir de ce terme car il devient indispensable pour modéliser la déviation du fluide vers la trappe d'aspiration.

2.3.3 Le frottement pariétal

2.3.3.1 Forces et puissances dissipées par le frottement pariétal

Dans le paragraphe 2.2.2, il a été fait l'hypothèse d'un fluide parfait. Mais, en réalité, l'air est un fluide visqueux dans lequel naissent des forces de frottement. Le calcul exact de ces forces nécessite la résolution des équations de Navier-Stokes.

Dans le cas d'un écoulement de fluide parfait pour lequel on souhaite tenir compte de ces forces qui deviennent importantes au niveau des couches limite, les parois sont affectées d'un coefficient de frottement. Ces coefficients dépendent du nombre de Reynolds mais également de la rugosité de paroi.

Lorsque le coefficient de frottement est déterminé, on peut en déduire la force volumique exercée par un élément de surface sur le fluide mouillant cet élément.

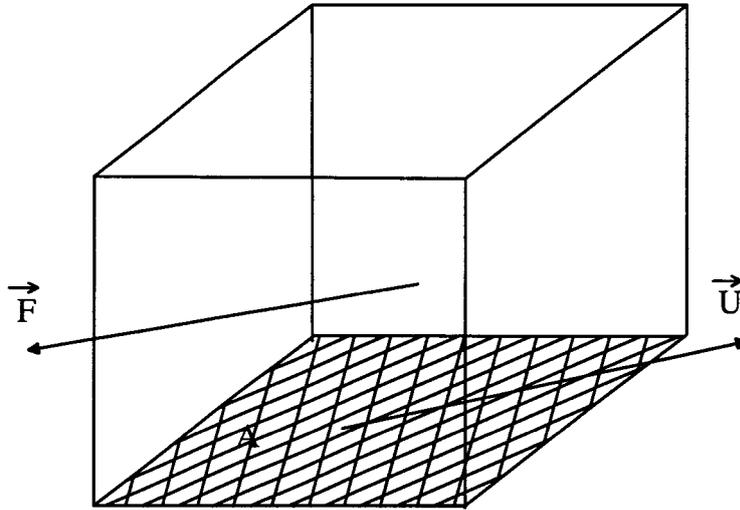


FIG. 2.3: frottement pariétal

- A : surface de contact fluide - paroi.
- V : volume de fluide en contact avec A subissant le frottement pariétal.
- \vec{U} : vitesse de glissement du fluide parfait sur la paroi.

La force volumique de frottement peut être assimilée à une source de quantité de mouvement s'opposant au mouvement du fluide ; ce terme vaut :

$$\vec{S}_q = \vec{F} = -\frac{1}{2}\rho C_f \|\vec{U}\| \vec{U} \frac{A}{V} \quad (2.24)$$

Lorsque la paroi est mobile, comme cela peut être le cas pour les parois des rames de métro, ce terme doit être écrit relativement à la paroi :

$$\vec{S}_q = \vec{F} = -\frac{1}{2}\rho C_f \|\vec{U} - \vec{U}_e\| (\vec{U} - \vec{U}_e) \frac{A}{V} \quad (2.25)$$

où \vec{U}_e est la vitesse d'entraînement de la paroi.

La puissance dissipée par ces forces est égale au travail de ces forces par unité de temps et intervient dans le second membre de l'équation de conservation de l'énergie. Néanmoins, il est important de rappeler qu'en réalité, ces forces ne s'exercent pas au centre du volume considéré mais à la paroi où la vitesse tangentielle est nulle ou égale à la vitesse tangentielle de la paroi dans le cas d'une paroi mobile. Pour être cohérent avec la réalité, il faut donc prendre la vitesse à la paroi pour le calcul de la puissance dissipée par la force de frottement. Cette puissance est donc nulle pour une paroi fixe et s'écrit pour une paroi mobile sous la forme :

$$S_H = \vec{F}\vec{U}_e = -\frac{1}{2}\rho C_f \|\vec{U} - \vec{U}_e\| (\vec{U} - \vec{U}_e) \frac{A}{V} \cdot \vec{U}_e \quad (2.26)$$

2.3.3.2 Le coefficient de frottement

Ce coefficient varie en fonction de la vitesse et de la rugosité de surface. Il est calculé à partir du nombre de Reynolds moyen :

$$Re = \frac{\|\vec{U} - \vec{U}_e\| L}{\nu} \quad (2.27)$$

avec :

- L : longueur caractéristique de l'écoulement.
- ν : viscosité cinématique de l'air.

La relation entre le coefficient de frottement et le nombre de Reynolds est issue de l'étude de la couche limite dynamique. Cette étude se base sur la valeur locale de la contrainte de cisaillement à la paroi qui permet de définir un coefficient local sous la forme :

$$C_{f_x} = \frac{\tau_{o_x}}{\frac{1}{2}\rho U^2} \quad (2.28)$$

Le coefficient de frottement moyen est ensuite obtenu en intégrant le coefficient de frottement local sur la surface de la géométrie.

Suivant la manière de modéliser la couche limite, la littérature fournit de nombreuses corrélations permettant de déterminer ce coefficient ; Schlichting (1979) propose divers corrélations obtenues pour une paroi plane non rugueuse à partir d'une loi logarithmique pour la couche limite turbulente.

Pour les niveaux de vitesse et le type de géométrie rencontré dans cette étude, le coefficient de frottement est considéré comme constant et voisin de 0,005.

2.3.4 Transferts de chaleur pariétaux :

Rappelons que notre modèle repose sur les équations d'Euler, où les termes diffusifs sont négligés, dont la conduction thermique aux parois. Pour en tenir compte, on ajoute des conditions de flux de chaleur aux parois solides sous forme de terme source, suivant deux types : paroi isotherme ou adiabatique. La densité de flux est alors affectée au volume Ω adjacent à la paroi sous forme de terme source d'enthalpie :

$$S_H = \varphi \frac{\|\vec{A}\|}{\Omega} \quad (2.29)$$

Cas d'une paroi isotherme :

La densité de flux de chaleur passant de l'ambiance vers une paroi isotherme s'exprime par :

$$\varphi = h_c(T_p - T_a) \quad (2.30)$$

h_c correspond au coefficient de convection entre le fluide et la paroi. Ce coefficient peut être estimé à partir d'une analogie de Reynolds qui met en relation ce coefficient avec celui du coefficient de frottement dans le cas d'une convection forcée. En effet, la convection pariétale est issue de l'étude de la couche limite thermique. Il naît au sein de la couche limite un gradient de température issu du profil de vitesse non constant créé par les tensions visqueuses au sein du fluide. Ainsi, d'une distance de la paroi à une autre, l'énergie accumulée dans la couche d'air n'est pas transportée de manière homogène et ces couches prennent alors des températures différentes. Ce gradient de température, d'après la loi de Fourier, est à l'origine d'un phénomène de conduction thermique qui induit un flux de chaleur des régions les plus chaudes vers les régions les plus froides.

Ce phénomène de transport et de conduction combiné est appelé convection pariétale. Il implique un lien entre le coefficient de frottement et le coefficient de convection puisqu'ils trouvent tous deux leur origine dans le déplacement des couches fluides.

L'analogie de Reynolds modifiée entre le frottement et le transfert de chaleur aux parois s'exprime par (Walz (1969)) :

$$\varphi = h_c(T_p - T_r) = \frac{C_f c_p \rho \|\vec{U}\|}{2Pr^{2/3}} \left[T_p - T_a - c_r \left(\frac{\|\vec{U}\|^2}{2c_p} \right) \right] \quad (2.31)$$

avec

- T_p : température de paroi.
- T_a : température de l'air.
- T_r : température de récupération.
- c_p : enthalpie massique de l'air.
- c_r : coefficient de récupération.
- μ : viscosité dynamique de l'air.
- Pr : nombre de Prandtl.

$$Pr = \frac{c_p \mu}{\lambda} \quad (2.32)$$

λ : conductivité thermique de l'air.

Le terme $Pr^{2/3}$ modifie l'analogie de Reynolds originale permettant de prendre en compte les nombre de Prandtl différents de 1 sur la gamme [0,6 - 60].

Le coefficient de récupération c_r est évalué entre 0,85 et 0,90 pour un écoulement turbulent. Il est déduit de la solution instationnaire de la couche limite laminaire dans le cas où le profil de température peut aussi être exprimé comme une fonction d'erreur (Mirels (1956), Woods (1980)).

Dans le cas de la convection naturelle, il existe de nombreuses lois empiriques exprimant le nombre de Nusselt ($N_u = h_c L / \lambda$) en fonction de l'orientation de la paroi par rapport à l'horizontale. Ce nombre de Nusselt dépend du nombre de Raileigh exprimé par :

$$Ra = \frac{g \beta \Delta T L^3}{a \nu} \quad (2.33)$$

a est la diffusivité thermique du gaz :

$$a = \frac{\lambda}{\rho c_p} \quad (2.34)$$

β correspond au coefficient de dilatation du gaz à pression constante qui vaut dans le cas d'un gaz parfait :

$$\beta = \frac{1}{T} \quad (2.35)$$

Les propriétés du fluide pour le calcul du nombre de Raileigh doivent être prises à la température moyenne T_f sous la forme :

$$T_f = \frac{T_p + T_a}{2} \quad (2.36)$$

On pourra retrouver en annexe A les différentes corrélations entre le nombre de Nusselt et le nombre de Raileigh utilisées pour déterminer les coefficients de convection correspondant à la présente modélisation.

Cas d'une paroi adiabatique :

Dans ce cas, le flux de chaleur à la surface de contact air-solide est nul, ce qui se traduit par la condition :

$$\varphi = 0 \quad (2.37)$$

2.3.5 La gravité

Afin de mettre en évidence les phénomènes de convection naturelle générés par les gradients de température de l'air ambiant, il faut tenir compte de la gravité agissant sur la masse du milieu. Un volume de contrôle Ω de masse volumique ρ est soumis à son poids :

$$\vec{F} = \rho\Omega\vec{g} \quad (2.38)$$

où \vec{g} est l'accélération de la pesanteur.

Cette force nécessite la prise en compte de la pression hydrostatique de l'air au repos afin d'assurer l'équilibre statique du fluide. Ainsi, la pression dans les équations doit dans ce cas correspondre à la pression motrice qui dépend de l'altitude. Cela peut être contraignant, en particulier au niveau des conditions aux limites pour lesquelles la pression est fixée. En effet, il faut dans ce cas tenir compte de la variation d'altitude sur la pression fixée. L'autre solution consiste à introduire la variation de pression hydrostatique grâce à une force verticale ascendante équivalente à une poussée d'Archimède. Cette force est définie à partir d'une masse volumique de référence pouvant être prise égale à la masse volumique initiale du milieu ambiant ou à celle du milieu extérieur :

$$\vec{F}_a = -\rho_{ref}\Omega\vec{g} \quad (2.39)$$

Dans ce cas, la gravité est introduite dans le modèle en tant que terme source de quantité de mouvement sous la forme :

$$\vec{S}_q = (\rho - \rho_{ref})\vec{g} \quad (2.40)$$

La source d'enthalpie associée au travail de cette source de quantité de mouvement s'écrit :

$$S_H = (\rho - \rho_{ref})\vec{g} \cdot \vec{U} \quad (2.41)$$

On notera que cette méthode ne permet pas de prendre en compte la variation de la masse volumique avec l'altitude. Dans le cas des stations de métro, la modélisation de ce phénomène n'est pas indispensable puisque les variations d'altitude sont de l'ordre de 10 m au maximum.

2.3.6 Bilan des termes source

L'ensemble des termes source est résumé dans le tableau 2.4.

	S_m	\vec{S}_q	S_H
Corps humain			+
Extraction	+		+
Ventilation long.		+	+
Frottement pariétal		+	+
Transferts de chaleur pariétaux			+
Gravité		+	+

TAB. 2.4: les termes source

2.4 Les conditions aux limites

La modélisation de tout problème de mécanique des fluides repose sur un certain nombre de caractéristiques extérieures au domaine fluide qui nécessitent d'être connues si l'on désire résoudre les équations de conservation énumérées au paragraphe 2.2.2. Ces caractéristiques sont communément appelées conditions aux limites. La détermination de ces conditions est toujours délicate. Certaines conditions sont connues grâce à des études préalables ou par des mesures permettant d'obtenir les caractéristiques physiques à la frontière du domaine fluide. Par contre, dans de nombreux cas, il en est autrement et il est donc indispensable de fournir une bonne interprétation physique des phénomènes susceptibles de se produire à la frontière de notre domaine.

Trois types de conditions sont distingués pour décrire les phénomènes physiques à la frontière d'un domaine fluide :

- les conditions de Dirichlet qui consistent à imposer des valeurs données aux différentes variables.
- les conditions de Neumann imposant des valeurs données aux gradients des différentes variables.
- les conditions mixtes constituées de conditions de Dirichlet pour certaines variables et des conditions de Neumann pour les autres.

Dans la suite de ce paragraphe, sont détaillées les divers conditions aux limites pour les différents types de frontières rencontrés dans le présent problème.

2.4.1 Condition de vitesse aux parois (condition de Dirichlet)

Les parois n'étant pas poreuses, il est impossible que l'air puisse les traverser. Cela se traduit physiquement par une condition d'annulation de la vitesse normale à la paroi :

– pour les parois fixes :

$$\vec{U} \cdot \vec{n} = 0 \quad (2.42)$$

– Pour les parois mobiles :

$$(\vec{U} - \vec{U}_e) \cdot \vec{n} = 0 \quad (2.43)$$

(\vec{n} : vecteur unitaire normal à la paroi)

Ces conditions sont traduites implicitement lors du calcul de flux en imposant une condition de flux convectif nul à la paroi pour chacune des variables conservatives.

2.4.2 Les entrées et sorties

En plus des parois, le domaine fluide dans lequel sont résolues les équations de conservation est également délimité par des surfaces qui n'ont aucun support solide et qui, physiquement, correspondent à de l'air.

Si l'on désire résoudre les équations de conservation, un certain nombre de caractéristiques doivent être déterminées au niveau de ces surfaces limites. Le traitement de ce type de condition limite est gouverné par la théorie des caractéristiques. Cette théorie est basée sur la résolution des équations d'Euler décrivant localement le comportement d'un écoulement en termes de propagation d'informations par des ondes caractéristiques. Dans le cas simplifié d'un écoulement unidimensionnel, Les équations d'Euler sont décrites entièrement par trois degrés de liberté : U , p , T qui sont caractérisés par trois directions caractéristiques indépendantes de vitesses de propagation respectives $U - c$, U , $U + c$ et c étant la vitesse du son.

Sur les figures 2.4 et 2.5 est représentée la propagation des trois ondes dans le plan (x, t) dans le cas d'un écoulement subsonique, qui correspond au cas des stations de métro. On constate que dans le cas d'une entrée pour un écoulement unidimensionnel, deux conditions physiques issues de l'écoulement extérieur au domaine de calcul doivent être imposées à la frontière du domaine alors que le troisième degré de liberté est fixé par une condition dépendant de caractéristiques intérieures au domaine de calcul, communément appelée condition aux limites numérique.

Dans le cas d'une sortie, seule une condition physique doit être connue à la frontière du domaine car seule une onde se propage de l'extérieur vers l'intérieur du domaine. La variable associée à cette propagation de l'aval vers l'amont est la pression. Les autres propriétés sont déterminées par les conditions aux limites numériques.

Dans le cas d'un écoulement tridimensionnel, il faut ajouter aux équations d'Euler deux degrés de liberté correspondant aux deux composantes de vitesse supplémentaires pour la propagation

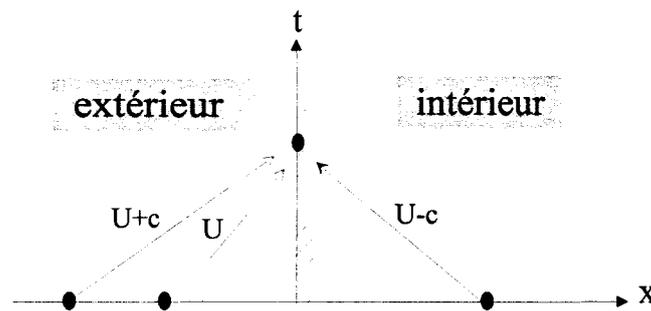


FIG. 2.4: entrée

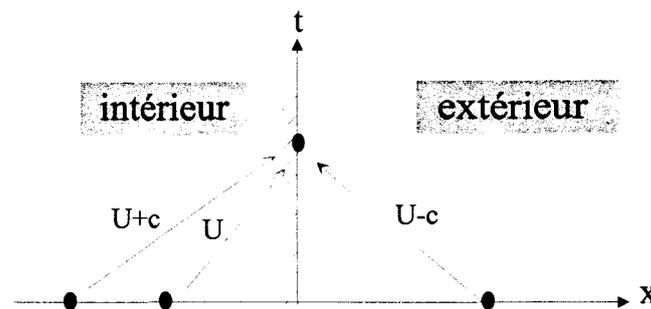


FIG. 2.5: sortie

des variables conservatives. Ceci impose donc deux conditions aux limites supplémentaires pour la vitesse. Généralement, dans le cas d'une entrée où la norme de la vitesse est une condition aux limites fixée, on complète cette information par la direction du vecteur vitesse. Dans le cas d'une sortie, l'unique condition à imposer reste de préférence la pression, les trois composantes de la vitesse sont alors toutes déterminées par des conditions aux limites numériques.

Les tunnels situés de part et d'autre de la station représentent tantôt des entrées, tantôt des sorties d'air ; cela dépend essentiellement de la circulation des rames dans les tunnels menant à la station. Le sens des circulations d'air à l'entrée des tunnels est également fortement influencé par la présence de systèmes de ventilation à l'intérieur même de ces tunnels mais aussi par l'interaction des différents tunnels constituant le réseau.

Tout ces éléments montrent bien qu'il n'est pas possible de définir a priori si un tunnel accédant à une station répond à une condition d'entrée ou une condition de sortie. De plus, il peut se produire au niveau de ces frontières un écoulement de retour notamment lorsque deux trains se croisent, chacun d'eux poussant de l'air dans des directions opposées : une même frontière sera alors à la fois en condition de sortie et en condition d'entrée, comme la figure 2.6 le représente schématiquement.

La condition d'entrée ou de sortie dépend de l'endroit où on se place sur la frontière. C'est en fait la vitesse locale qui permet de déterminer le type de condition à appliquer localement à la frontière. Dans un premier temps, la station a été modélisée seule et les frontières correspondant

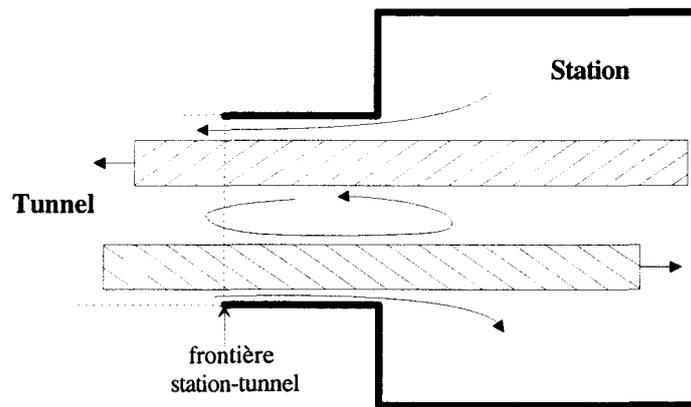


FIG. 2.6: croisement de trains

aux tunnels sont considérées comme des sorties à l'atmosphère libre définie par une pression et une température (voir figure 2.7). Dans ce cas, lorsque la vitesse locale est sortante, la condition à appliquer est une condition de sortie se traduisant par une condition de pression à la frontière. Lorsque la vitesse est entrante, une condition d'isenthalpie et d'isentropie sont fixées de manière à déduire une température, une pression et une masse volumique de l'air entrant. Cette procédure est présentée en détail au paragraphe 4.5.4.

Alternativement, ce type de frontière est représenté à l'aide d'un couplage entre le modèle tridimensionnel pour la station et un modèle unidimensionnel pour les tunnels. Les deux modèles constituent l'un pour l'autre une source d'information permettant de fournir les caractéristiques nécessaires de l'écoulement entrant ou sortant pour chacun de ces deux modèles. Ils sont couplés dans une zone commune appelée zone tampon située entre les deux limites relatives à chacun des modèles unidimensionnel et tridimensionnel comme le montre la figure 2.8.

Pour le domaine unidimensionnel, il est possible d'utiliser le code TETUN développé par William-Louis (1994) au laboratoire de Mécanique et Energétique de Valenciennes qui permet de calculer les effets aérothermiques dans les tunnels en s'appuyant sur la méthode des caractéristiques. Il est également possible de faire appel au modèle qui a été développé dans le cadre de cette étude et qui est plus particulièrement adapté aux écoulements faiblement compressibles dans les tunnels.

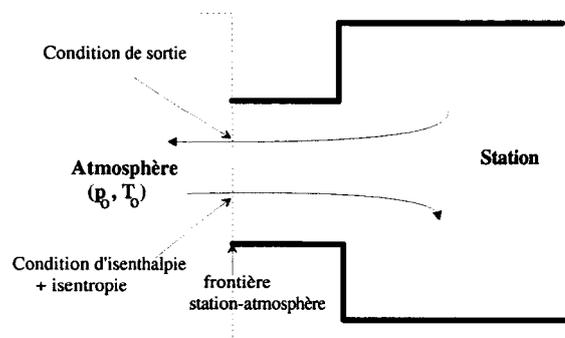


FIG. 2.7: sortie à l'atmosphère libre

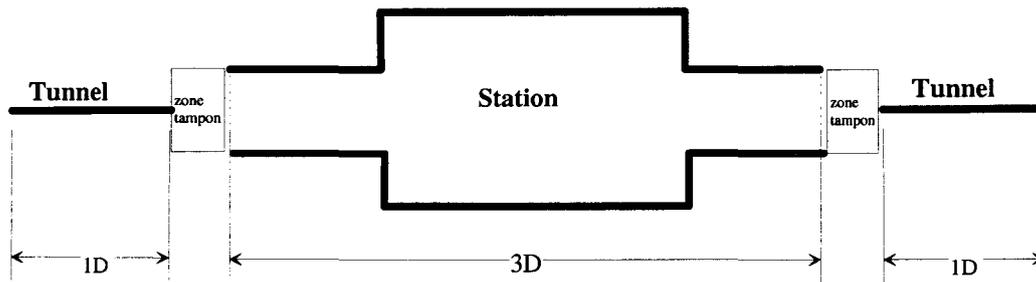


FIG. 2.8: couplage 1D (tunnel) - 3D (station)

En ce qui concerne les accès extérieurs à la station, ils débouchent à l'atmosphère libre et, comme pour les frontières relatives aux tunnels, il est difficile de prévoir le sens de l'écoulement puisque celui-ci dépend des conditions climatiques extérieures mais également des perturbations générées dans la station. Le type de condition à appliquer est donc déterminé par la vitesse locale à la frontière modélisant ces accès. Les caractéristiques aux limites sont ensuite déduites de manière identique à celles des conditions aux limites entre la station et l'atmosphère libre évoquée dans le paragraphe précédent et développées plus loin (cf. paragraphe 4.5.4).

Simulation par maillage multi blocs glissants

3.1 Choix d'une méthode pour la simulation d'écoulements autour de corps en mouvement relatif

Si on désire représenter correctement les effets aérauliques en station de métro, il est important de tenir compte des écoulements générés par la circulation des rames. Ainsi, pour simuler ces effets, il est nécessaire d'intégrer les géométries de chaque véhicule pénétrant dans la station. Pour chaque positionnement d'une rame par rapport à la station, le maillage du domaine fluide, sur lequel sont résolues les équations de conservation, doit donc être délimité par la rame elle-même. Du point de vue du calcul numérique, le déplacement d'un véhicule entre deux pas de temps se traduit par une modification de la discrétisation de l'espace fluide à prendre en compte dans le processus de résolution.

Trois méthodes peuvent être proposées pour ce type de problème. Chacune présente des avantages et des inconvénients et notre choix s'est porté sur celle qui offre le meilleur compromis pour le cas particulier de la circulation des rames de métro en station.

3.1.1 Première méthode : régénération complète du maillage

Cette méthode consiste à générer un nouveau maillage pour le domaine fluide après chaque modification de la géométrie due aux déplacements relatifs des obstacles solides dans le domaine fluide. Pour cette méthode, les objets susceptibles de se déplacer doivent être repérés de telle sorte que l'on puisse réaliser un déplacement relatif de chaque géométrie indépendamment les unes des autres avant de réaliser le maillage de la partie fluide.

Dans le domaine, chaque corps est représenté par un ensemble de noeuds bien défini. Si un corps se déplace à la vitesse \vec{U}_e , l'ensemble des noeuds appartenant à ce corps doit subir entre deux instants t et $t + \Delta t$, une translation de vecteur :

$$\vec{D} = \vec{U}_e \Delta t \quad (3.1)$$

Si la distinction entre les différents objets est correctement réalisée, cette technique est la plus simple à mettre en oeuvre mais elle présente plusieurs inconvénients une fois le maillage régénéré :

- il est indispensable de reporter les variables physiques du problème de l'ancien au nouveau maillage. Seulement, cette opération présente des difficultés puisqu'elle nécessite la création d'un lien entre les cellules de l'ancien maillage et celles du nouveau maillage. Dans le cas d'un maillage structuré, la position géométrique des cellules est bien définie et cette opération est alors facilement réalisable tant que la structure est conservée, c'est-à-dire qu'il n'y a pas de modification de la topologie du maillage. Par contre, pour un maillage non structuré, la gestion du positionnement des cellules les unes par rapport aux autres n'est pas primordiale et se fait souvent aléatoirement. Seul un test coûteux en temps de calcul visant à comparer les centres géométriques des cellules des deux maillages permet d'établir ce lien.
- le déplacement d'un train provoque la création d'un volume d'air à l'arrière de celui-ci qui est représenté sur la figure 3.2. Pour ce volume d'air, aucune cellule du maillage précédent ne peut lui correspondre pour l'importation des variables physiques. Il est donc difficile de déterminer les variables correspondant à la meilleure initialisation du problème pour les cellules insérées dans ce volume.

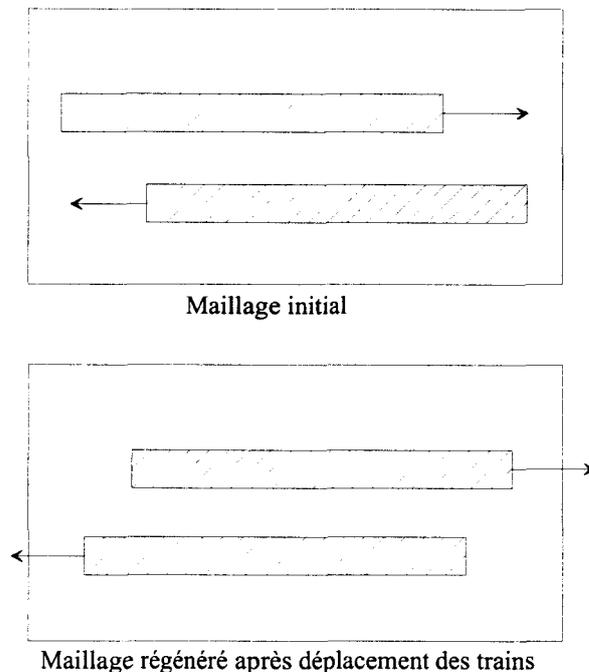
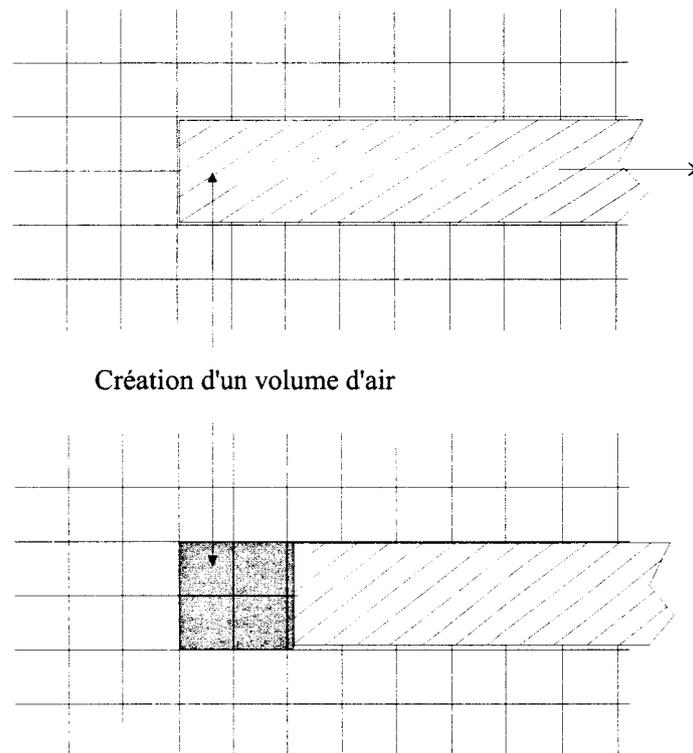


FIG. 3.1: régénération de maillage



Création d'un volume d'air

FIG. 3.2: formation d'une zone fluide à la queue du train

3.1.2 Deuxième méthode : simulation par superposition de maillages

Cette méthode, communément appelée overset grid method et connue sous le nom de "Chimère", a été introduite par Steger et al. (1982) et Benek et al. (1985) dans le cas de maillages structurés autour de géométries complexes en mouvement relatif. Ce procédé est utilisé pour résoudre les équations de Navier-Stokes aussi bien en régime stationnaire qu'instationnaire. Chaque corps contient une fois pour toutes son propre maillage. Dans le cas du croisement de rampes en station, la station ainsi que les deux rampes posséderaient leur propre maillage. En utilisant cette méthode, le maillage complet de chaque rame se déplacerait en même temps que celle-ci.

Comme le montre la figure 3.3, le principe est de gérer correctement la superposition des deux maillages A et B à chaque déplacement relatif des maillages. L'idée repose sur la séparation du domaine fluide en trois zones, représentées schématiquement sur la figure 3.4 :

1. une zone contenant uniquement des cellules du maillage A (zone a), correspondant au maillage A amputé d'une zone contenant le corps solide du maillage B.
2. une zone formée de cellules du maillage B (zone b).
3. une zone frontière entre les deux zones précédentes formée de l'intersection de cellules des maillages A et B (zone \cap).

Nakahashi & Togashi (1999) proposent l'algorithme détaillé suivant pour la création de ces différentes zones, illustré à la figure 3.5 :

Soit un nœud i appartenant au maillage A, on suppose connue la cellule k du maillage B dans laquelle se situe i . La distance minimale de i au corps A est ensuite comparée à la distance minimale de la cellule k au même corps (la distance de la cellule k par rapport au corps est évaluée par interpolation linéaire des nœuds qui la constituent). Si la première distance est inférieure à la seconde, le nœud i est sélectionné comme actif. Pour illustration, le nœud i de la figure 3.5 est actif alors que j est inactif.

Lorsque cette investigation sur tous les nœuds du maillage A est effectuée, trois cas peuvent se présenter pour chaque cellule de ce maillage :

- premier cas : les nœuds de la cellule sont tous actifs, la cellule est alors comptée active pour la zone a.
- deuxième cas : les nœuds sont tous inactifs, la cellule n'est pas prise en compte dans la zone a, les cellules du maillage B correspondantes sont comptées actives pour la zone b.
- troisième cas : la cellule contient des nœuds inactifs et des nœuds actifs, la cellule k et les cellules correspondantes dans le maillage B sont alors sélectionnées pour le calcul de l'intersection formant la zone \cap .

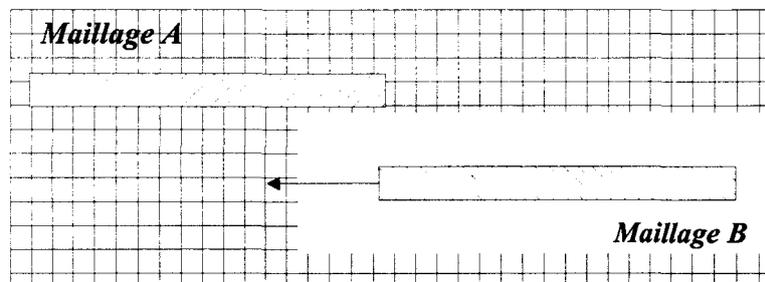


FIG. 3.3: superposition des maillages

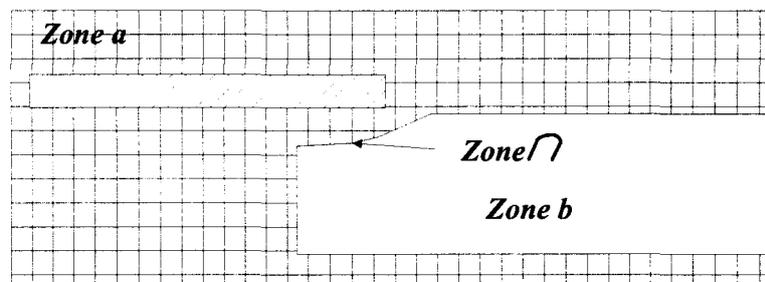


FIG. 3.4: découpage du domaine en trois zones

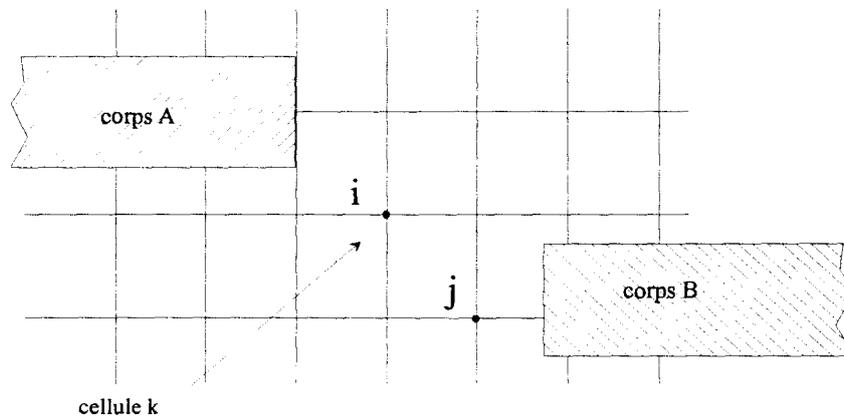


FIG. 3.5: sélection des noeuds actifs

3.1.3 Troisième méthode : simulation par maillages glissants

De la même manière que pour la méthode précédente, chaque corps est maillé une fois pour toutes. Mais, cette fois, chaque maillage est délimité de telle sorte que l'union des maillages permette de reconstituer le domaine fluide que l'on désire représenter comme le montre la figure 3.6. Il n'y a donc aucune superposition des différentes zones.

Le déplacement relatif d'un corps par rapport à l'autre se caractérise ainsi par le glissement des maillages correspondant l'un par rapport à l'autre et le lien qui doit être établi à chaque déplacement se limite aux surfaces de contact entre les zones.

La condition qui est imposée est que tout déplacement doit être rectiligne ou suivre un rayon de courbure constant afin d'éviter que les maillages ne se chevauchent. Cette condition reste valable dans le cas du déplacement de rame en station de métro.

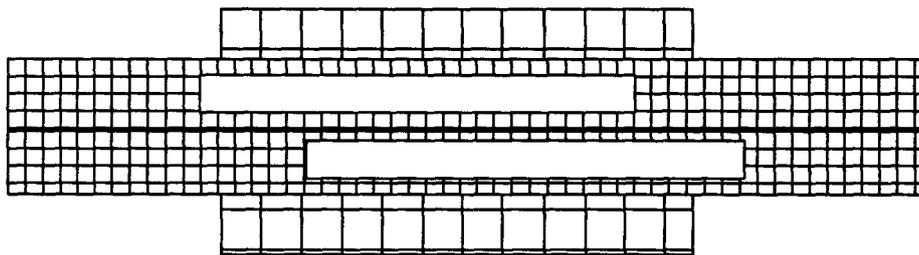


FIG. 3.6: simulation par maillages glissants

3.1.4 Conclusion

Les trois techniques de simulation autour de corps en mouvement relatif sont résumées dans le tableau 3.1 présentant les avantages et les contraintes imposées par chacune d'entre elles.

Méthode	Avantages	Contraintes
1	Aucune mise en œuvre. Applicable à toute simulation sur des corps en mouvement.	Regénération complète du maillage. Lien entre anciennes et nouvelles cellules pour l'attribution des variables.
2	Applicable à toute simulation sur des corps en mouvement. Exécution rapide.	Mise en œuvre complexe pour l'optimisation du découpage en zone et le calcul d'interception de cellules dans la zone d'intersection.
3	Exécution rapide. Mise en œuvre moins complexe que la méthode 2 (connexion surfacique uniquement)	S'applique uniquement à des trajectoires rectilignes ou de rayon de courbure constant. Gestion du lien inter-maillages.

TAB. 3.1: techniques de maillages en mouvement relatif

La régénération complète du maillage est attrayante par sa simplicité. Cependant, la naissance du volume d'air en queue de train reste un problème majeur en particulier pour le type d'application que l'on veut en faire.

Etant donné son champ d'application, l'Overset Grid Method reste la méthode la plus prisée pour ce type de problème. Mais, dans le cas particulier où les déplacements sont toujours rectilignes, cette méthode demande un investissement trop important pour l'utilisation qui en serait faite. La technique des maillages glissants a donc été choisie pour des raisons de commodité et de souplesse dans le cas de l'étude réalisée.

3.2 Le mailleur automatique

Pour la création de maillage, on utilise un mailleur automatique de type cartésien, appelé CARTFLOW, développé par Hirschel et Deister de l'université de Stuttgart (Deister et al. (2001)) dans le cadre d'une collaboration avec le Laboratoire de Mécanique et d'Energétique de l'université de Valenciennes. Ce projet collaboratif s'inscrit dans le programme franco-allemand "Numerical Flow Simulation" soutenu par le CNRS et le ministère de la Recherche pour la France et par le DFG (Deutsche Forschungsgemeinschaft) pour l'Allemagne. Ce mailleur, initialement prévu pour la simulation d'écoulements externes, peut également être utilisé dans le cas d'écoulements internes en forçant le maillage à l'intérieur du corps délimitant le domaine fluide.

Le corps à partir duquel on désire réaliser le maillage doit posséder une surface préalablement maillée par découpage en triangles. Cette opération est réalisée dans notre cas à l'aide du logiciel CFD-GEOM (CFD-RC (2002)). La triangulation est consignée suivant un des formats communément utilisés pour les maillages non structurés dans un fichier contenant le nombre de corps solides délimitant le domaine de calcul, l'ensemble des triangles caractérisés par trois noeuds, un numéro de corps et un numéro relatif au type de condition limite à lui attribuer, et l'ensemble des coordonnées de tous les noeuds nécessaires à la définition de tous les triangles.

Afin de bien comprendre l'utilisation qui en sera faite, il est important de développer les principaux détails conceptuels de ce mailleur.

3.2.1 Le découpage de l'espace : la structure octree

Le domaine fluide est tout d'abord considéré comme un domaine de l'espace entier tridimensionnel N^3 de cardinal 2^{30} dans chacune des trois directions. Ainsi, chaque coordonnée des cellules cartésiennes ainsi que celles des noeuds formant les triangles sont exprimées sous forme de nombres entiers, ce qui permet par la suite une arithmétique exacte. Cependant, des dégénérescences peuvent survenir lors du calcul de l'intersection entre un triangle discrétisant la surface de l'objet et une cellule cartésienne. Pour éviter ces désagréments, il faut s'assurer que la surface du corps soit correctement représentée dans le domaine de départ. Pour cela, le corps de référence doit être redimensionné de manière judicieuse pour qu'un nombre suffisant de coordonnées entières puissent s'intercaler entre deux noeuds du maillage surfacique.

Le domaine est ensuite découpé sur le principe d'une structure d'arborescence sur laquelle chaque terminaison peut se diviser en huit branches donnant naissance à huit nouvelles terminaisons. Ce type d'arborescence est communément appelé structure "octree". Au départ, le domaine se présente comme un cube d'arête de longueur 2^{30} occupant le domaine tout entier comme le montre la figure 3.7.

Ce cube est ensuite divisé en huit octants (huit cubes) de dimensions égales. Chaque octant peut également se subdiviser en huit octants de même taille et ainsi de suite. La figure 3.8 donne un exemple simple d'une décomposition octree dont l'arborescence est détaillée sur la droite. Les cellules terminales de l'arborescence, représentative du domaine fluide, sont représentées par un point. Les cellules mères, situées aux jonctions de l'arborescence, sont représentées par un carré. Ces cellules mères n'appartiennent pas physiquement au maillage.

Cette décomposition a lieu tant que l'une au moins des deux conditions suivantes n'est pas satisfaite :

- une cellule cartésienne ne peut pas contenir plus d'un noeud de la triangulation initiale (figure 3.9).
- entre deux cellules voisines, il ne peut y avoir plus d'un niveau de raffinement d'écart (3.10).

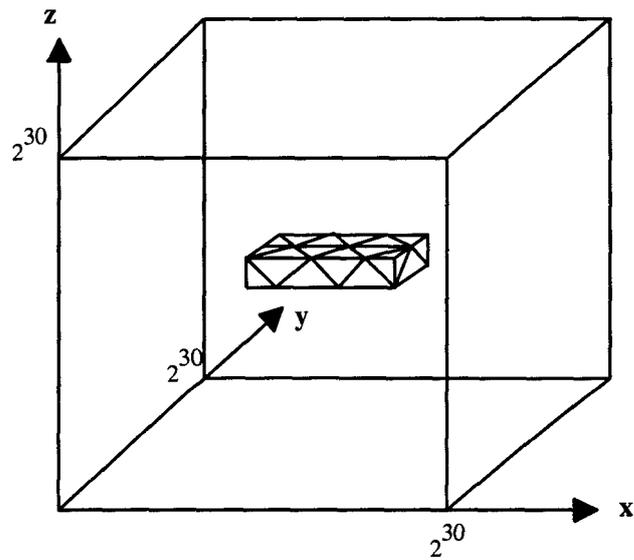


FIG. 3.7: corps triangulé dans le cube d'initialisation de l'octree

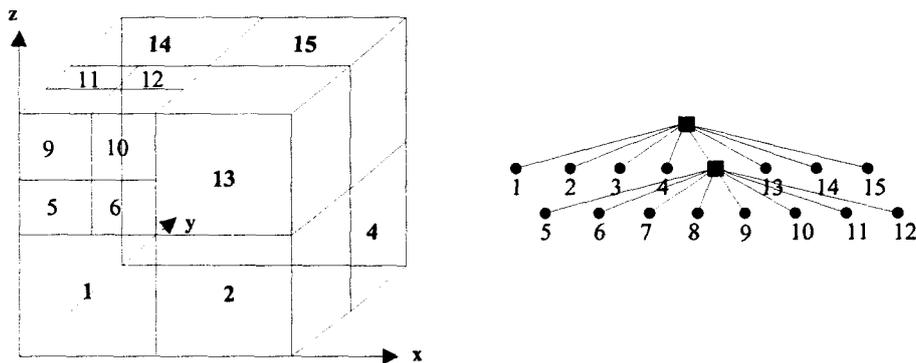


FIG. 3.8: décomposition octree et arborescence

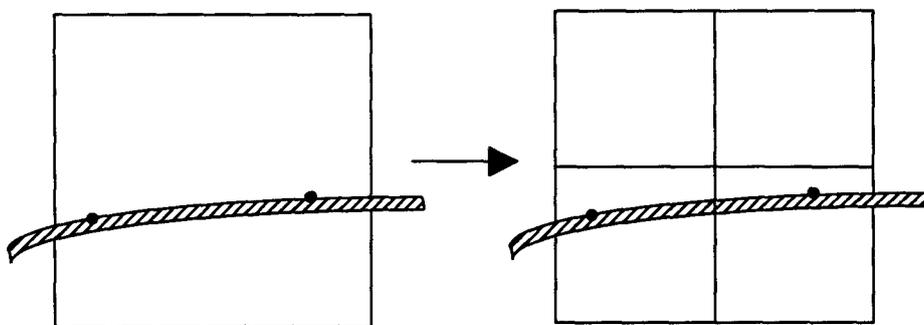


FIG. 3.9: conditionnement du maillage par la triangulation surfacique

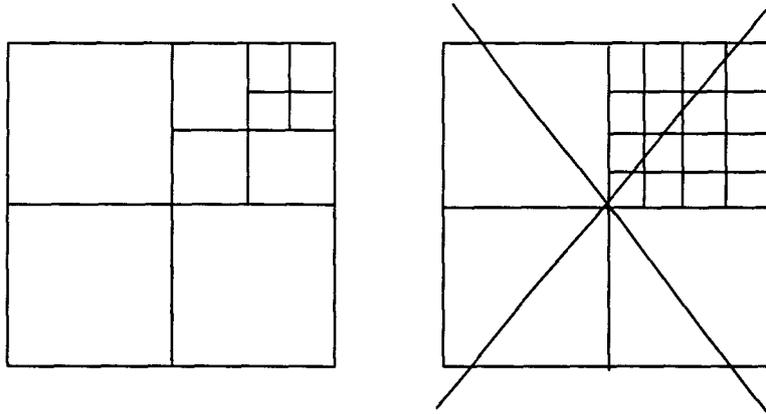


FIG. 3.10: condition de raffinement progressif

3.2.2 Création des faces utilisées pour le calcul de flux

L'objectif de CARTFLOW est d'organiser la discrétisation spatiale de l'écoulement pour une méthode de calcul de volumes finis sur des domaines non structurés. Pour ce type de modélisation, il est nécessaire de répertorier et de classer soigneusement toutes les faces délimitant les cellules qui permettront par la suite d'effectuer le bilan de flux pour chacune d'elles.

Sur un maillage cartésien, on distingue trois types de faces planes :

- les faces cartésiennes non coupées (cartface).
- les faces cartésiennes qui interceptent la surface de la géométrie (interface).
- les faces représentatives de la géométrie (cutface).

Une cellule située entièrement dans le domaine fluide est une cellule cubique entièrement délimitée par des cartfaces dont la forme est carrée. Ces cellules sont alors appelées "cellules cartésiennes". Par contre, une cellule qui intercepte la géométrie est délimitée par les trois types de faces comme le montre la figure 3.11. Sur cette figure, la face 1 est une cartface. Les interfaces sont des faces appartenant au domaine fluide qui interceptent la géométrie ; leur frontière est par conséquent arbitraire et dépend de la géométrie. Enfin, les cutfaces, comme la face grisée sur la figure, sont issues de l'interception de la cellule avec les triangles de la triangulation initiale. Leur contour est représenté par un polygone convexe.

Pour chaque face constituant le maillage, les coordonnées du centre, les composantes du vecteur surface ainsi que les cellules situées de part et d'autre de la face sont connus mémorisés. Chaque cellule est pour sa part définie par son centre géométrique et son volume.

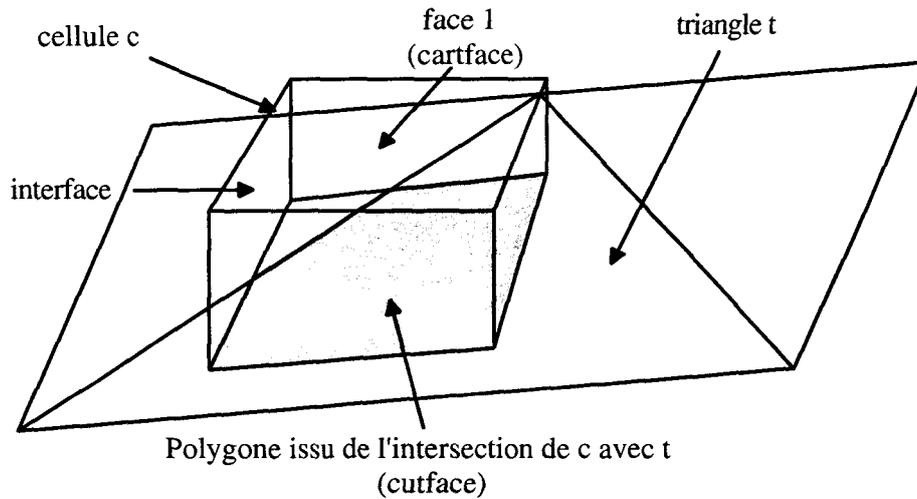


FIG. 3.11: faces caractéristiques du maillage

3.2.3 La métrique des éléments du maillage

Calcul des surfaces

La résolution des équations passe par une bonne connaissance de la géométrie des éléments constitutifs du maillage. Il est nécessaire pour chaque face de connaître avec exactitude le vecteur surface et le centre qui la représente.

Les faces cartésiennes ("cartface" et "interface") sont répertoriées suivant trois groupes correspondant aux trois directions de l'espace. On utilise ici la spécificité du maillage cartésien. Pour une face de ce type, il n'est donc pas indispensable de stocker entièrement son vecteur surface puisque l'aire et le groupe auquel elle appartient suffisent à reconstruire ce vecteur. Par contre, pour les faces coupées ("interface"), la géométrie est plus complexe puisqu'elle est délimitée par un polygone quelconque. Les nœuds formant ce polygone sont orientés dans le sens trigonométrique et l'aire du polygone est alors calculée en effectuant la somme des triangles ombrés à droite de la figure 3.12. L'orientation des nœuds compte positivement la surface des triangles clairs et négativement celles du triangle foncé.

Si n est le nombre de nœuds formant le polygone, l'aire vaut donc

$$A = \sum_{i=1}^{n-2} A_{\text{triangle}}[N_1, N_{i+1}, N_{i+2}] \quad (3.2)$$

où N_i est le $i^{\text{ème}}$ nœud du polygone.

Les cutfaces délimitées par les polygones de surface ont une orientation qui n'est pas connue a priori car elles s'appuient sur la surface triangulée. Le vecteur surface est donc entièrement reconstruit pour ce type de face. Chaque polygone étant plan, ce vecteur est calculé en effectuant

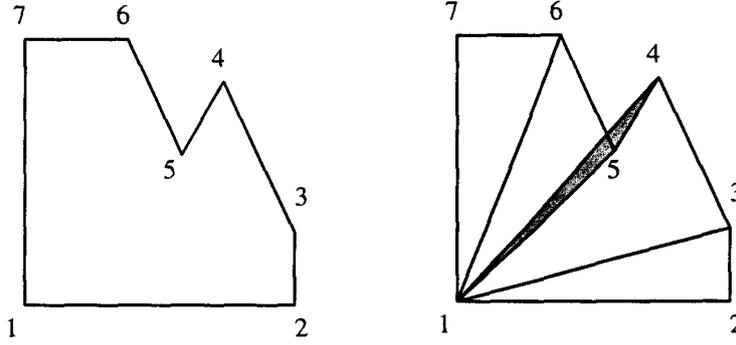


FIG. 3.12: décomposition d'une interface pour le calcul de surface

la somme des vecteurs surfaces des triangles élémentaires constituant le polygone de manière similaire au calcul des surfaces des interfaces :

$$\vec{A} = \sum_{i=1}^{n-2} \vec{A}_{\text{triangle}}[N_1, N_{i+1}, N_{i+2}] \quad (3.3)$$

Le vecteur surface d'un triangle (a, b, c) dont les coordonnées sont définies dans le repère cartésien par les indices x, y et z est défini à partir du produit vectoriel :

$$\vec{A}_{\text{triangle}} = \frac{1}{2} \vec{ab} \wedge \vec{ac} \quad (3.4)$$

ce qui donne :

$$A_x = \frac{1}{2} \begin{vmatrix} a_y & a_z & 1 \\ b_y & b_z & 1 \\ c_y & c_z & 1 \end{vmatrix} \quad A_y = \frac{1}{2} \begin{vmatrix} a_z & a_x & 1 \\ b_z & b_x & 1 \\ c_z & c_x & 1 \end{vmatrix} \quad A_z = \frac{1}{2} \begin{vmatrix} a_x & a_y & 1 \\ b_x & b_y & 1 \\ c_x & c_y & 1 \end{vmatrix} \quad (3.5)$$

Calcul du centre des faces et des volumes

Le centre des faces est calculé en réalisant une simple moyenne arithmétique des coordonnées des n noeuds du polygone formant chaque face :

$$\begin{pmatrix} \bar{x}_f \\ \bar{y}_f \\ \bar{z}_f \end{pmatrix} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n \begin{pmatrix} x_i \\ y_i \\ z_i \end{pmatrix} \quad (3.6)$$

Le centre de chaque cellule est déterminé par la moyenne arithmétique des centres des m faces constituant la cellule, pondérés par leur surface :

$$\begin{pmatrix} \bar{x}_c \\ \bar{y}_c \\ \bar{z}_c \end{pmatrix} = \frac{1}{A_{\text{totale}}} \sum_{i=1}^m A_i \begin{pmatrix} \bar{x}_{f_i} \\ \bar{y}_{f_i} \\ \bar{z}_{f_i} \end{pmatrix} \quad A_{\text{totale}} = \sum_{i=1}^m A_i \quad (3.7)$$

Calcul du volume des cellules

Le calcul du volume des cellules cubiques est simple puisque la longueur de l'arête est connue grâce à l'emplacement de la cellule dans l'arborescence "octree" :

$$l = 2^{\text{niveau}} \quad (3.8)$$

Pour les cellules coupées, le théorème de Gauss est utilisé à partir de la fonction vectorielle $\vec{v} = [x, 0, 0]$ dont la divergence est donnée par $\vec{\nabla} \cdot \vec{v} = 1$:

$$\iiint_{\Omega} \vec{\nabla} \cdot \vec{v} = \oint_A \vec{v} d\vec{A} \quad \Rightarrow \quad \Omega = \iiint_{\omega} 1 d\omega = \oint_A x dA_x \quad (3.9)$$

Cette forme intégrale est discrétisée à partir des coordonnées suivant x du vecteur surface et du centre de l'ensemble des m faces constituant la cellule :

$$\Omega = \sum_{i=1}^m \bar{x}_{f_i} A_{x,i} \quad (3.10)$$

On notera que la direction x a été privilégiée pour ce calcul de volume. On pourrait de la même manière utiliser les fonctions vectorielles $[0, y, 0]$ et $[0, 0, z]$.

3.2.4 Procédure de regroupement de cellules

A la suite de la génération du maillage à l'aide de la structure "octree" et des critères de raffinement énumérés dans le paragraphe 3.2.1, il peut résulter des cellules de petite taille et en particulier des cellules de grand allongement, comme le montre la figure 3.13, qui peuvent donner lieu à des problèmes de convergence et de stabilité à la méthode numérique de résolution de l'écoulement.

Comme la procédure de découpage utilisée par le mailleur est entièrement automatique, il est difficile de prévoir la forme des cellules et, par conséquent, d'éviter ce type de cellule. De manière générale, trois paramètres interviennent dans la forme finale du maillage :

- la finesse de la triangulation surfacique initiale.
- la position du corps dans le cube de départ.
- les dimensions géométriques du corps.

Pour des structures géométriques complexes comme dans le cas des stations de métro, la modification de ces trois paramètres n'est pas suffisante pour obtenir un maillage exempt de toute imperfection. Une structure de regroupement consistant à fusionner les cellules de faibles dimensions avec une ou plusieurs cellules voisines a donc été mise en place. Un contrôle d'épaisseur est réalisé suivant les trois directions x , y et z pour chaque cellule du maillage. Lorsqu'une cellule

possède une faible épaisseur dans l'une des trois directions, celle-ci est alors directement fusionnée avec une de ses voisines située dans la direction correspondant à la faible épaisseur de manière à limiter l'aplatissement de la cellule.

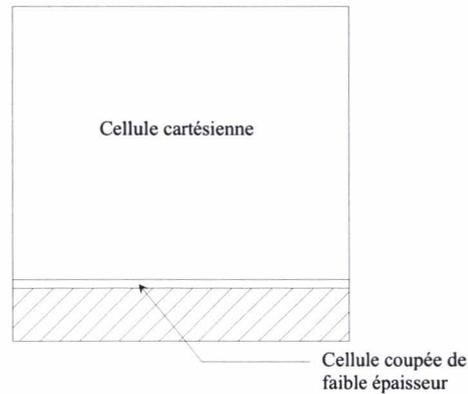


FIG. 3.13: cellule de forme aplatie

Cette procédure de regroupement peut donner lieu à des fusions successives de cellules. Cette situation se présente lorsqu'une cellule de faible épaisseur est regroupée avec une cellule voisine qui est elle-même fusionnée avec une troisième cellule, plus grande que les deux premières, comme le montre la figure 3.14. Dans ce cas, l'algorithme de regroupement identifie l'existence d'une fusion successive et redéfinit automatiquement les liens des cellules concernées vers la cellule principale.

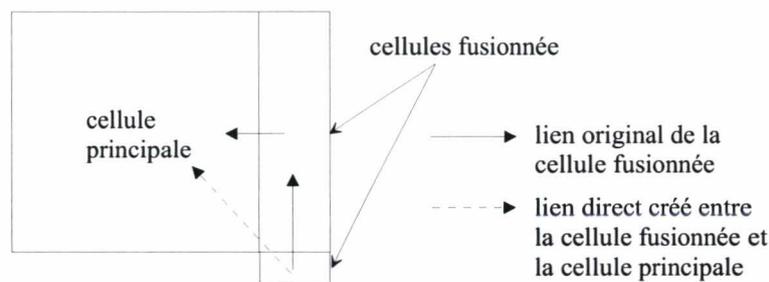


FIG. 3.14: regroupement successif de cellules

3.3 La simulation par maillages glissants

Comme il a été conclu dans le paragraphe 3.1, cette technique est la mieux adaptée au cas de la simulation de la circulation de trains en station de métro. Cependant, elle impose des contraintes qu'il convient de traiter avec rigueur.

3.3.1 La délimitation des maillages

Le domaine fluide doit être intégralement représenté par l'union de l'ensemble des maillages, à l'exclusion de toute superposition. Cette condition impose donc de limiter correctement le volume correspondant au maillage de chaque objet mais également de les positionner avec exactitude afin d'éviter tout chevauchement entre ces maillages et de permettre uniquement le glissement.

Le maillage de la station doit donc permettre l'insertion des deux maillages correspondant aux véhicules pour les voies 1 et 2. La figure 3.15 représente le maillage surfacique d'une station dans lequel un évidement a été réalisé pour le passage de ces maillages. Le maillage surfacique est une surface fermée délimitant le maillage volumique et sur lequel sont définies les conditions aux limites. Une paroi est donc volontairement créée afin d'empêcher le maillage automatique de la zone dans laquelle vont venir s'insérer les trains.

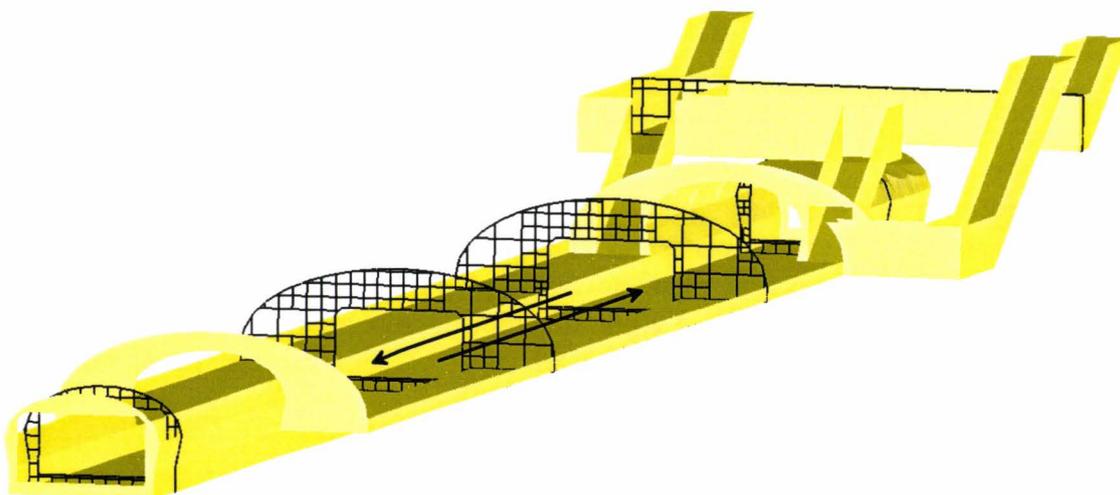


FIG. 3.15: maillage de la station

La délimitation du maillage de chaque véhicule est réalisée à partir de deux surfaces fermées : l'une correspondant au train lui-même et l'autre pouvant être définie comme une enveloppe à l'intérieur de laquelle le maillage volumique est réalisé. Les dimensions de l'enveloppe sont ainsi choisies de telle sorte qu'elle occupe exactement la zone non maillée de la station. Sur la figure 3.16, on observe en noir la surface correspondant au train et en bleu celle de l'enveloppe frontière au maillage. Le maillage volumique se situe entre ces deux surfaces. Une fois l'ensemble des maillages réalisé et positionné, les blocs sont alors en contact uniquement par un lien de surface appelé zone de glissement.

3.3.2 Continuité du maillage au sein du domaine fluide

Lorsqu'une rame se déplace, elle transporte son propre maillage volumique. A chaque translation de l'objet, il faut donc renouveler le maillage de la zone située en aval du train qui n'est plus

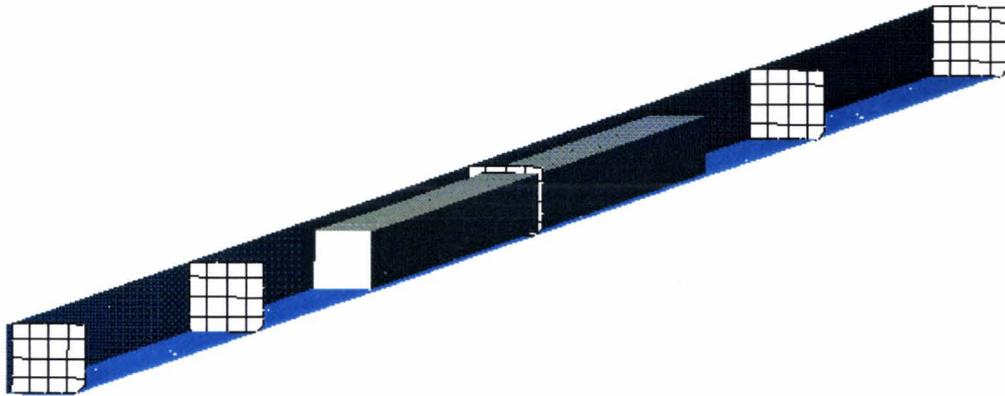


FIG. 3.16: maillage d'une voie

couverte par le maillage volumique de ce train. Par contre, en amont du train, un volume équivalent à celui de la zone lacunaire sort du domaine sur lequel on désire résoudre les équations de continuité comme le montre la figure 3.17.

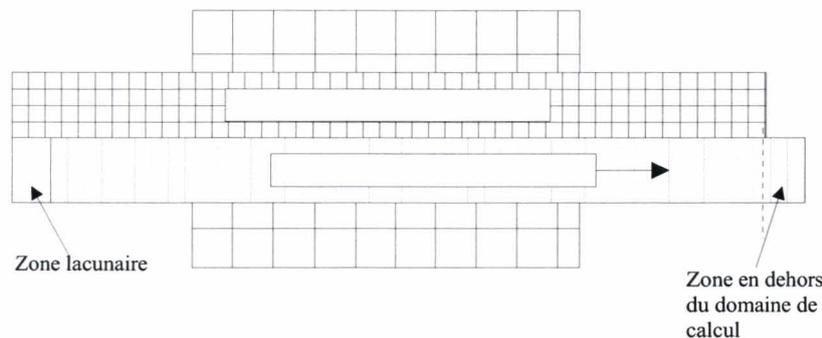


FIG. 3.17: zone lacunaire induite par le déplacement du maillage

Une technique originale a donc été mise en place, se basant sur le renvoi des cellules sortant du domaine pour combler la lacune située en aval. Cependant, il faut être capable de simuler toutes les configurations possibles, y compris la station sans train. Or, après un déplacement suffisant du train, celui-ci commencerait à apparaître dans la zone définissant le maillage sortant et, par conséquent, il serait directement renvoyé dans la zone de calcul correspondant à la zone lacunaire. Cela signifierait physiquement que le départ d'un train serait suivi immédiatement par l'arrivée d'un autre en station, ce qui n'est pas le cas dans la réalité.

La méthode utilisée consiste donc à créer une enveloppe suffisamment longue et de se fixer quatre limites :

- deux limites repérées par l_{inf} et l_{sup} sur la figure 3.18 qui délimitent le domaine fluide sur lequel les équations de conservation sont résolues.
- deux limites repérées par L_{inf} et L_{sup} sur la figure 3.18 à partir desquelles sont sélectionnés les éléments de chacun des maillages qui sont transférés de l'aval vers chacune des zones

lacunaires correspondantes. Dans le cas du mailleur CARTFLOW, ces éléments sont les "cartfaces", les "interfaces", les "cutfaces", les noeuds représentant les "cutfaces" et les cellules.

- Soit un élément du maillage bleu d'abscisse x_{elem} progressant suivant les x croissants :

$$\text{Si } x_{\text{elem}} > L_{\text{sup}} \Rightarrow x_{\text{elem}} = x_{\text{elem}} - (L_{\text{sup}} - L_{\text{inf}}) \quad (3.11)$$

- Soit un élément du maillage rouge d'abscisse x_{elem} progressant suivant les x décroissants :

$$\text{Si } x_{\text{elem}} < L_{\text{inf}} \Rightarrow x_{\text{elem}} = x_{\text{elem}} + (L_{\text{sup}} - L_{\text{inf}}) \quad (3.12)$$

La figure 3.18 correspond au cas où l'une des deux rames (bleu) a déjà parcouru son trajet dans la station. On constate alors dans ce cas que la voie correspondante ne contient aucune rame dans le domaine de calcul. Par contre, celle-ci reste en attente à l'extérieur du domaine fluide, avec une moitié de rame en amont de la station et l'autre moitié en aval.

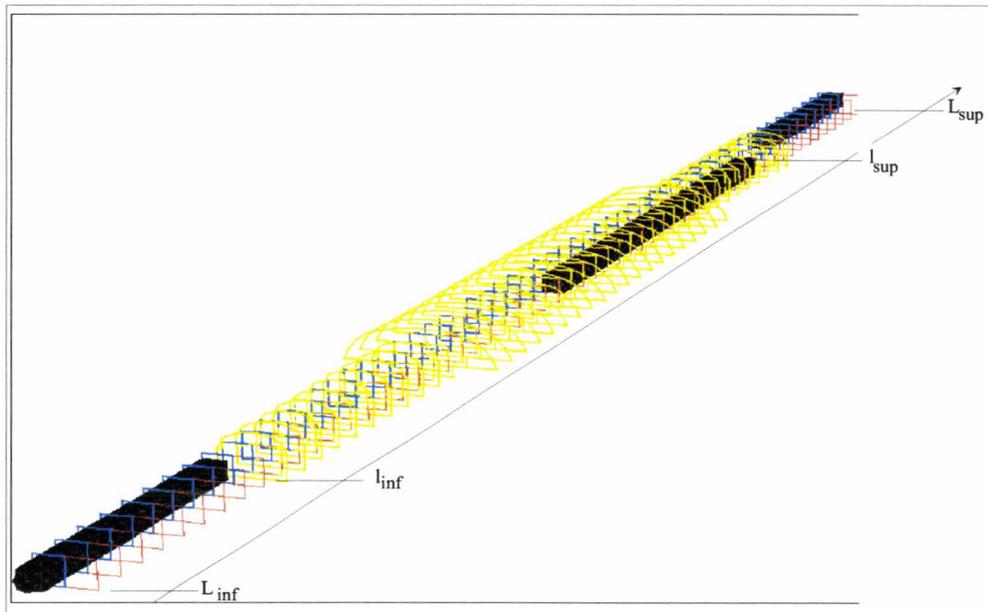


FIG. 3.18: recyclage des maillages glissants et limitation du domaine de calcul

3.3.3 Connexion des maillages

3.3.3.1 Le principe général

L'objectif est d'établir le lien entre deux maillages cartésiens glissants l'un par rapport à l'autre. Les surfaces de glissement correspondent aux surfaces extérieures des deux maillages cartésiens, discrétisées sous forme de facettes délimitée par des polygones (cf 3.2.2) dont les centres et les noeuds sont translattés et renvoyés si nécessaire en amont de la station lorsque le maillage se déplace.

Afin de préserver les propriétés conservatives de la méthode numérique, le calcul de chaque flux à travers une surface doit être correctement attribué aux cellules situées de part et d'autre de cette surface. Ainsi, pour chaque facette, il ne peut y avoir qu'une seule cellule de chaque côté de celle-ci. Pour illustration, le flux traversant la facette délimitée par le polygone P d'un maillage de la figure 3.19 ne peut être attribué aux cellules a et b du maillage voisin. Par conséquent, il est nécessaire de connaître avec exactitude la part de la surface de P en vis-à-vis avec les cellules a et b.

Pour cela, le lien entre deux cellules cartésiennes connexes appartenant à deux maillages glissant l'un par rapport à l'autre est déterminé par l'intersection des polygones relatifs aux deux maillages surfaciques sur lesquels s'appuient les deux cellules cartésiennes. Le résultat obtenu est celui d'une surface appelée "surface de lien" et discrétisée sous forme de facettes délimitées par les polygones issus de l'intersection des polygones appartenant aux deux maillages surfaciques initiaux. Ainsi, chaque facette constituant la surface de lien ne s'appuie que sur une seule et unique cellule de part et d'autre de cette surface.

De même que pour tout autre type de face, ces facettes sont représentés par leurs coordonnées, leur vecteur surface et les cellules situées de part et d'autre. Les calculs de flux sur la zone de glissement sont ensuite effectués sur ces facettes communes et non sur les faces issues des maillages surfaciques initiaux. A droite de la figure 3.19 sont représentés les facettes issues des liens entre les faces originales A d'un côté et a, b de l'autre sur lesquelles est réalisé le calcul de flux.

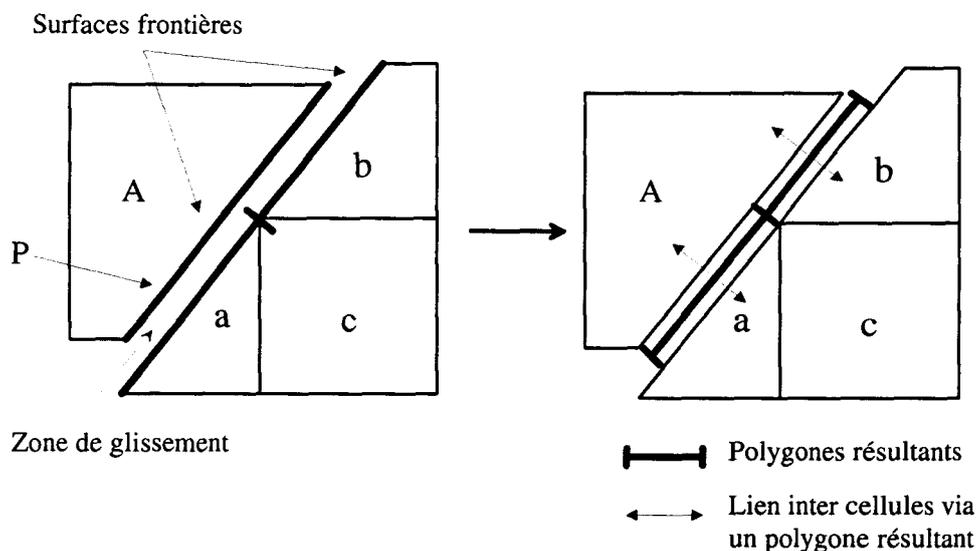


FIG. 3.19: subdivision des polygones surfaciques

3.3.3.2 L'algorithme de Sutherland et Hodgman

La notion de gestion du lien entre deux maillages glissants nécessite la capacité de calculer l'intersection entre deux polygones convexes. L'algorithme de Sutherland & Hodgman (1974) est parfaitement adapté à ce type de problème.

Description de l'algorithme

Soit deux polygones convexes quelconques d'intersection non vide représentés sur la figure 3.20 :

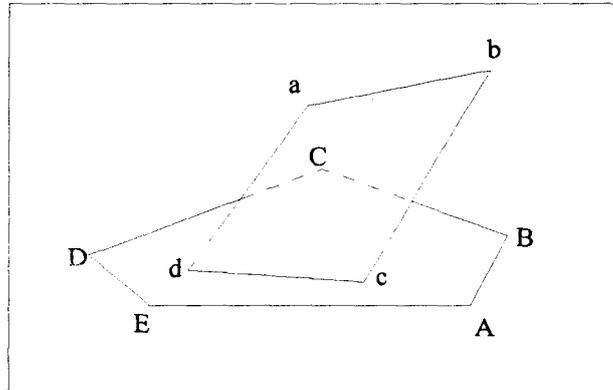


FIG. 3.20: intersection de deux polygones convexes

Le polygone $P_2(ABCDE)$ est choisi comme polygone de référence alors que le polygone $P_1(abcd)$ intercepte P_2 , c'est à dire qu'on cherche sa surface commune à P_2 .

L'algorithme de Sutherland consiste à balayer les arêtes de P_2 et les sommets de P_1 de la manière suivante :

- pour chaque arête de P_2 , l'espace est séparé en deux demi-espaces délimités par le plan normal à P_2 et contenant l'arête en question. P_2 étant convexe, l'un des deux demi-espaces contient entièrement P_2 .
- pour chaque arête de P_2 , les sommets de P_1 sont ainsi balayés afin de déterminer si chacun d'eux est dans le demi-espace contenant P_2 . Lorsque deux sommets consécutifs de P_1 n'appartiennent pas au même demi-espace, il existe alors une intersection entre le plan frontière et l'arête constituée par ces deux points. Cette intersection est alors calculée. Il en résulte un nouveau polygone P'_1 constitué par les sommets de P_1 appartenant au demi-espace contenant P_2 et des intersections ainsi calculées.
- l'étape suivante consiste à effectuer le même travail en prenant l'arête suivante sur P_2 et les sommets du nouveau polygone P'_1 .
- lorsque toutes les arêtes de P_2 ont été balayées, le polygone résultant P'_1 représente l'intersection de P_1 avec P_2 .

Exemple de découpage

La figure 3.21 représente la progression de l'algorithme de Sutherland et Hodgman pour le cas de figure 3.20.

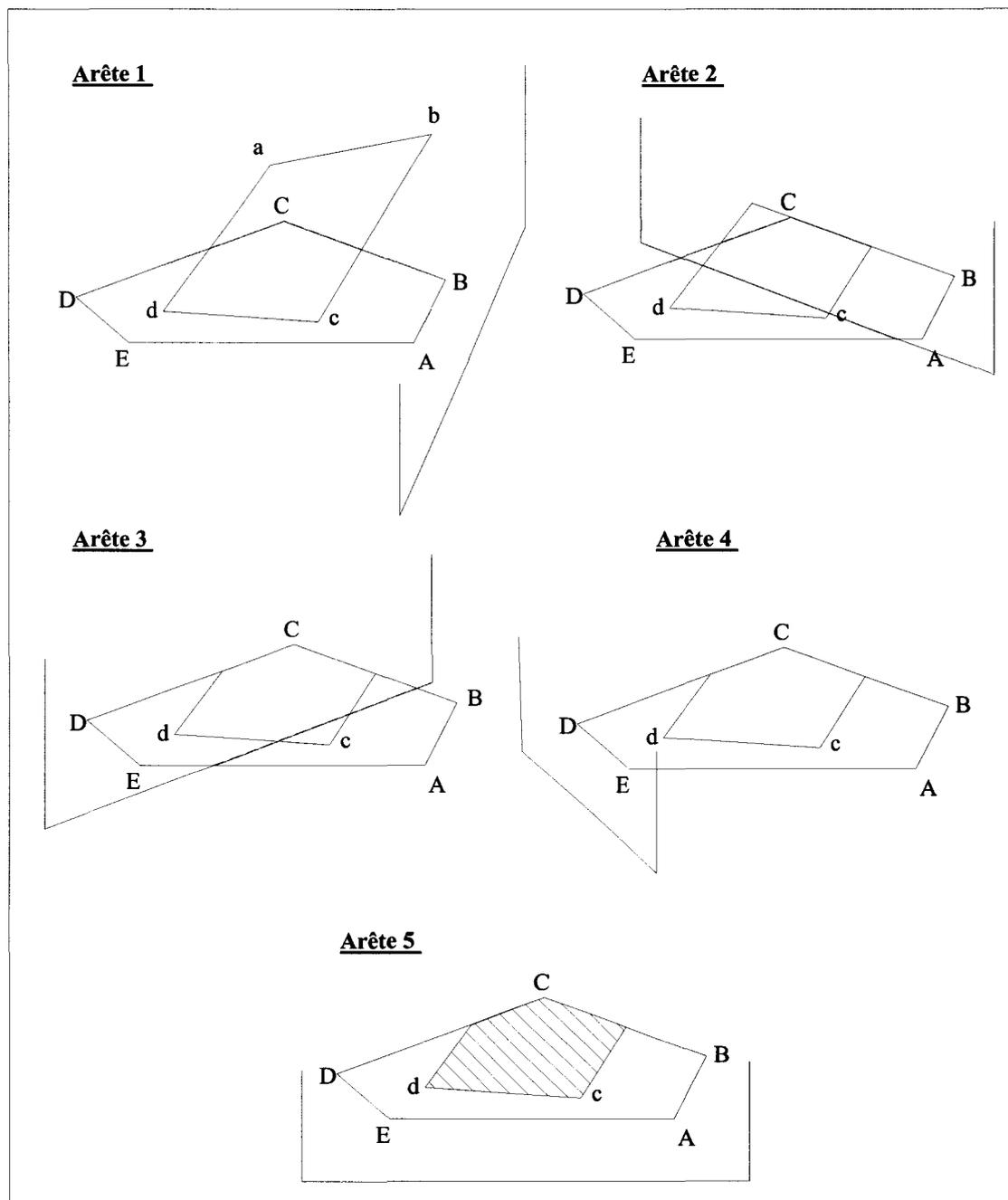


FIG. 3.21: exemple de découpage par l'algorithme de Sutherland

Algorithme de programmation

Les surfaces de connexion sont construites à partir de l'algorithme présenté à la figure 3.22.

Dans un premier temps, le programme a été validé à partir du glissement entre deux demi-cylindres de rayon 2 dont les maillages sont représentés sur la figure 3.23. Le maillage résultant de l'intersection de ces deux maillages est représenté sur la figure 3.24.

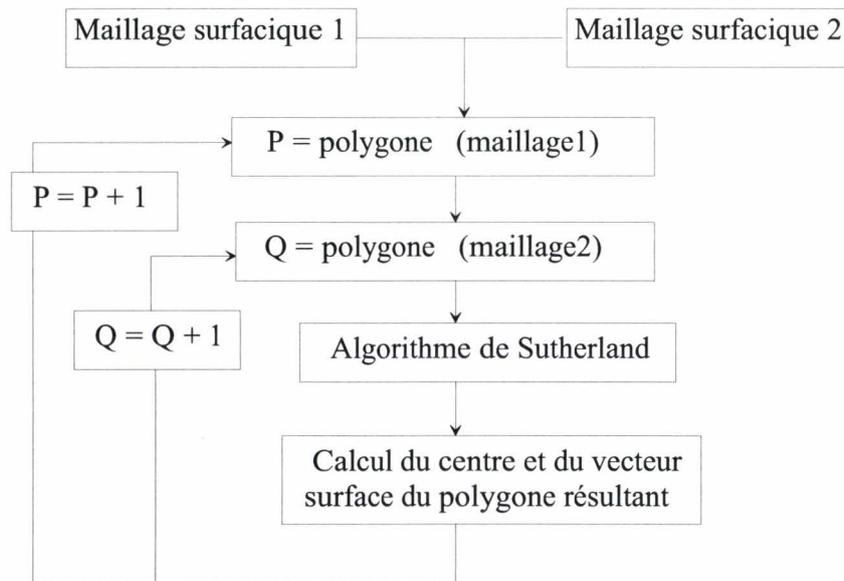


FIG. 3.22: algorithme de définition des faces de lien

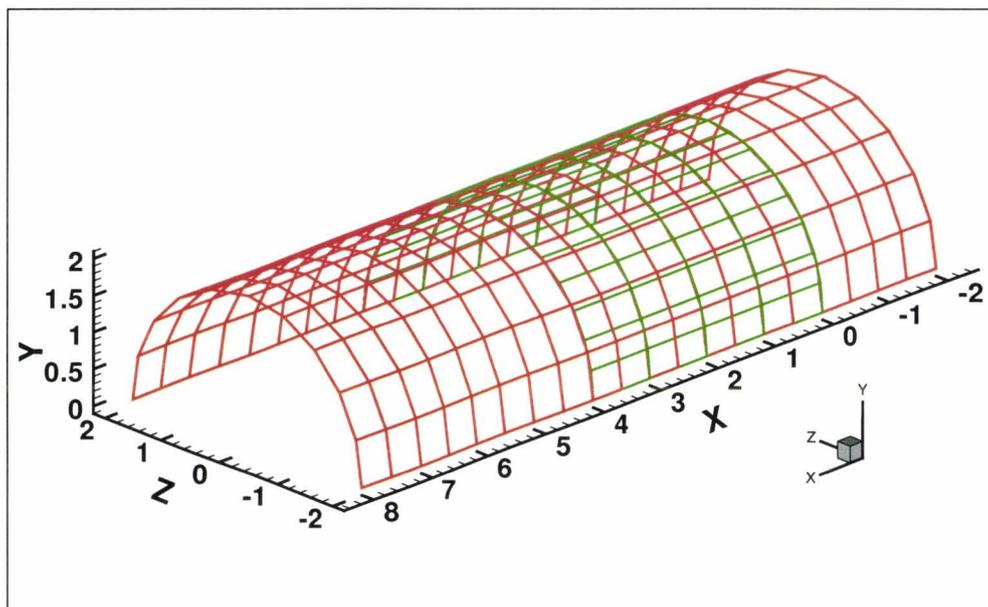


FIG. 3.23: glissement entre deux demi-cylindres

Divers calculs ont été réalisés à partir de ces deux demi-cylindres en raffinant plus ou moins le maillage. Pour chaque calcul, une comparaison entre la surface du maillage initial en vert et celle du maillage résultant en bleu a été réalisée. L'écart le plus important est calculé sur des maillages de courbure très grossiers. Un écart de surface de 2,5% est calculé pour un raffinement de 7 mailles suivant la courbure pour le maillage rouge et un raffinement de 5 mailles suivant la courbure pour le maillage vert. Cette erreur s'explique par l'écart angulaire entre les polygones des maillages initiaux qui ne sont pas coplanaires. Un maillage grossier induit, du fait de sa courbure, une augmentation de cet écart angulaire. Lors de la projection qui a lieu pour le calcul des intersections,

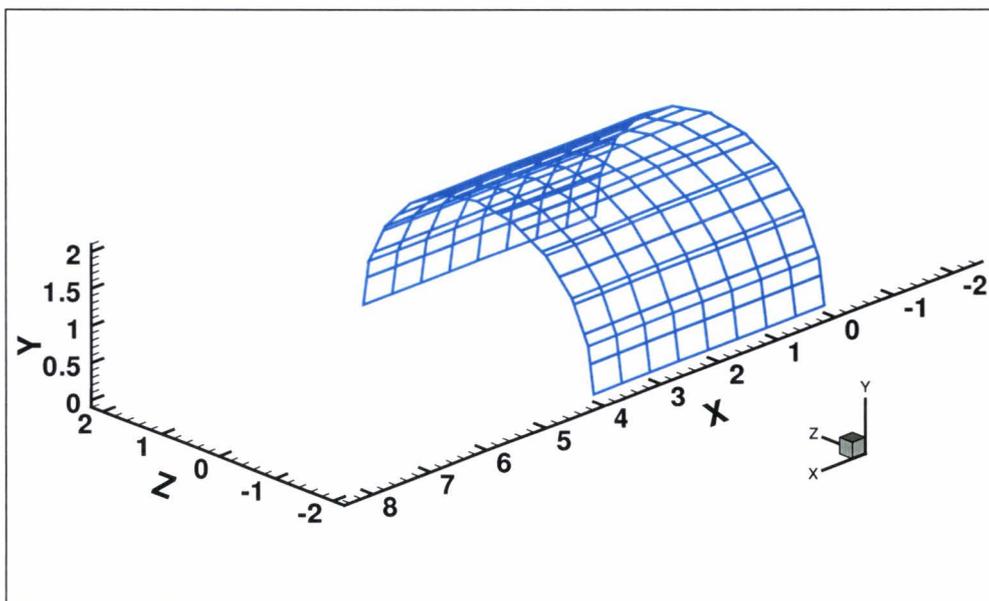


FIG. 3.24: maillage résultant de l'intersection

il se produit un recouvrement de surfaces qui induit une augmentation de la surface résultante. Ce phénomène est illustré sur la figure 3.25.

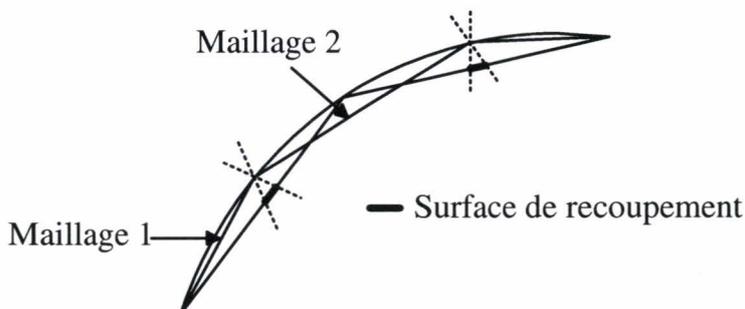


FIG. 3.25: recouvrement de surface après projection

3.3.3.3 Accélération de l'algorithme par présélection des polygones

Le calcul de la surface de lien entre les différents blocs doit être fait à chaque glissement de maillage. Il doit donc être le plus rapide possible pour avoir un minimum d'impact sur le temps de calcul total.

Pour exemple, voici les temps relevés sur une station COMPAQ XP 1000 :

- pour deux maillages contenant une résolution de 6000 polygones par maillage, nous relevons un temps CPU de 25 s.

- pour un maillage de 2000 polygones et un maillage de 6000 polygones, le temps CPU est de 9 s.

Ces temps de calcul ne sont pas prohibitifs en soi, mais ils s'additionnent dans le cas d'une rame en mouvement, pour représenter au total une part significative de l'effort de calcul. La méthode d'interception a donc été optimisée de manière à accélérer le processus de connexion.

Le temps de calcul important s'explique principalement par le fait que pour chaque polygone du maillage de référence, on balaye la totalité des polygones du maillage en superposition à celui-ci. Par exemple, si les surfaces de glissement contiennent chacune 1000 polygones, le nombre de procédures de recouvrements entre polygones sera de un million.

Il s'avère évident que certains polygones ne peuvent s'intercepter et certains recouvrements peuvent donc être évités. Les raisons à cela sont :

- la disposition géométrique des maillages qui garantit à coup sûr l'interception vide de polygones. Cela s'explique grâce à la figure 3.26 sur laquelle les deux surfaces en contact sont caractérisées par un angle droit. Dans ce cas, seul les polygones situés sur deux plans parallèles peuvent s'intercepter car les polygones de discrétisation sont plans et un angle droit se traduit alors par une contrainte de courbure pour le découpage surfacique.

Chaque surface de contact peut donc être divisée en groupes, chaque groupe étant constitué de l'ensemble des polygones formant un plan ou une zone géométrique correctement délimitée. Il suffit ensuite d'imposer une contrainte de liaison entre les groupes des différents maillages pour éviter d'effectuer un nombre de recouvrements inutiles entre les groupes qui ne se superposent pas. Par exemple, les plans A1 et A2 correspondent à deux groupes appartenant aux deux maillages pour lesquels un lien est établi pour le calcul de la surface de lien. Par contre A1 et B2 ne sont pas liés puisqu'il n'y a aucune superposition entre ces deux surfaces.

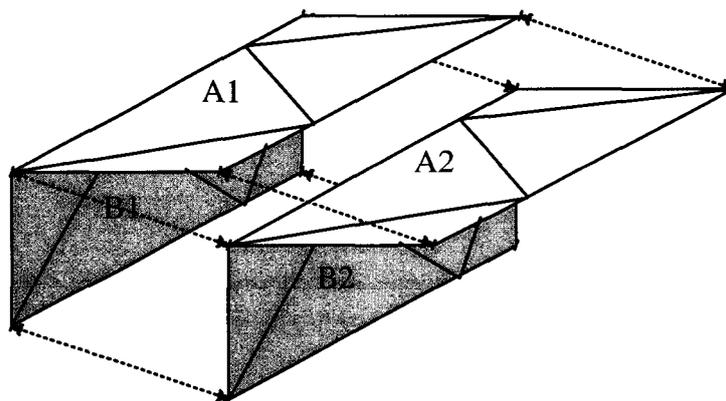


FIG. 3.26: classification des polygones par groupes géométriques

- la distance importante qui sépare deux polygones pour deux groupes en connexion. Si on prend l'exemple simple de la figure 3.27 représentant deux groupes de même dimensions en

superposition qui ont volontairement été dissociés pour la représentation, Le polygone 1 ne peut se superposer au polygone 2 appartenant au second maillage.

La technique est donc de subdiviser les groupes en N sous-groupes de longueurs identiques suivant la direction principale de glissement. Ainsi, pour chacun des deux maillages, le $n^{\text{ème}}$ sous-groupe est constitué de l'ensemble des polygones dont le barycentre vérifie la condition :

$$l_{\text{inf}} + \frac{n-1}{N}(l_{\text{sup}} - l_{\text{inf}}) \leq x_G < l_{\text{inf}} + \frac{n}{N}(l_{\text{sup}} - l_{\text{inf}}) \quad (3.13)$$

Le calcul de la surface de lien se fait ensuite en bouclant sur les sous-groupes. Lorsque le sous-groupe n est sélectionné, la procédure d'interception est alors réalisée entre les polygones du maillage de référence correspondant à ce sous-groupe et ceux du maillage en superposition appartenant au même sous-groupe mais également aux deux sous-groupes voisins $n-1$ et $n+1$ afin de bien couvrir l'étendue des interceptions possibles entre polygones.

Sur la figure 3.27, la direction principale est subdivisée en cinq sous-groupes. Les triangles grisés correspondent aux polygones du sous-groupe 3 pour chacun des maillages. Pour le maillage de référence, on constate que si on ne sélectionne pas les polygones des deux sous-groupes voisins 2 et 4 (polygones gris clair), le résultat de l'intersection ne couvre pas entièrement la surface originale du sous-groupe 3 du maillage surfacique à découper.

Néanmoins, en procédant de cette manière, on effectue pour le sous-groupe 3 un balayage sur les 12 polygones sélectionnés sur le maillage de référence et sur les 3 polygones du maillage à découper, ce qui correspond à $3 \times 12 = 36$ paires à traiter contre $3 \times 24 = 72$ dans le cas où les polygones ne sont pas classés par sous-groupes.

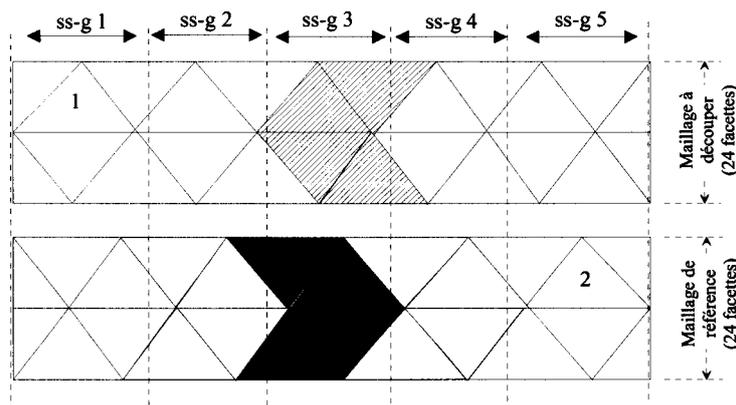


FIG. 3.27: classification des polygones par sous-groupes en fonction de la distance

Il est évident qu'il n'est pas possible de créer autant de sous-groupes qu'on le désire. En effet, s'ils deviennent trop petits (de l'ordre de la taille d'un triangle), il peut se produire une insuffisance de recouvrement des trois sous-groupes du maillage en superposition sur le sous-groupe sélectionné dans le maillage de référence car les polygones peuvent s'étendre alors sur un nombre de sous-groupe plus important. Un compromis doit donc être trouvé

pour le choix du nombre de sous-groupes. Ce compromis dépend de la longueur de la zone de glissement et de la finesse des maillages surfaciques en contact.

La classification des polygones par groupes et sous-groupes pour chaque maillage réalisée, il suffit ensuite d'effectuer la boucle de calcul de connexion en pointant d'abord sur les groupes en commun entre les deux maillages puis, au sein de cet ensemble, en pointant sur les polygones appartenant à un même sous-groupe. L'algorithme correspondant est représenté à la figure 3.28.

Lorsque les maillages sont importants, le gain devient considérable : pour deux maillages constitués de 10 000 polygones chacun, le temps de calcul passe de 1 min. à 3 s, soit une réduction par un facteur 20.

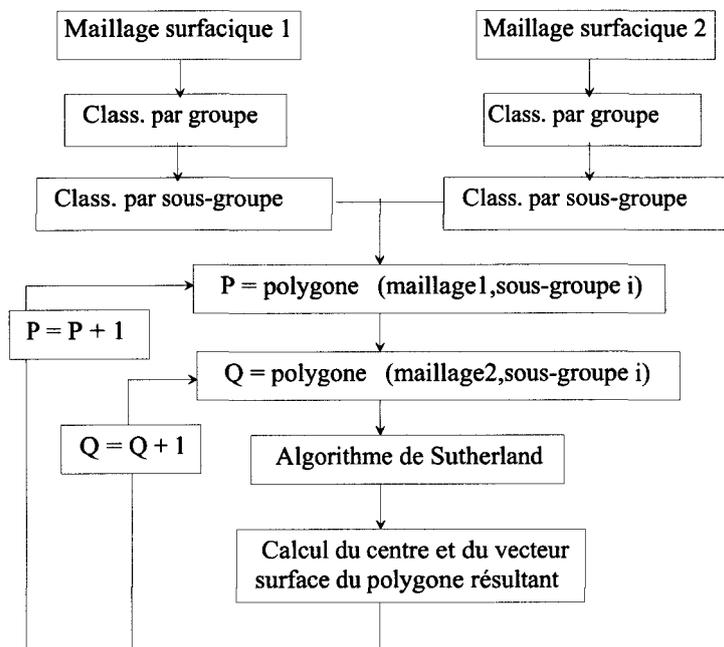


FIG. 3.28: algorithme de connexion entre blocs

3.4 Application à la circulation des trains en station

Dans ce paragraphe, une application aux maillages glissants est réalisée pour une station de 100 m de long prolongée par 50 m de tunnel à chacune de ses extrémités. La station comporte deux voies rectilignes permettant la circulation des rames de métro dans deux directions opposées. Le maillage global est par conséquent constitué de trois blocs délimités par les surfaces triangulées représentées sur la figure 3.29 :

- le maillage de la station délimitée par la surface triangulée rouge.
- le maillage de la voie 1 délimité par la surface triangulée bleue.
- le maillage de la voie 2 délimité par la surface triangulée verte.

Les blocs sont initialement positionnés de telle sorte que les rames pour chacune des voies soient dans la configuration "arrêt en station" comme dans le cas de la figure 3.29. Les blocs correspondant aux trains sont ensuite translatés d'une demi longueur de maillage de manière à se retrouver dans la configuration station vide comme le montre la figure 3.30.

La première connexion entre les différents blocs est réalisée à partir de cette configuration. Cette connexion, représentée sur la figure 3.31, peut être décomposée de la manière suivante :

1. connexion entre la station et la voie 1 (maillage bleu).
2. connexion entre la station et la voie 2 (maillage vert).
3. connexion entre la voie 1 et la voie 2 (maillage rouge).
4. connexion entre les frontières amont et aval de la voie 1 (maillage noir).
5. connexion entre les frontières amont et aval de la voie 2 (maillage jaune).

Les deux dernières connexions sont permanentes puisqu'elles ne dépendent pas du positionnement relatif entre les blocs. Les faces résultantes de ces deux connexions sont donc calculées une seule fois pour toute la durée de la simulation et sont utilisées lorsque les cellules situées de part et d'autre se trouvent dans le domaine de calcul.

Par la suite, seules certaines des trois premières étapes doivent être renouvelées en fonction du type de déplacement. Les différentes possibilités sont répertoriées dans le tableau 3.2.

Déplacement	Connexion
Rame 1 seule	1-3
Rame 2 seule	2-3
Rame 1 et rame 2 simultanément	1-2-3

TAB. 3.2: connexion en fonction du déplacement

Chaque voie peut être caractérisée par une rame en station lors de l'initialisation de la simulation. Dans ce cas, il suffit alors de translater le maillage correspondant d'une demi-longueur de maillage et de renouveler les liens entre blocs affectés par cette translation.

Lors du déplacement d'une rame, les cellules du maillage correspondant appartenant au domaine de calcul sont également distinguées de celles qui lui sont extérieures. A partir de cette distinction, une frontière amont et une frontière aval sont définies pour chaque maillage glissant. Ces frontières sont représentés par les faces caractéristiques du maillage contenant de part et d'autre une cellule dans le domaine de calcul et l'autre à l'extérieur et constituent la base de la jonction station - tunnel, comme le schématise la figure 3.32.

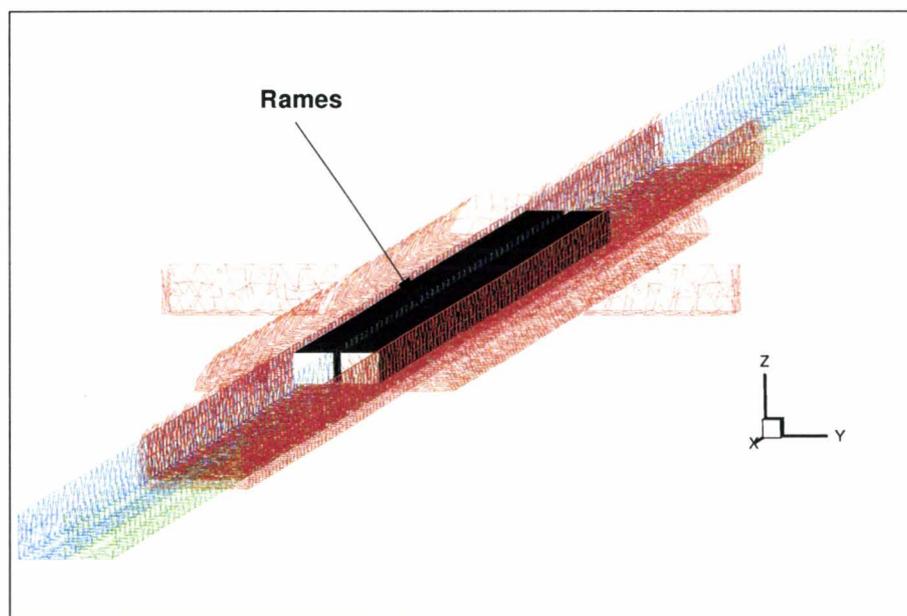


FIG. 3.29: positionnement initial des maillages

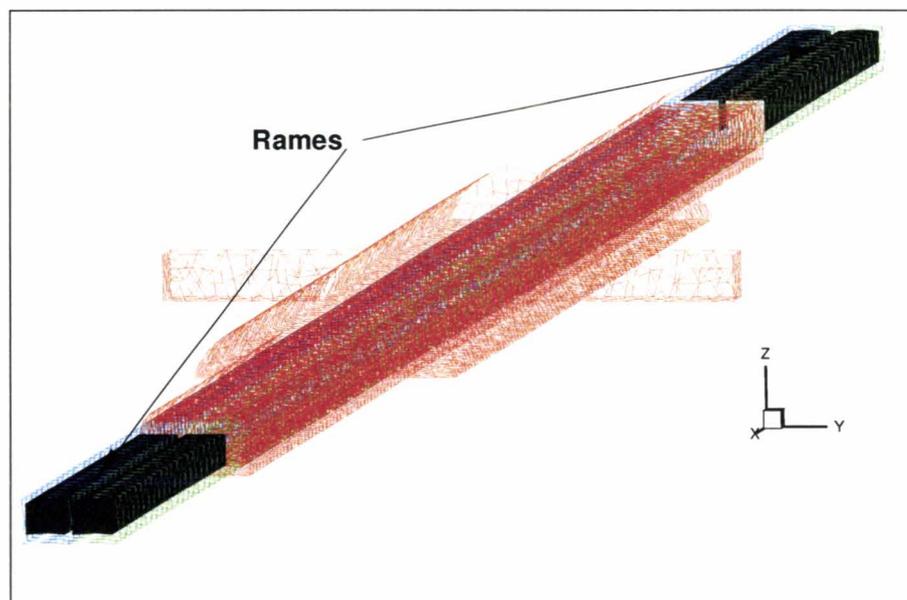


FIG. 3.30: configuration initiale pour la première connexion

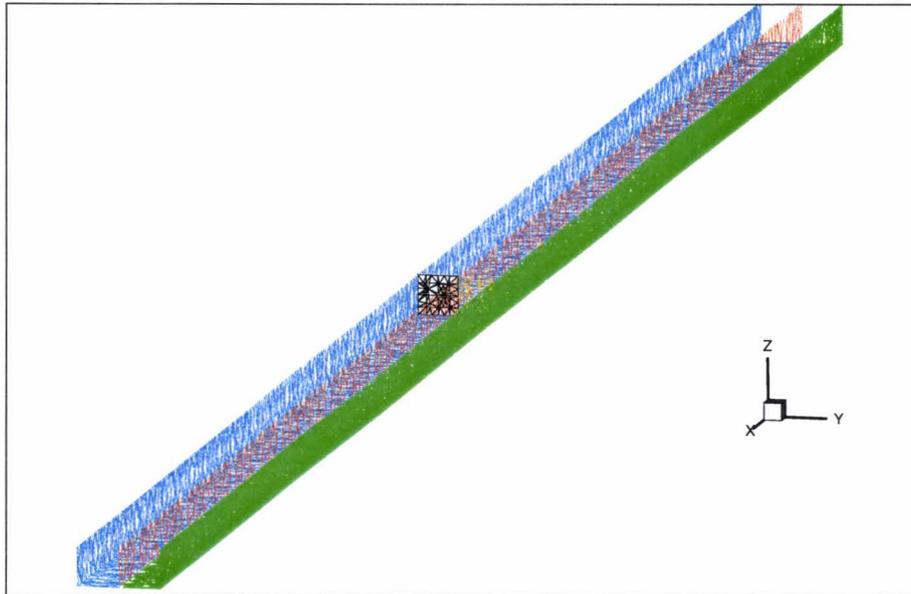


FIG. 3.31: surfaces de lien dans la configuration station vide

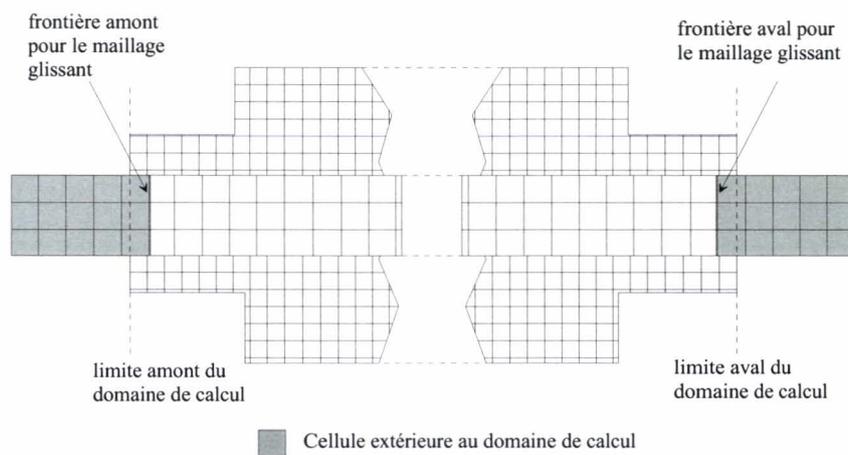


FIG. 3.32: frontières amont et aval pour les maillages glissants

Chapitre 4

Le modèle numérique

4.1 Description générale du modèle

4.1.1 Introduction aux volumes finis

Le modèle est basé sur une formulation de volumes finis sur lesquels sont discrétisées les équations de conservation développées au chapitre 2. Chaque volume est délimité par des faces sur lesquelles est réalisé un calcul de flux pour chacune des variables conservatives de notre problème. Les flux calculés à chaque face sont ensuite attribués à chacun des volumes, appelés cellules, afin de résoudre les équations de conservation.

Afin de simplifier la représentation, considérons une cellule cartésienne issue du mailleur CARTFLOW représentée à la figure 4.1. On notera que de manière générale, le modèle numérique développé dans ce chapitre est applicable aux cellules de géométrie quelconque.

Les Points W , E , N , S , L , H correspondent aux centres des cellules voisines à la cellule P , alors que les indices w , e , n , s , l et h représentent les centres géométriques de chaque face entre la cellule P et une cellule voisine.

Certaines formulations de volumes finis s'appliquent à des maillages dont les caractéristiques géométriques varient au cours du temps. Dans notre cas, les cellules seront définies par une frontière rigide. Cette simplification permet de considérer que le volume Ω_P de chaque cellule P est constant quel que soit le temps et la position de cette dernière.

4.1.2 Discrétisation des équations de conservation

Les équations de conservation formulées au chapitre 2 peuvent être intégrées sur un volume de contrôle Ω de frontière S . Dans cette étape, il faut prendre en compte le fait que l'espace peut être constitué de maillages en mouvement de translation l'un par rapport à l'autre et que les

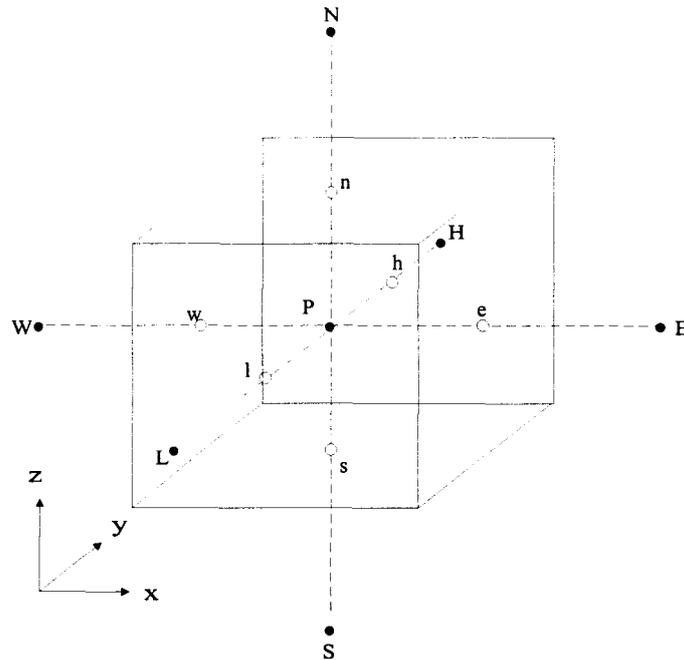


FIG. 4.1: schématisation d'une cellule cartésienne

équations doivent donc être exprimées dans un référentiel en mouvement de translation à la vitesse d'entraînement \vec{U}_e .

Le résultat de l'intégration s'écrit

$$\frac{\partial}{\partial t} \iiint_{\Omega} \vec{\omega} d\Omega + \iint_S \overline{\vec{F}} \cdot d\vec{A} = \iiint_{\Omega} \vec{S}_{\omega} d\Omega \quad (4.1)$$

où

– $\vec{\omega}$ est le vecteur des variables conservatives.

$$\vec{\omega} = \begin{pmatrix} \rho \\ \rho u \\ \rho v \\ \rho w \\ \rho E \end{pmatrix} \quad (4.2)$$

– $\overline{\vec{F}}$ est le tenseur des flux à travers la surface frontière S . Sachant que la vitesse absolue du fluide vaut \vec{U} et que la surface de contrôle se déplace à la vitesse $\vec{U}_e (u_e, v_e, w_e)$, chacune des quantités conservatives traverse donc la surface (S) à la vitesse relative

$$\vec{U}_r(u_r, v_r, w_r) = \vec{U} - \vec{U}_e \quad (4.3)$$

Les forces surfaciques de pression sont directement intégrées dans ce tenseur. Ces forces travaillant à la vitesse absolue \vec{U} , nous retrouvons dans le vecteur des flux correspondant à

l'énergie le terme de puissance des forces de pression sous la forme :

$$p\vec{U}_r \cdot d\vec{A} + p\vec{U}_e \cdot d\vec{A} \quad (4.4)$$

Cette décomposition peut également s'appliquer aux puissances générées par les tensions visqueuses ou toutes autres forces surfaciques qui ne sont pas directement intégrées dans notre modèle.

Le premier terme de l'addition (4.4) s'ajoute au terme ρE intervenant dans le flux d'énergie pour donner un flux d'enthalpie. Le tenseur s'écrit donc :

$$\overline{\overline{F}} = \begin{pmatrix} \rho u_r & \rho v_r & \rho w_r \\ \rho u u_r + p & \rho u v_r & \rho u w_r \\ \rho v v_r & \rho v v_r + p & \rho v w_r \\ \rho w u_r & \rho w v_r & \rho w w_r + p \\ \rho H u_r + p u_e & \rho H v_r + p v_e & \rho H w_r + p w_e \end{pmatrix} \quad (4.5)$$

– \vec{S}_ω est le vecteur des termes source

$$\vec{S}_\omega = \begin{pmatrix} S_m \\ S_{\rho u} \\ S_{\rho v} \\ S_{\rho w} \\ S_H \end{pmatrix} \quad (4.6)$$

Les forces intégrées sous forme de termes source dans les équations travaillent également à la vitesse absolue du fluide. Le vecteur des termes source reste donc inchangé quel que soit le repère dans lequel sont exprimées les équations.

L'équation 4.1 peut être discrétisée sur la cellule P de volume Ω_P de la figure 4.1 entre les instants t et $t + \Delta t$, ce qui se traduit par l'équation :

$$\frac{\Delta \vec{\omega}_P}{\Delta t} + \frac{1}{\Omega_P} \sum_k \overline{\overline{F}}_k \cdot \vec{A}_k = \vec{S}_\omega \quad (4.7)$$

L'indice k est relatif à l'ensemble des faces n, s, e, w, l et h constituant la frontière de la cellule P . Notons que les flux doivent être calculés sur les faces ; leur détermination impose d'effectuer une série d'interpolations puisque les variables physiques du problème sont disponibles uniquement au centre de chaque cellule.

4.2 Méthode de résolution par l'algorithme SIMPLE

4.2.1 Principe de la correction de pression

Les cinq équations de conservation contenues dans l'équation (4.7) décrivent l'évolution des variables conservatives. Parmi celles-ci, les variables d'état ρ et E sont associées plus particulière-

ment aux équations de continuité et de l'énergie. Les trois autres variables conservatives, ρu , ρv , ρw , et par conséquent les composantes de la vitesse sont associées aux équations de la quantité de mouvement. Par contre, la pression ne peut être liée à aucune équation de conservation et il n'existe pas d'équation aux dérivées partielles pour la résolution de celle-ci. Elle est généralement déduite de la masse volumique et de la température par une équation d'état.

Cependant, cette méthode présente des difficultés pour de faibles nombres de Mach et est inexploitable à la limite $M = 0$, c'est-à-dire pour des écoulements incompressibles. En effet, la résolution numérique d'équations différentielles dont la variable principale présente de faibles variations peut être dangereuse car les erreurs introduites lors de la discrétisation spatiale et temporelle de cette variable constituent des perturbations importantes ralentissant la convergence et pouvant aller jusqu'à la divergence des méthodes de calcul. Ce type de problème est rencontré dans l'équation de continuité où le terme temporel $\partial\rho/\partial t$ devient très faible en écoulement faiblement compressible jusqu'à être négligé dans certains cas. La masse volumique ne peut plus être résolue à l'aide de l'équation de continuité et elle est alors considérée comme constante.

La difficulté est contournée en utilisant l'équation de continuité non pour la résolution de la masse volumique mais pour introduire une équation pour la pression dont l'impact sur le comportement dynamique du fluide est plus représentatif que la masse volumique elle-même. Ce procédé fut introduit par Patankar (1981), sous l'appellation de SIMPLE (Semi Implicit Method for Pressure Linked Equations), puis optimisé par Van Doormaal & Raithby (1984) sous les algorithmes SIMPLEC et SIMPLER. Dans tous les cas, la méthode consiste à déduire une équation de correction de pression depuis l'équation de continuité.

Ces algorithmes sont basés sur une estimation de la pression pour la résolution des équations de quantité de mouvement. Cette pression est ensuite corrigée à partir du résidu de masse calculé à partir de la solution et d'une équation de correction de pression. La nouvelle pression est ensuite utilisée pour résoudre de nouveau les équations de quantité de mouvement ainsi de suite jusqu'à ce que la pression ne varie plus. Ces méthodes constituent donc des processus itératifs convergeant vers la solution cherchée.

L'appellation de Semi-Implicit trouve son origine dans l'approche originale des variables conservatives intervenant dans le tenseur des flux. Cela sera détaillé dans le paragraphe suivant.

4.2.2 Description de la méthode

Notons ρ^o , \vec{U}^o , E^o , p^o les variables caractéristiques de l'écoulement fluide à l'instant t et ρ , \vec{U} , E , p celles à l'instant $t + \Delta t$. Pour des raisons de simplicité d'écriture, revenons à l'équation de quantité de mouvement (2.2) sur laquelle nous discrétisons le terme de dérivée temporelle. Le modèle étant soumis aux hypothèses simplificatrices énumérées au chapitre 2, le champ solution des variables dynamiques au temps $t + \Delta t$ vérifie :

$$\frac{\rho\vec{U} - \rho^o\vec{U}^o}{\Delta t} + \vec{\nabla} \cdot (\rho\vec{U} \otimes \vec{U} + p\vec{I}) = \vec{S}_q \quad (4.8)$$

La résolution de cette équation nécessite de connaître la pression p , ce qui n'est pas le cas. Cette équation est donc résolue à partir d'une estimation de la pression que l'on note p^* et l'équation (4.8) devient :

$$\frac{\rho^* \vec{U}^* - \rho^o \vec{U}^o}{\Delta t} + \vec{\nabla} \cdot (\rho^* \vec{U}^* \otimes \vec{U}^* + p^* \bar{\bar{I}}) = \vec{S}_q \quad (4.9)$$

où \vec{U}^* est la vitesse calculée à partir de l'estimation de pression et ρ^* est la masse volumique au temps t .

Les relations entre les solutions exactes \vec{U} , p et les solutions estimées \vec{U}^* , p^* sont :

$$\vec{U} = \vec{U}^* + \vec{U}' \quad (4.10)$$

$$p = p^* + p' \quad (4.11)$$

où \vec{U}' et p' sont des corrections à apporter à la vitesse solution de l'équation (4.9) et à la pression estimée afin de satisfaire la conservation de la quantité de mouvement traduite par l'équation (4.8).

Dans le cas d'écoulements compressibles, la masse volumique peut varier et il faut également apporter une correction ρ' à la masse volumique estimée pour la résolution de l'équation (4.8) par la relation :

$$\rho = \rho^* + \rho' \quad (4.12)$$

Etant donné la faible compressibilité des écoulements considérés, la correction de masse volumique peut être négligée dans le terme général de correction de quantité de mouvement. En effet, la correction porte ici de manière prédominante sur les termes dynamiques de vitesse et de pression, d'où l'approximation :

$$\rho \vec{U} \approx \rho^* (\vec{U}^* + \vec{U}') \quad (4.13)$$

L'équation (4.8) devient :

$$\frac{\rho^* (\vec{U}^* + \vec{U}') - \rho^o \vec{U}^o}{\Delta t} + \vec{\nabla} \cdot (\rho^* (\vec{U}^* + \vec{U}') \otimes (\vec{U}^* + \vec{U}') + (p^* + p') \bar{\bar{I}}) = \vec{S}_q \quad (4.14)$$

L'opérateur \otimes étant distributif par rapport à l'addition, la soustraction de l'équation (4.9) à l'équation (4.14) donne :

$$\rho^* \frac{\vec{U}'}{\Delta t} + \vec{\nabla} \cdot (\rho^* (\vec{U}^* \otimes \vec{U}' + \vec{U}' \otimes \vec{U}^* + \vec{U}' \otimes \vec{U}') + p' \bar{\bar{I}}) = \vec{0} \quad (4.15)$$

Le terme $\vec{U}' \otimes \vec{U}'$ est un terme correctif de second ordre qui est négligeable par rapport aux termes correctifs de premier ordre contenus dans la divergence. Néanmoins, l'équation de p' issue de la relation précédente et de l'équation de continuité est compliquée et trop lourde pour des calculs économiques. La procédure SIMPLE permet d'aboutir à une équation plus exploitable en négligeant le terme souligné dans l'équation (4.15). Cela revient à forcer l'annulation de la correction de vitesse au voisinage du volume de contrôle Ω considéré. Le fait de négliger ce terme n'a par ailleurs aucune conséquence sur la précision de la solution obtenue puisqu'il est nul lorsque le champ de vitesse ne nécessite plus de correction. Cette simplification permet d'aboutir à la relation entre la correction de vitesse et la correction de pression :

$$\rho^* \vec{U}' = -\Delta t \vec{\nabla} p' \quad (4.16)$$

Par ailleurs, l'équation de continuité (2.1) doit être satisfaite par les quantités ρ et \vec{U} caractéristiques du fluide au temps $t + \Delta t$. La discrétisation temporelle de cette équation s'écrit :

$$\frac{\rho - \rho^o}{\Delta t} + \vec{\nabla} \cdot (\rho \vec{U}) = S_m \quad (4.17)$$

En utilisant l'approximation de l'équation (4.13) pour le terme correctif de quantité de mouvement, nous obtenons la relation (4.18) :

$$\frac{(\rho' + \rho^*) - \rho^o}{\Delta t} + \vec{\nabla} \cdot (\rho^* (\vec{U}^* + \vec{U}')) = S_m \quad (4.18)$$

d'où

$$\frac{\rho'}{\Delta t} + \vec{\nabla} \cdot (\rho^* \vec{U}') = S_m + \left[\frac{\rho^o - \rho^*}{\Delta t} - \vec{\nabla} \cdot (\rho^* \vec{U}^*) \right] \quad (4.19)$$

En passant par la divergence de l'équation (4.16), on peut remplacer la correction de vitesse par le terme de correction de pression dans l'équation (4.19).

La correction de masse volumique ρ' peut être déterminée à partir de la correction de pression p' sachant que

$$\rho' = \left(\frac{\partial \rho}{\partial p} \right)^* p' \quad (4.20)$$

Dans le cas d'un écoulement faiblement compressible, l'équation d'état est utilisée pour évaluer le terme $\partial \rho / \partial p$. Dans le cas du gaz parfait, nous obtenons :

$$\rho' = \frac{1}{RT} p' \quad (4.21)$$

où T est la température mise à jour après la résolution de l'équation de l'énergie.

Les équations (4.16), (4.19) et (4.21) permettent d'en déduire l'équation pour la correction de pression p' :

$$\frac{1}{RT} \frac{p'}{\Delta t} - \Delta t \vec{\nabla} \cdot \vec{\nabla} p' = S_m + \left[\frac{\rho^o - \rho^*}{\Delta t} - \vec{\nabla} \cdot (\rho^* \vec{U}^*) \right] \quad (4.22)$$

Cette équation, intégrée sur un volume de contrôle Ω de frontière S , devient :

$$\iiint_{\Omega} \frac{1}{RT} \frac{p'}{\Delta t} d\Omega - \Delta t \iint_S \vec{\nabla} p' \cdot d\vec{A} = \iiint_{\Omega} S_m d\Omega + \left[\iiint_{\Omega} \frac{\rho^o - \rho^*}{\Delta t} d\Omega - \iint_S \rho^* \vec{U}^* \cdot d\vec{A} \right] \quad (4.23)$$

Lorsque la relation (4.23) est discrétisée sur la cellule P , on obtient l'équation de correction de pression :

$$\frac{1}{RT} \frac{p'_P}{\Delta t} - \frac{\Delta t}{\Omega_P} \sum_k (\vec{\nabla} p')_k \cdot \vec{A}_k = b_P \quad (4.24)$$

avec

$$b_P = S_m + \left[\frac{\rho^o - \rho^*}{\Delta t} - \frac{1}{\Omega_P} \sum_k (\rho^* \vec{U}^*)_k \cdot \vec{A}_k \right] \quad (4.25)$$

b_P correspond au résidu de masse relatif à la cellule P . Ce terme se calcule aisément à partir de la solution de la vitesse issue de l'équation (4.9). Lorsque ce résidu est positif, le flux du gradient de pression pour la cellule considérée est donc positif. La valeur de la correction de pression pour cette cellule a donc tendance à être supérieure à celle des cellules voisines, ce qui se traduit par une augmentation plus importante de la pression que celle relative au voisinage.

La résolution de l'équation (4.24) permet de déterminer la correction de pression p' . Cette équation est une équation de Poisson puisque l'on retrouve le flux d'un gradient correspondant au Laplacien de la correction de pression. Le paragraphe 4.3 présente la méthode utilisée pour la résolution de ce type d'équation.

La correction de vitesse \vec{U}' est calculée en utilisant la relation (4.16). Pour un écoulement compressible, la correction de la masse volumique est déduite de la relation (4.21). Les valeurs corrigées de la vitesse, la pression et la masse volumique sont ensuite déterminées à l'aide des équations (4.10) à (4.12).

La dernière étape consiste à résoudre l'équation de l'énergie contenue dans la relation (4.7) et de mettre à jour les différents termes source. Soulignons que la résolution de l'équation de l'éner-

gie permet de déterminer une nouvelle température pour le fluide, ce qui impose une deuxième correction pour la masse volumique effectuée à partir de l'équation d'état.

$$\frac{\Delta E}{\Delta t} + \frac{1}{\Omega_P} \sum_k (\rho H \vec{U})_k \cdot \vec{A}_k = S_H \quad (4.26)$$

La procédure SIMPLE se résume par les étapes indiquées ci-après :

1. introduction d'une estimation pour le champ de pression p^* .
2. obtention du champ de vitesse \vec{U}^* en résolvant l'équation de quantité de mouvement (4.9).
3. évaluation du résidu de masse b_P de l'équation (4.25) pour chaque cellule.
4. obtention de p' en résolvant l'équation (4.24), calcul de \vec{U}' par (4.16) et de ρ' par (4.21).
5. correction de la pression et du champ de vitesse par (4.10) et (4.11), ainsi que de la masse volumique par (4.12).
6. résolution de l'équation de l'énergie (4.26) et correction de la masse volumique à l'aide de la nouvelle température et de l'équation d'état du gaz.
7. mise à jour des termes source.
8. retour à l'étape 2 jusqu'à l'obtention de la convergence.

4.2.3 Sous-relaxation de la correction de pression

Pour obtenir l'équation (4.16) à partir de l'équation (4.15), le terme souligné a dû être négligé. Cette simplification induit une surestimation de p' , ce qui peut provoquer une convergence trop lente voir même une divergence au processus itératif. Pour y remédier, Patankar recommande de sous-relaxer ce terme immédiatement après la résolution de l'équation de correction de pression. Cette sous-relaxation n'affecte en aucun cas la solution finale car elle est intégrée dans le processus itératif SIMPLE pour lequel p' tend vers une valeur nulle. Elle s'écrit de la façon suivante :

$$p = p^* + \alpha p' \quad \text{avec} \quad \alpha \approx 0,8 \quad (4.27)$$

4.2.4 Critère de convergence pour l'algorithme SIMPLE

La convergence est établie lorsque le terme de correction de pression ne varie plus pour l'ensemble des cellules du domaine de calcul. Cela peut aussi se traduire par une satisfaction de l'équation de continuité par l'ensemble de ces cellules. Le résidu b_P doit donc tendre vers zéro quelle que soit la cellule P .

Le critère de convergence est défini à partir de la norme euclidienne de b_P pondérée par le volume Ω_P permettant de définir un résidu global res_s pour la procédure SIMPLE :

la convergence est établie si

$$res_s = \frac{1}{\Omega_{dc}} \left(\sum_{cell} (b_P \Omega_P)^2 \right)^{1/2} \leq conv_s \quad (4.28)$$

où Ω_{dc} est le volume du domaine de calcul.

Par sécurité, un résidu maximal à ne pas dépasser pour chaque cellule définissant le domaine est également fixé :

$$|b_P| \leq res_{max} \quad (4.29)$$

4.3 Méthode de résolution de l'équation de correction de pression

4.3.1 Choix d'une technique de résolution de l'équation de Poisson

La manière de résoudre cette équation est d'une importance primordiale. En effet, suivant certaines méthodes, la résolution de cette équation de Poisson peut atteindre près de 80% du temps de calcul total.

Les méthodes de résolution directe ne sont pas attrayantes car elles requièrent des allocations de mémoire importantes ainsi que des efforts de calcul considérables. Il est donc préférable d'utiliser un algorithme basé sur une résolution itérative. Nous pouvons citer certaines méthodes implicites comme la méthode SIP (Strongly Implicit Procedure) introduite par Stone (1968), ainsi que la MSI (Modified Strongly Implicit method) élaborée par Schneider & Zedan (1981). Cependant, ces formulations implicites, bien que très efficaces, restent lourdes à mettre en œuvre.

Patankar propose une résolution basée sur la correction ligne par ligne des termes d'une matrice tridiagonale au fur et à mesure de la progression de l'algorithme. C'est cette méthode s'apparentant à la méthode de Gauss-Seidel qui a été adoptée et qui est développée ci-après.

4.3.2 Résolution de la correction de pression par la méthode de Gauss-Seidel

Soit l'équation de correction de pression (4.24) rappelée ci-dessous :

$$\frac{1}{RT} \frac{p'_P}{\Delta t} - \frac{\Delta t}{\Omega_P} \sum_k (\vec{\nabla} p')_k \cdot \vec{A}_k = b_P$$

Le terme $(\vec{\nabla} p')_k \cdot \vec{A}_k$ est calculé pour chaque face k en utilisant le terme de correction de pression de la cellule P et de la cellule voisine correspondante K . Sur la figure 4.2 sont représentés l'interface k et les centres des cellules situées de part et d'autre de cette interface. Rappelons que même si la plupart des cellules sont cartésiennes, il existe des cellules quelconques issues de l'intersection avec les frontières du domaine. Les centres des cellules ne sont donc pas toujours placés systématiquement de part et d'autre de la face. Le maillage n'est donc pas orthogonal et la méthode présentée ci après revient à négliger les dérivées croisées dans le Laplacien.

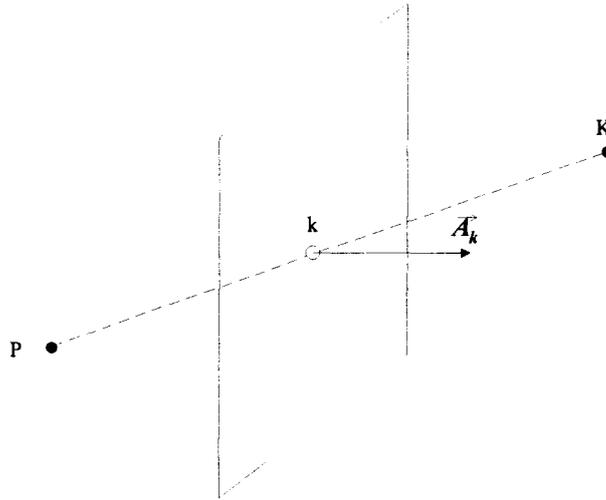


FIG. 4.2: schématisation d'une interface

Le terme $(\vec{\nabla} p')_k \cdot \vec{A}_k$ peut être discrétisé sous une forme "approchante" de la façon suivante :

$$(\vec{\nabla} p')_k \cdot \vec{A}_k \approx d_{P,K}(p'_K - p'_P) \quad (4.30)$$

où

$$d_{P,K} = \frac{\|\vec{A}_k\|^2}{\vec{PK} \cdot \vec{A}_k} \quad (4.31)$$

Les coefficients $d_{P,K}$ dépendent uniquement des caractéristiques géométriques du maillage, ils peuvent donc être calculés et conservés en mémoire une fois pour tout couple de cellules appartenant au même maillage. Par contre, ces coefficients doivent être renouvelés lorsque les deux cellules séparées par l'interface appartiennent à des maillages différents ayant subi un déplacement relatif l'un par rapport à l'autre, suite à la modification du vecteur surface représentant l'interface et du positionnement relatif des noeuds appartenant à chacune des cellules.

L'équation (4.30) permet de transformer l'équation (4.24) sous sa forme "approchante" qui devient

$$\frac{1}{RT} \frac{p'_P}{\Delta t} - \frac{\Delta t}{\Omega_P} \sum_K d_{P,K}(p'_K - p'_P) = b_P \quad (4.32)$$

d'où

$$\left(\frac{1}{RT\Delta t} + \frac{\Delta t}{\Omega_P} \sum_K d_{P,K} \right) p'_P - \frac{\Delta t}{\Omega_P} \sum_K d_{P,K} p'_K = b_P \quad (4.33)$$

Cette équation peut également s'écrire pour l'ensemble des cellules N constituant le domaine de calcul sous la forme matricielle :

$$\bar{\bar{A}} \cdot \vec{P}' = \vec{B} \quad (4.34)$$

avec

$$\bar{\bar{A}} = (a_{IJ})_{I,J \in [1,N]} \quad \begin{cases} a_{II} = \frac{1}{RT\Delta t} + \frac{\Delta t}{\Omega_I} \sum_K d_{I,K} \\ a_{IJ} = -\frac{\Delta t}{\Omega_I} d_{I,J} \quad \text{pour } I \text{ voisine de } J \\ a_{IJ} = 0 \quad \text{sinon} \end{cases} \quad (4.35)$$

$$\vec{P}' = \begin{pmatrix} p'_1 \\ \vdots \\ \vdots \\ p'_N \end{pmatrix} \quad (4.36)$$

$$\vec{B} = \begin{pmatrix} b_1 \\ \vdots \\ \vdots \\ b_N \end{pmatrix} \quad (4.37)$$

Cette équation matricielle est résolue ligne par ligne de manière itérative en procédant au sein d'une même itération à une mise à jour du vecteur de correction de pression à chaque passage de ligne.

Si i est l'indice d'itération et que le balayage des lignes se fait dans l'ordre croissant, la résolution de $p'_J{}^{i+1}$ relative à la ligne J de l'équation matricielle est réalisée avec les composantes $p'_1{}^{i+1}, \dots, p'_{J-1}{}^{i+1}$ pour le vecteur \vec{P}' puisqu'à ce stade, les lignes 1 à $J - 1$ de l'équation matricielle ont déjà été résolues pour l'itération $i + 1$.

Cette technique permet d'obtenir une convergence beaucoup plus rapide que la méthode de Jacobi et de surrelaxer la solution obtenue à chaque itération comme suit :

$$\vec{P}'^{i+1} = \vec{P}'^i + \theta \left(\vec{P}'^{i+1} - \vec{P}'^i \right) \quad \theta \in [1, 2] \quad (4.38)$$

4.3.3 Critère de convergence pour l'équation de correction de pression

Comme toute méthode itérative, le technique de Gauss-Seidel nécessite de définir un critère de convergence pour lequel la précision de la solution du champ de correction de pression est estimée suffisante.

Il faut noter qu'une convergence mal établie entraîne une discordance entre la contrainte de continuité et la vitesse corrigée. Or, par la suite, cette vitesse est utilisée dans le tenseur des flux ; cette erreur peut donc se propager et se manifester par une divergence de la solution ou une convergence beaucoup trop lente. Néanmoins, une convergence stricte reste coûteuse en temps de calcul pour ce type d'équation. Un compromis doit donc être trouvé pour ce critère de convergence.

Si \vec{P}'^0 correspond à la valeur initiale de \vec{P}' (normalement initialisé à zéro), la valeur initiale de la norme euclidienne du résidu est donnée par :

$$\| \text{res}_{\text{cp}} \|^0 = \left[\sum_{I=1}^N \left(\sum_{J=1}^N (a_{IJ} P_J'^0) - B_I \right)^2 \right]^{1/2} \quad (4.39)$$

Après i itérations, le champ de correction de pression a pris la valeur \vec{P}'^i et la norme précédente devient alors :

$$\| \text{res}_{\text{cp}} \|^i = \left[\sum_{I=1}^N \left(\sum_{J=1}^N (a_{IJ} P_J'^i) - B_I \right)^2 \right]^{1/2} \quad (4.40)$$

Nous pouvons définir un critère de convergence à l'aide du facteur γ sous la forme

$$\| \text{res}_{\text{cp}} \|^i \leq \gamma \| \text{res}_{\text{cp}} \|^0 \quad (4.41)$$

Cette relation garantie une réduction d'un facteur γ par rapport à sa valeur initiale. Van Doormaal & Raithby (1984) définissent une gamme optimale pour ce facteur allant de 0,05 à 0,25. La valeur communément utilisée dans le modèle est de 0,2.

4.4 Schémas de discrétisation spatiale et temporelle

Pour tout modèle numérique, les variables caractéristiques du fluide ne sont connues qu'en un nombre fini de points dans l'espace du fait de la discrétisation spatiale des équations. Dans le cadre de la formulation en volumes finis telle qu'elle est décrite ici, les variables appliquées à l'ensemble d'une cellule correspondent physiquement à une valeur moyenne sur la cellule. Or, le

calcul de flux s'applique aux faces délimitant chacune des cellules du maillage, ce qui impose de reconstruire une valeur aux faces à partir des valeurs retenues aux cellules pour chaque variable du problème. Pour cette reconstruction, deux schémas basés sur le principe d'une discrétisation "upwind", l'un du premier ordre et l'autre du deuxième ordre en espace, ont été retenus.

Pour les écoulements instationnaires, l'approche numérique apporte également une solution en un nombre discret de dates. Les termes instationnaires présents dans les équations de conservation sont discrétisés suivant le pas de temps Δt utilisé. Le tenseur des flux peut être également discrétisé sous forme explicite ou implicite mais, afin d'éviter les problèmes de stabilité de la méthode explicite ainsi que la complexité de mise en œuvre de la formulation implicite, de nombreuses techniques d'ordre supérieur reposent sur des schémas de discrétisation temporelle plus efficaces pour ce type de problème.

4.4.1 La discrétisation spatiale : schémas upwind

Les schémas d'advection de type upwind, introduits par Issacson et Reeves, permettent de contourner les problèmes d'oscillations numériques rencontrés par les schémas centrés, en particulier pour des équations de type hyperbolique. Ces schémas tiennent compte du sens de propagation des caractéristiques de l'écoulement lors de la reconstruction des variables physiques. En effet, chaque variable est reconstruite en remontant le courant qui la propage. Or, d'après la théorie des caractéristiques (Hirsch, 1992) les vitesses de propagation des ondes se déduisent des valeurs propres λ de la matrice Jacobienne qui, pour l'écoulement tridimensionnel d'un gaz parfait non visqueux, sont données par :

$$\begin{vmatrix} (\vec{U} \cdot \vec{k} - \lambda) & \rho k_x & \rho k_y & \rho k_z & 0 \\ 0 & (\vec{U} \cdot \vec{k} - \lambda) & 0 & 0 & k_x/\rho \\ 0 & 0 & (\vec{U} \cdot \vec{k} - \lambda) & 0 & k_y/\rho \\ 0 & 0 & 0 & (\vec{U} \cdot \vec{k} - \lambda) & k_z/\rho \\ 0 & \rho c^2 k_x & \rho c^2 k_y & \rho c^2 k_z & (\vec{U} \cdot \vec{k} - \lambda) \end{vmatrix} = 0 \quad (4.42)$$

où c est la vitesse du son et $\vec{k}(k_x, k_y, k_z)$ le vecteur d'onde.

Nous en déduisons les cinq valeurs propres de l'équation (4.42) :

$$\begin{aligned} \lambda_1 &= \lambda_2 = \lambda_3 = \vec{U} \cdot \vec{k} \\ \lambda_4 &= \vec{U} \cdot \vec{k} + c \|\vec{k}\| \\ \lambda_5 &= \vec{U} \cdot \vec{k} - c \|\vec{k}\| \end{aligned} \quad (4.43)$$

Les vitesses de propagation correspondantes à ces valeurs propres sont respectivement :

$$\begin{aligned}
 \vec{a}_1 &= \vec{a}_2 = \vec{a}_3 = (\vec{U} \cdot \vec{l}_k) \vec{l}_k \\
 \vec{a}_4 &= [(\vec{U} \cdot \vec{l}_k) + c] \vec{l}_k \\
 \vec{a}_5 &= [(\vec{U} \cdot \vec{l}_k) - c] \vec{l}_k
 \end{aligned}
 \tag{4.44}$$

\vec{l}_k correspond au vecteur unitaire le long de la direction de \vec{k} .

Physiquement, les trois premières vitesses constituent les vitesses de transport des variables conservatives le long des trajectoires du fluide. Les deux autres vitesses caractérisent les vitesses de propagation de deux ondes de pression : la première se propage toujours vers l'aval quel que soit le type d'écoulement, la seconde remonte l'écoulement dans le cas d'un écoulement subsonique. Pour des écoulements faiblement compressibles, la vitesse du fluide est faible devant la vitesse du son et les deux ondes de pression se propagent alors à des vitesses pratiquement égales dans des directions opposées. La pression en un point de l'espace est donc dans ce cas autant influencée par la pression aval que par la pression en amont de l'écoulement.

La discrétisation par schéma upwind porte donc sur les variables conservatives du problème puisque dans le cas où les équations sont hyperboliques et la diffusion négligée, celles-ci ne peuvent pas remonter les lignes de courant.

4.4.1.1 Schéma upwind de premier ordre

Soit la face k constituant l'interface entre deux cellules indicées P et K (cf. figure 4.3) :

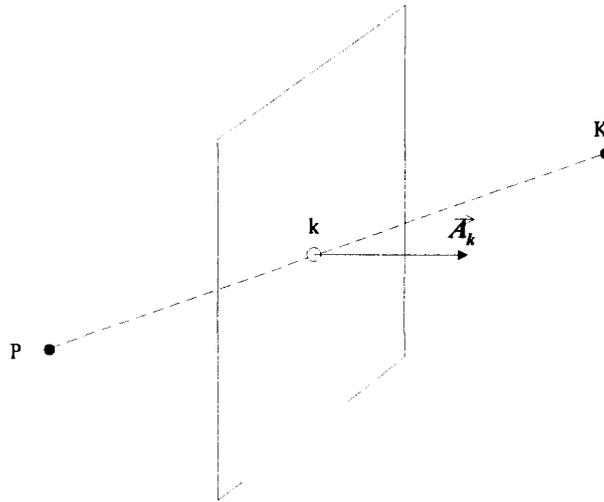


FIG. 4.3: interface entre deux cellules

La vitesse convective à travers cette interface peut être estimée par la relation :

$$\vec{U}_k = \frac{\vec{U}_P + \vec{U}_K}{2} - \vec{U}_e
 \tag{4.45}$$

Soit U_k la vitesse débitante à travers l'interface,

$$U_k = \vec{U}_k \cdot \frac{\vec{A}_k}{\|\vec{A}_k\|} \quad (4.46)$$

ω étant une variable conservative, le schéma upwind de 1er ordre ne tient compte que des valeurs aux cellules. A l'interface, cette variable est ainsi déduite des valeurs aux cellules P et K suivant le signe de la vitesse débitante :

$$\begin{aligned} \omega_k &= \omega_1 & \text{si } U_k \geq 0 \\ \omega_k &= \omega_2 & \text{si } U_k < 0 \end{aligned} \quad (4.47)$$

4.4.1.2 Schéma upwind de deuxième ordre

La vitesse débitante U_k est reconstruite de la même manière que pour le premier ordre. La notion de deuxième ordre est issue du fait que nous ne considérons plus uniquement des valeurs aux cellules mais, nous tenons compte également de leur variation spatiale exprimée par le gradient de chacune de ces variables.

Soit les deux vecteurs \vec{x}_P et \vec{x}_K correspondant respectivement aux vecteurs position du centre géométrique de l'interface par rapport aux centres des cellules P et K situées de part et d'autre de celui-ci. L'équation (4.47) se traduit au second ordre comme suit :

$$\begin{aligned} \omega_k &= \omega_P + (\vec{\nabla}\omega)_P \cdot \vec{x}_P & \text{si } U_k \geq 0 \\ \omega_k &= \omega_K + (\vec{\nabla}\omega)_K \cdot \vec{x}_K & \text{si } U_k < 0 \end{aligned} \quad (4.48)$$

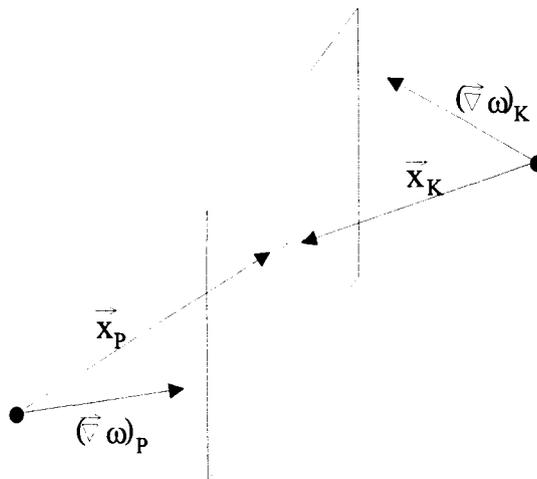


FIG. 4.4: reconstruction des variables par gradient

4.4.2 Reconstruction du couple vitesse-pression à la face

4.4.2.1 Reconstruction de la pression

La pression est définie à partir des deux cellules s'appuyant sur la face par interpolation linéaire afin de prendre en compte l'influence de la pression amont et de la pression aval.

Au premier ordre en espace, la pression à la face est égale à :

$$p_k = \xi_P p_P + \xi_K p_K \quad (4.49)$$

où ξ_P et ξ_K sont les coefficients d'interpolation linéaire relatifs aux cellules P et K pour la face k .

Au deuxième ordre en espace, une pression est d'abord reconstruite depuis chaque cellule à la face en utilisant le gradient relatif à chacune de ces cellules. La pression à la face est la moyenne des deux pressions amont et aval reconstruites et vaut donc :

$$p_k = \xi_P (p_P + (\vec{\nabla} p)_P \cdot \vec{x}_P) + \xi_K (p_K + (\vec{\nabla} p)_K \cdot \vec{x}_K) \quad (4.50)$$

4.4.2.2 Vitesse débitante à la face

Physiquement, la vitesse et la masse volumique du fluide calculées sont valables uniquement au centre de chaque cellule, c'est pourquoi le flux à chaque face est déterminé par interpolation. La reconstruction de la vitesse débitante à la face par une interpolation linéaire produit ainsi un découplage entre la vitesse et la pression qui se traduit par des instabilités de type "checkerboard". En effet, une simple interpolation linéaire supprime la dépendance qui existe entre vitesse et pression. Or, la vitesse à la face dépend non seulement des vitesses aux cellules mais également du champ de pression environnant.

Ce problème de "checkerboard" peut être éliminé lorsque la résolution des équations de quantité de mouvement est réalisée sur un maillage entrelacé représenté sur la figure 4.5. La vitesse est dans ce cas calculée au centre de la maille entrelacée et la pression sur la cellule du maillage d'origine. Comme le centre de la cellule entrelacée correspond au centre de la face de la cellule d'origine, il n'y a donc plus de découplage avec la pression lorsque l'on prend comme vitesse débitante pour la face de la cellule d'origine celle qui est calculée sur la cellule entrelacée.

Cependant, cette représentation sous forme de maillage entrelacé n'est pas toujours possible, en particulier pour des maillages non structurés. Rhie & Chow (1983) proposent pour ce type de maillage une méthode tenant compte du champ de pression lors de la discrétisation de la vitesse à la face. Cette méthode a été par la suite raffinée par Peric (1985) où la vitesse à la face est une extrapolation des vitesses aux cellules corrigée d'un terme de gradient de pression d'ordre trois en

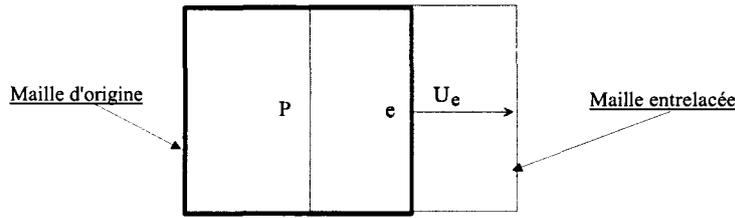


FIG. 4.5: maillage entrelacé

espace. Pour la face e de la cellule cartésienne représentée sur la figure 4.1 orientée suivant l'axe x , la vitesse débitante à la face est la vitesse suivant x de la vitesse à la face et s'écrit alors :

$$u_e = (\xi_P u_P + \xi_E u_E) - \left[(\xi_P d_P + \xi_E d_E) \left(\frac{dp}{dx} \right)_e - \xi_P d_P \left(\frac{dp}{dx} \right)_P - \xi_E d_E \left(\frac{dp}{dx} \right)_E \right] \quad (4.51)$$

Les coefficients d_P et d_E devant le terme de gradient de pression dans l'équation de quantité de mouvement sont :

$$d_P = \frac{\Delta t}{\rho_P} \quad (4.52)$$

$$d_E = \frac{\Delta t}{\rho_E} \quad (4.53)$$

Les dérivées partielles de la pression suivant x sont connues aux points P et E puisqu'elle correspondent à la composante suivant \vec{i} du gradient de pression calculé à partir de la méthode des moindres carrés décrite au paragraphe 4.4.3.

A la face e , cette dérivée peut être discrétisée de la manière suivante :

$$\left(\frac{\partial p}{\partial x} \right)_e = \frac{p_E - p_P}{\Delta x} \quad (4.54)$$

$$\Delta x = x_E - x_P \quad (4.55)$$

Pour les faces orientées suivant y et z , il suffit de raisonner de manière identique pour les vitesses débitantes v et w . Pour les faces dont l'orientation est quelconque, la vitesse débitante, qui est dans ce cas la composante normale de la vitesse à la face, est corrigée en suivant la même démarche dans la direction normale à la face considérée.

Les figures 4.6 et 4.7 représentent les profils de vitesse et de pression à l'instant $t = 0.075s$ dans le cas d'un tube à choc de 100 m de long dont le champ de pression est initialisé à $t = 0s$ à 101500 Pa si $x \leq 50$ et à 101300 Pa pour $x > 50$. On constate les problèmes de "checkerboard" se traduisant par des oscillations sur la figure 4.6, ainsi que l'efficacité de la méthode de Peric qui a été utilisée dans le cas de la figure 4.7.

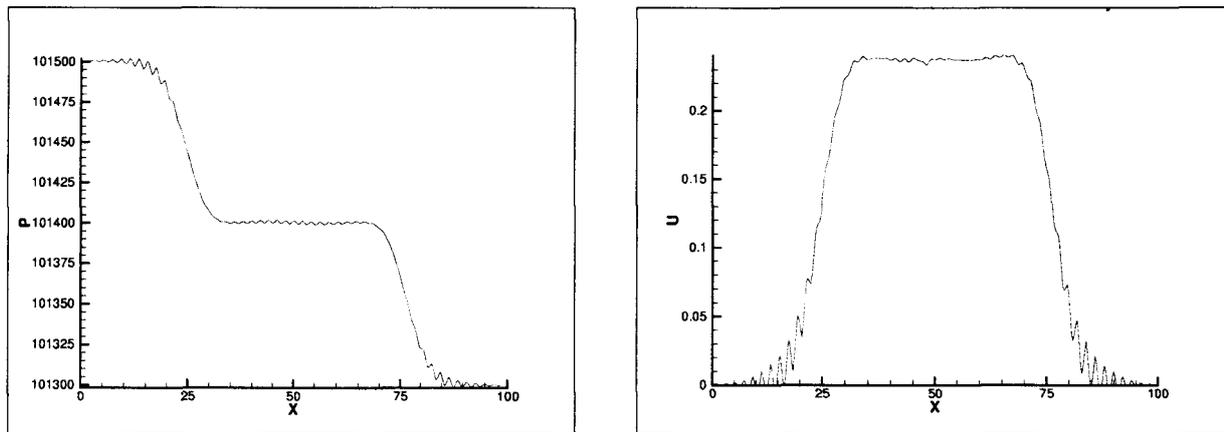


FIG. 4.6: oscillations issues du problème de "checkerboard"

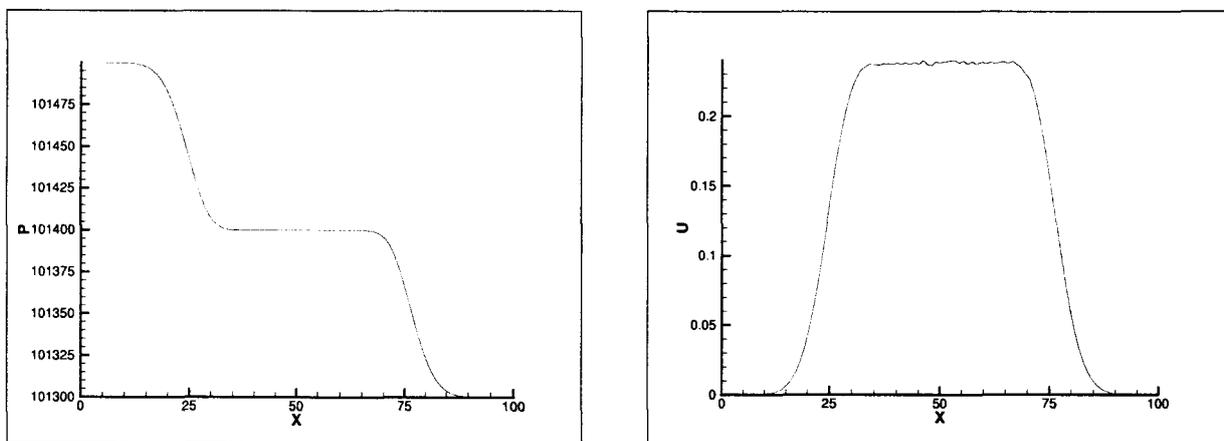


FIG. 4.7: élimination des oscillations par la méthode de Peric

4.4.3 Technique de reconstruction des gradients par la méthode des moindres carrés

Le schéma upwind du deuxième ordre nécessite de connaître les gradients relatifs à chacune des variables représentatives du problème aux centres géométriques de toutes les cellules constituant le domaine fluide. L'objectif est de représenter fidèlement la variation des variables suivant les trois directions x , y et z de l'espace. On peut utiliser pour ce type de reconstruction la méthode des moindres carrés déjà exploitée par Melton (1996). Le résultat de cette méthode est rappelé succinctement ici, les détails figurant en annexe B.

Soit P une cellule de centre (x_P, y_P, z_P) entourée de n voisins notés K de centre (x_K, y_K, z_K) . Si ω_P et ω_K sont les valeurs respectives de la variables ω au centre de la cellule P et de la cellule K , alors le gradient de ω au centre géométrique de la cellule P s'écrit en coordonnées cartésiennes :

$$(\vec{\nabla}\omega)_P = g_x\vec{i} + g_y\vec{j} + g_z\vec{k} \quad (4.56)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} g_x = \frac{1}{\Delta} \begin{vmatrix} S_x & i_{xy} & i_{xz} \\ S_y & i_{yy} & i_{yz} \\ S_z & i_{yz} & i_{zz} \end{vmatrix} \\ g_y = \frac{1}{\Delta} \begin{vmatrix} i_{xx} & S_x & i_{xz} \\ i_{xy} & S_y & i_{yz} \\ i_{xz} & S_z & i_{zz} \end{vmatrix} \\ g_z = \frac{1}{\Delta} \begin{vmatrix} i_{xx} & i_{xy} & S_x \\ i_{xy} & i_{yy} & S_y \\ i_{xz} & i_{yz} & S_z \end{vmatrix} \end{array} \right. \quad (4.57)$$

avec

$$\begin{aligned} i_{xx} &= \sum_K (x_K - x_P)^2 A_k & i_{xy} &= \sum_K (x_K - x_P)(y_K - y_P) A_k \\ i_{yy} &= \sum_K (y_K - y_P)^2 A_k & i_{xz} &= \sum_K (x_K - x_P)(z_K - z_P) A_k \\ i_{zz} &= \sum_K (z_K - z_P)^2 A_k & i_{yz} &= \sum_K (y_K - y_P)(z_K - z_P) A_k \end{aligned} \quad (4.58)$$

$$\begin{aligned} S_x &= \sum_K (\omega_K - \omega_P)(x_K - x_P) A_k \\ S_y &= \sum_K (\omega_K - \omega_P)(y_K - y_P) A_k \\ S_z &= \sum_K (\omega_K - \omega_P)(z_K - z_P) A_k \end{aligned} \quad (4.59)$$

et

$$\Delta = \begin{vmatrix} i_{xx} & i_{xy} & i_{xz} \\ i_{xy} & i_{yy} & i_{yz} \\ i_{xz} & i_{yz} & i_{zz} \end{vmatrix} \quad (4.60)$$

A_k est l'aire de l'interface séparant les deux cellules P et K .

Les termes $i_{xx}, i_{yy}, i_{zz}, i_{xy}, i_{xz}, i_{yz}$ dépendent uniquement des données géométriques du maillage. Ces coefficients sont donc calculés une seule fois pour chaque positionnement relatif entre les maillages.

4.4.4 Méthode à pas fractionnaire de VAN LEER pour la discrétisation temporelle

En formulation implicite, le tenseur des flux est directement évalué à l'aide du champ solution au pas de temps $t + \Delta t$, ce qui ne pose pas de contraintes de stabilité puisqu'aucun décalage temporel n'est introduit dans ce schéma de résolution. Par contre, cela n'est plus le cas pour des formulations totalement explicites ou semi-implicites comme dans le cas de la résolution des équations de quantité de mouvement, en particulier si on désire introduire une schématisation de deuxième

ordre en espace. En effet, lors d'une discrétisation de premier ordre en espace, les erreurs de troncature de deuxième ordre en espace sont écrasées par les erreurs de troncature de deuxième ordre en temps dans les équations de conservation.

Considérons l'équation d'advection linéaire unidimensionnelle :

$$\frac{\partial u}{\partial t} = a \frac{\partial u}{\partial x} \quad (4.61)$$

Le développement de $u(x, t)$ s'exprime :

$$\begin{cases} u_{x=0}^{t=\Delta t} = u_0^0 + \Delta t \left(\frac{\partial u}{\partial t} \right)_0^0 + \frac{\Delta t^2}{2} \left(\frac{\partial^2 u}{\partial t^2} \right)_0^0 + \dots \\ u_{x=\Delta x}^{t=0} = u_0^0 + \Delta x \left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)_0^0 + \frac{\Delta x^2}{2} \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} \right)_0^0 + \dots \end{cases} \quad (4.62)$$

et la forme discrétisée au premier ordre de l'équation d'advection s'écrit :

$$\frac{u_0^{\Delta t} - u_0^0}{\Delta t} = a \frac{u_{\Delta x}^0 - u_0^0}{\Delta x} \quad (4.63)$$

L'erreur de troncature de cette forme discrète est :

$$O(\Delta t, \Delta x) \approx \Delta t \left(\frac{\partial^2 u}{\partial t^2} \right) - a \Delta x \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} \right) \quad (4.64)$$

Or

$$\frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = \frac{\partial}{\partial t} \left(a \frac{\partial u}{\partial x} \right) = a \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\partial u}{\partial t} \right) = a^2 \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} \quad (4.65)$$

d'où

$$O(\Delta t, \Delta x) \approx a \Delta x \left(\frac{a \Delta t}{\Delta x} - 1 \right) \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} \right) \quad (4.66)$$

En choisissant correctement le pas de temps en fonction du pas de discrétisation spatiale, il est alors possible de minimiser l'erreur de troncature. Si la discrétisation spatiale est du deuxième ordre, le premier terme de l'erreur de troncature contient une dérivée troisième qui ne peut compenser le terme issu de la discrétisation temporelle au premier ordre. Il est donc indispensable d'introduire une méthode de discrétisation d'ordre supérieur dans le temps afin de compenser ce terme et d'éviter ainsi tous problèmes de stabilité dus aux amplifications de l'erreur de troncature.

Le schéma utilisé dans le modèle est une extension du schéma de Fromm introduite par Van Leer (1979) pour les discrétisations de type upwind. Cette méthode est une méthode non linéaire à pas fractionnaire de deuxième ordre s'apparentant à la méthode multi-pas de Runge-Kutta au deuxième ordre.

Notons $\vec{\omega}_P^o$ et $\vec{\omega}_P$ les vecteurs des variables conservatives aux temps t et $t + \Delta t$. La première étape définit des valeurs intermédiaires après un temps de propagation de $\Delta t/2$ en utilisant l'équation (4.7) :

$$\vec{\omega}_P = \vec{\omega}_P^o + \frac{\Delta t}{2} \left[\vec{S}_\omega - \frac{1}{\Omega_P} \sum_k \overline{\overline{F}}_k^{(1)} \vec{A}_k \right] \quad (4.67)$$

où $\overline{\overline{F}}_k^{(1)}$ correspond au tenseur des flux calculé à l'aide du schéma upwind de premier ordre à partir des variables physiques à l'instant t . Dans le cas d'une formulation de correction de pression comme l'algorithme SIMPLE, les variables utilisées pour le calcul de ce tenseur sont celles calculées au temps t lors de la première itération et celles évaluées au temps $t + \Delta t$ après la phase de correction de pression de l'itération précédente pour les autres itérations.

La seconde étape consiste à calculer les flux à partir des variables intermédiaires et d'une interpolation de deuxième ordre, en l'occurrence en utilisant le schéma upwind de deuxième ordre :

$$\overline{\overline{F}}_k^{(2)} = f \left(\vec{\omega}_P, \vec{\omega}_K, (\vec{\nabla} \tilde{\omega})_P, (\vec{\nabla} \tilde{\omega})_K \right) \quad (4.68)$$

Il convient de remarquer que les gradients doivent être calculés à partir de la solution intermédiaire afin d'assurer la monotonie de la méthode.

L'étape finale définit le vecteur des variables conservatives au temps $t + \Delta t$, ou à la phase avant la correction de pression dans le cas de l'algorithme SIMPLE, par l'équation suivante :

$$\vec{\omega}_P = \vec{\omega}_P^o + \Delta t \left[\vec{S}_\omega - \frac{1}{\Omega_P} \sum_k \overline{\overline{F}}_k^{(2)} \vec{A}_k \right] \quad (4.69)$$

Si la première étape est supprimée, le flux résultant est alors de deuxième ordre en espace et de premier ordre en temps ; le schéma devient alors instable. La condition de stabilité dépend de la manière par laquelle est introduit le deuxième ordre en espace. Dans le cas présent, les gradients sont reconstruits en tenant compte indifféremment des valeurs en amont et des valeurs en aval de l'écoulement. Dans ce cas, la condition de stabilité en écoulement compressible ou faiblement compressible s'écrit :

$$0 \leq \sigma \leq 1 \quad (4.70)$$

avec σ prenant des valeurs différentes suivant le type d'écoulement :

– en écoulement compressible

$$\sigma = \max\left(\frac{U\Delta t}{\min(\Delta x, \Delta y, \Delta z)}; \frac{(U+c)\Delta t}{\min(\Delta x, \Delta y, \Delta z)}; \frac{(U-c)\Delta t}{\min(\Delta x, \Delta y, \Delta z)}\right) \quad (4.71)$$

– en écoulement incompressible

$$\sigma = \max\left(\frac{U\Delta t}{\min(\Delta x, \Delta y, \Delta z)}\right) \quad (4.72)$$

4.5 Traitement des conditions aux limites

On peut distinguer quatre types de conditions aux limites en se basant sur l'étude des caractéristiques décrite au paragraphe 2.4. Pour chacun des quatre cas, les conditions limites relatives à la résolution des équations de conservation sont détaillées ainsi que celles qui sont nécessaires au calcul de la correction de pression, en se basant sur la figure 4.8.

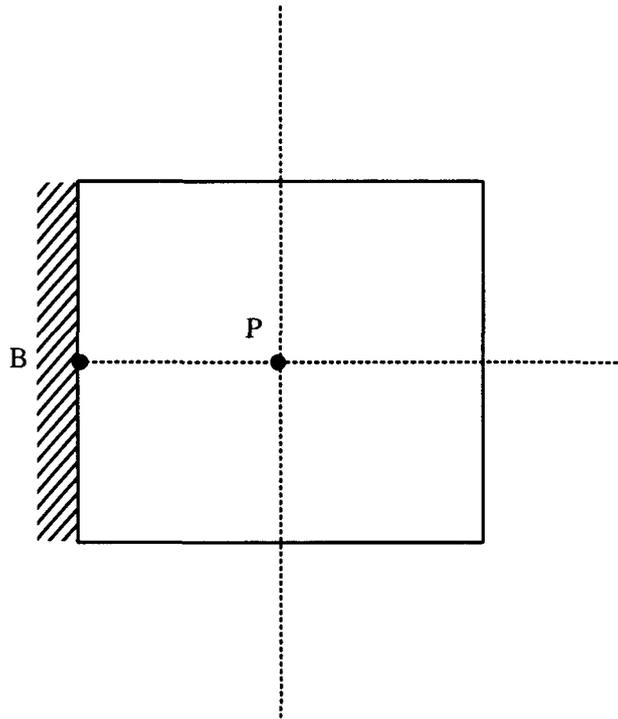


FIG. 4.8: cellule à la frontière du domaine

4.5.1 Les parois

Ce type de frontière impose une condition de flux convectifs nuls puisqu'à la paroi, la composante de la vitesse normale s'annule et les flux diffusifs sont traités comme termes source. Pour

la résolution des équations de quantité de mouvement, seule une pression à la face doit être extrapolée. Au premier ordre cette extrapolation est réalisée en prenant directement la pression à la cellule :

$$p_B = p_P \quad (4.73)$$

Au deuxième ordre, la pression est reconstruite à la face à l'aide de la pression de la cellule et de son gradient :

$$p_B = p_P + (\vec{\nabla} p)_P \cdot \vec{P}B \quad (4.74)$$

Pour la correction de pression dont la résolution est de premier ordre en espace, par déduction de la condition (4.73), un gradient nul doit alors être imposé pour la correction de pression :

$$(\vec{\nabla} p')_B = f^o(p'_B - p'_P) = 0 \quad (4.75)$$

Ceci se traduit par l'égalité :

$$p'_B = p'_P \quad (4.76)$$

4.5.2 Condition d'entrée

Cette condition correspond à une vitesse ou un débit imposé à la frontière du domaine de calcul. Dans notre modèle, un débit masse est imposé en fixant la vitesse à l'entrée, ainsi que la masse volumique reconstruite à partir d'une pression de référence et d'une température imposée. Nous obtenons donc pour cette condition limite :

$$\begin{aligned} \vec{U}_B &= \vec{U}_{\text{entrée}} \\ T_B &= T_{\text{entrée}} \\ \rho_B &= \frac{p_{ref}}{RT_{\text{entrée}}} \\ p_B &= p_P + (\vec{\nabla} p)_P \cdot \vec{P}B \end{aligned} \quad (4.77)$$

De même que pour la condition pariétale, un gradient de pression nul est imposé pour le calcul de la correction de pression pour retrouver l'égalité entre la pression à la cellule et celle à la face.

4.5.3 Condition de sortie

D'après la théorie des caractéristiques, seule une onde se propage de l'extérieur vers le domaine de calcul. Cette onde correspondant à une onde remontant l'écoulement, elle est donc caractéristique d'une onde de pression. Pour la face représentant la condition de sortie, nous imposons donc uniquement une condition de pression, les autres caractéristiques sont extrapolées à partir de la solution numérique.

$$p_B = p_{\text{sortie}} \quad (4.78)$$

Cette égalité implique une correction de pression nulle pour cette condition limite, d'où :

$$p'_B = 0 \quad (4.79)$$

4.5.4 Condition hybride

Ce type de condition est à appliquer aux frontières pour lesquelles le sens de l'écoulement ne peut être défini a priori. Cela correspond aux différents accès de la station où le sens des circulations d'air dépend à la fois de la circulation des trains dans le réseau, des systèmes de ventilation et des conditions climatiques extérieures.

Pour cette condition, un test de flux est réalisé afin de déterminer le sens de l'écoulement sur chaque face constituant la frontière relative à cette condition limite. On utilise pour ce test la vitesse absolue de l'air dans la cellule P sur laquelle s'appuie la face considérée ; le débit volumique qui la traverse s'écrit :

$$F = \vec{U}_P \cdot \vec{A}_B \quad (4.80)$$

où \vec{A}_B est le vecteur surface de la face orienté vers l'extérieur.

Deux cas se présentent :

* $F \geq 0$:

L'écoulement est sortant, la face est donc traitée comme une condition de sortie.

* $F < 0$:

L'écoulement est entrant mais la face ne peut être considérée comme une condition d'entrée classique. En effet, la vitesse à la face ne peut être déduite d'une vitesse imposée car celle-ci dépend principalement des caractéristiques de l'écoulement à l'intérieur du domaine. D'après la théorie des caractéristiques, seule la pression remonte l'écoulement en régime

subsonique. De ce fait, elle doit être déterminée numériquement pour un écoulement. La pression à la face est donc extrapolée depuis le domaine de calcul. Pour reconstruire la vitesse depuis les conditions extérieures, on fait l'hypothèse d'un écoulement isenthalpique et isentropique depuis une condition réservoir jusqu'à la face B . Sur la figure 4.9 sont représentées les lignes de courant correspondant à ce type d'écoulement.

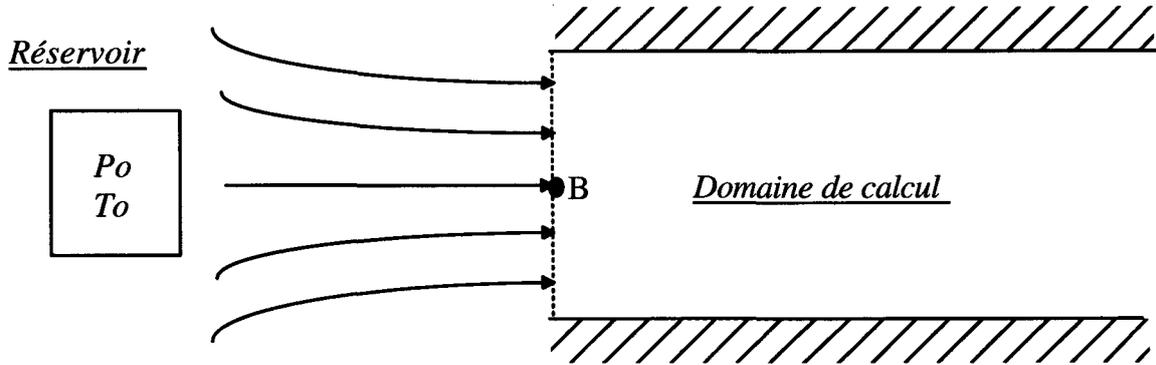


FIG. 4.9: écoulement isenthalpique et isentropique depuis un réservoir

Les conditions réservoir étant fixées à l'aide d'une pression p_0 et d'une température T_0 , les hypothèses permettent d'écrire les équations suivantes :

$$\frac{p_0}{\rho_0} = \frac{p_B}{\rho_B} + \frac{\gamma - 1}{2\gamma} \vec{U}_B^2 \quad (\text{condition d'isenthalpie}) \quad (4.81)$$

$$\frac{p_0}{\rho_0^\gamma} = \frac{p_B}{\rho_B^\gamma} \quad (\text{condition d'isentropie}) \quad (4.82)$$

La pression est extrapolée à partir de la pression de la cellule :

$$p_B = p_P + (\vec{\nabla} p)_P \cdot \vec{P}B \quad (4.83)$$

En introduisant (4.83) dans (4.82), on obtient la masse volumique :

$$\rho_B = \rho_0 \left(\frac{p_B}{p_0} \right)^{1/\gamma} \quad (4.84)$$

La direction de la vitesse sur la condition hybride est imposée normale à la face, on en déduit ainsi grâce à l'équation (4.81) la vitesse débitante à la face :

$$U_B = \left[\frac{2\gamma}{\gamma - 1} \left(\frac{p_0}{\rho_0} - \frac{p_B}{\rho_B} \right) \right]^{1/2} \quad (4.85)$$

Pour l'équation de l'énergie, l'enthalpie à la face est directement déduite de la condition d'isenthalpie en utilisant l'enthalpie fixée dans le réservoir.

On notera que le calcul de flux permettant de déterminer le sens de l'écoulement est réalisé sur chaque face représentative de la frontière. Ainsi, pour la condition hybride, l'écoulement peut être à la fois entrant et sortant sur la même frontière. La présence d'une inversion du sens de l'écoulement sur une frontière peut donc être simulé par ce type de condition.

4.6 Adaptation à la structure de regroupement

Afin d'éviter les problèmes numériques, la technique de regroupement de cellules de petite taille devant celle des cellules voisines a été décrite au paragraphe 3.2.4. Comme le montre la figure 4.10, le résultat est un ensemble de cellules constitué d'une cellule principale m , dite "cellule mère", issue du maillage d'origine et d'un ensemble de cellules voisines f appelées "fragments" provenant de la fusion.

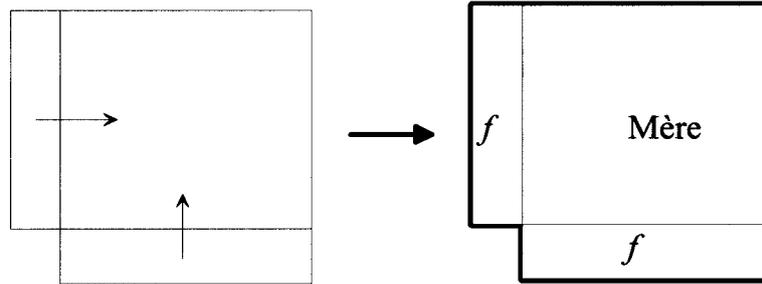


FIG. 4.10: fusion de cellules par regroupement

Le calcul numérique doit être réalisé sur la cellule résultante R délimitée par les surfaces surlignées de la figure 4.10. Le volume de cette cellule est donc calculé à partir du volume de la cellule "mère" et celui des cellules "fragment" sous la forme :

$$\Omega_R = \Omega_m + \sum_f \Omega_{\text{fragment}} \quad (4.86)$$

Le centre de la cellule R est également calculé par pondération des centres :

$$\vec{x}_R = \frac{1}{\Omega_R} \left(\Omega_m \vec{x}_m + \sum_f \Omega_f \vec{x}_f \right) \quad (4.87)$$

La structure du maillage initial est entièrement conservée durant le calcul numérique. Il suffit d'utiliser les champs pointeurs reliant chaque cellule "mère" à ses cellules "fragment" afin de reconstituer la cellule R sur laquelle est réalisé le calcul numérique caractérisé par les différents points énumérés ci-après.

4.6.1 Calcul des flux et des champs solution

4.6.1.1 Calcul des flux

La solution d'une variable conservative ω étant calculée sur la cellule R , le calcul de flux pour cette cellule doit donc être réalisé sur l'ensemble des faces surlignées de la figure 4.10. Il suffit

pour cela de réaliser le calcul de flux sur l'ensemble des cellules qui la constituent en bouclant sur les faces qui délimitent chacune de ces cellules suivant la structure du maillage initial. Le flux de la cellule R s'écrit alors :

$$F_R(\omega) = F_m(\omega) + \sum_f F_f(\omega) \quad (4.88)$$

Par cette opération, les flux calculés à travers chacune des faces internes de la cellule R s'annulent puisque le flux calculé à travers une face quelconque est attribué aux deux cellules qui la bordent avec un signe opposé.

Lors du calcul de flux à travers les cellules constitutives de la cellule R , il est néanmoins nécessaire de prendre son centre géométrique pour la reconstruction des variables sur chaque face comme le montre la figure 4.11. Les implications de cette modification sont développées au paragraphe 4.6.2

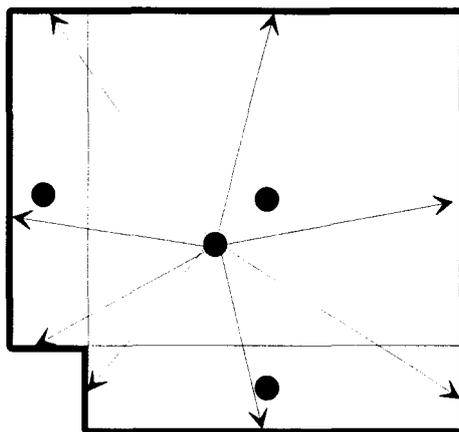


FIG. 4.11: reconstruction des variables aux faces

4.6.1.2 Calcul et distribution des champs solution

Si ω est une variable du problème, sa solution est calculée sur la cellule R à partir du flux $F_R(\omega)$:

$$\omega_R^{t+\Delta t} = \omega_R^t + \frac{\Delta t}{\Omega_R} (S_\omega - F_R(\omega)) \quad (4.89)$$

Cette solution est ensuite attribuée à l'ensemble des cellules qui la constituent :

$$\omega_R = \omega_m = \omega_f \quad (4.90)$$

4.6.2 Calcul des gradients

Les gradients sont utilisés pour permettre une reconstruction de deuxième ordre aux faces lors du calcul de flux. Or, comme il a été signalé au paragraphe 4.6.1.1, cette reconstruction doit être réalisée depuis le centre de la cellule R car le flux est calculé pour cette cellule. Par conséquent, le gradient d'une variable ω doit donc être calculé sur la cellule R pour ensuite être utilisé lors du calcul de flux sur chacune des cellules constitutives de R . Deux cas sont possibles pour reconstruire le gradient de la variable ω sur la cellule R :

1. Pondération des gradients des cellules constitutives :

Le gradient de ω est tout d'abord calculé sur chacune des cellules constitutives de la cellule R à l'aide de la méthode des moindres carrés exposée au paragraphe 4.4.3 en balayant les faces originales qui la délimitent, de manière à retrouver l'ensemble de ses cellules voisines. Ensuite, le gradient en R est déterminé en effectuant une moyenne, pondérée par le volume, de l'ensemble des gradients des cellules constitutives :

$$(\vec{\nabla}\omega)_R = \frac{1}{\Omega_R} \left(\Omega_m (\vec{\nabla}\omega)_m + \sum_f \Omega_f (\vec{\nabla}\omega)_f \right) \quad (4.91)$$

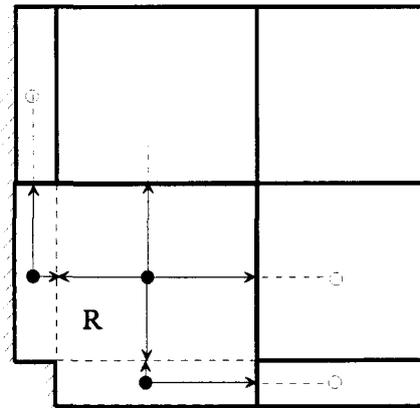


FIG. 4.12: pondération des gradients des cellules constitutives

2. Balayage direct des faces frontières de R :

Après avoir dressé le champ pointeur permettant de retrouver l'ensemble des faces frontières de R et, par conséquent, l'ensemble de ses cellules voisines, le gradient en R est calculé à l'aide de la méthode des moindres carrés en bouclant sur l'ensemble de ces faces, repérées sur la figure 4.13. Les coefficients i_{xx} , i_{yy} , i_{zz} , i_{xy} , i_{xz} , i_{yz} de la cellule R doivent être calculés préalablement en utilisant uniquement les faces frontières de R .

Le deuxième cas est plus compliqué à mettre en œuvre puisqu'il est nécessaire de définir correctement la structure de la frontière de l'ensemble des cellules résultant de la procédure de re-

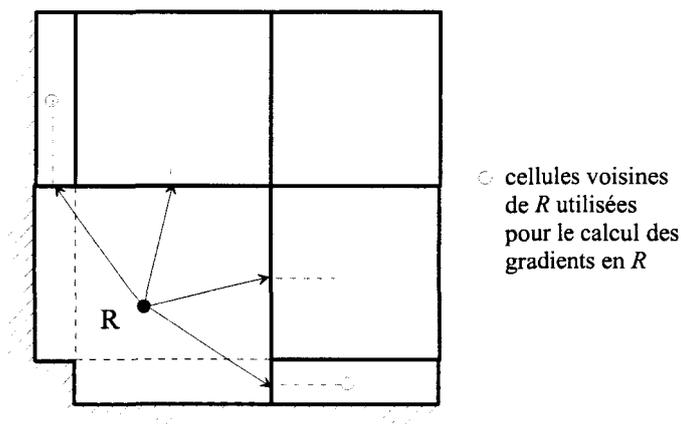


FIG. 4.13: gradient calculé directement sur les faces frontières de R

groupement. Cependant, cette méthode conduit à une interprétation physique du calcul de gradient plus cohérente que dans le premier cas et n'altère pas la précision globale de la méthode. C'est donc celle qui est utilisée dans le modèle numérique développé dans cette étude.

4.7 Présentation de l'algorithme

Le programme réalisé en langage FORTRAN 90 permet de calculer les variables ρ , \vec{U} , E , p aux nœuds de chaque cellule constituant le domaine fluide. L'algorithme général comprend deux méthodes de résolution de deuxième ordre en espace et en temps suivant la méthode de Van Leer :

- la première méthode calcule les variables conservatives en résolvant directement le système contenu dans l'équation discrétisée (4.7). Dans cette formulation, la masse volumique est résolue à partir de l'équation de continuité, ce qui suppose que les variations de la densité ne sont pas trop faibles. L'équation de l'énergie est résolue simultanément avec les autres équations de conservation. La nouvelle pression est ensuite déduite de la masse volumique et de la température à partir de l'équation d'état du gaz. L'organigramme de la méthode est présenté à la figure 4.14.
- la deuxième méthode correspond à l'algorithme SIMPLE détaillé au paragraphe 4.2. Cette dernière doit être utilisée lorsque la compressibilité est faible ou négligeable. Comme le montre l'organigramme de la figure 4.15, l'équation de continuité est utilisée cette fois pour déterminer la correction de pression. Dans le cas d'un écoulement faiblement compressible, la masse volumique est déduite de la température, la pression corrigée et l'équation d'état et la condition de stabilité associée correspond à celle de l'équation (4.71) qui tient compte de la propagation des ondes de pression à la vitesse $U + c$ et $U - c$. Si l'écoulement est considéré comme incompressible, la masse volumique est fonction de la température uniquement. Le terme de correction ρ' devient nul dans les équations de quantité de mouvement et de correction de pression. Dans ce cas, les ondes de pression ne sont plus modélisées et la condition de stabilité associée devient celle de l'équation (4.72), ce qui a pour conséquence

une augmentation non négligeable du pas de temps admissible.

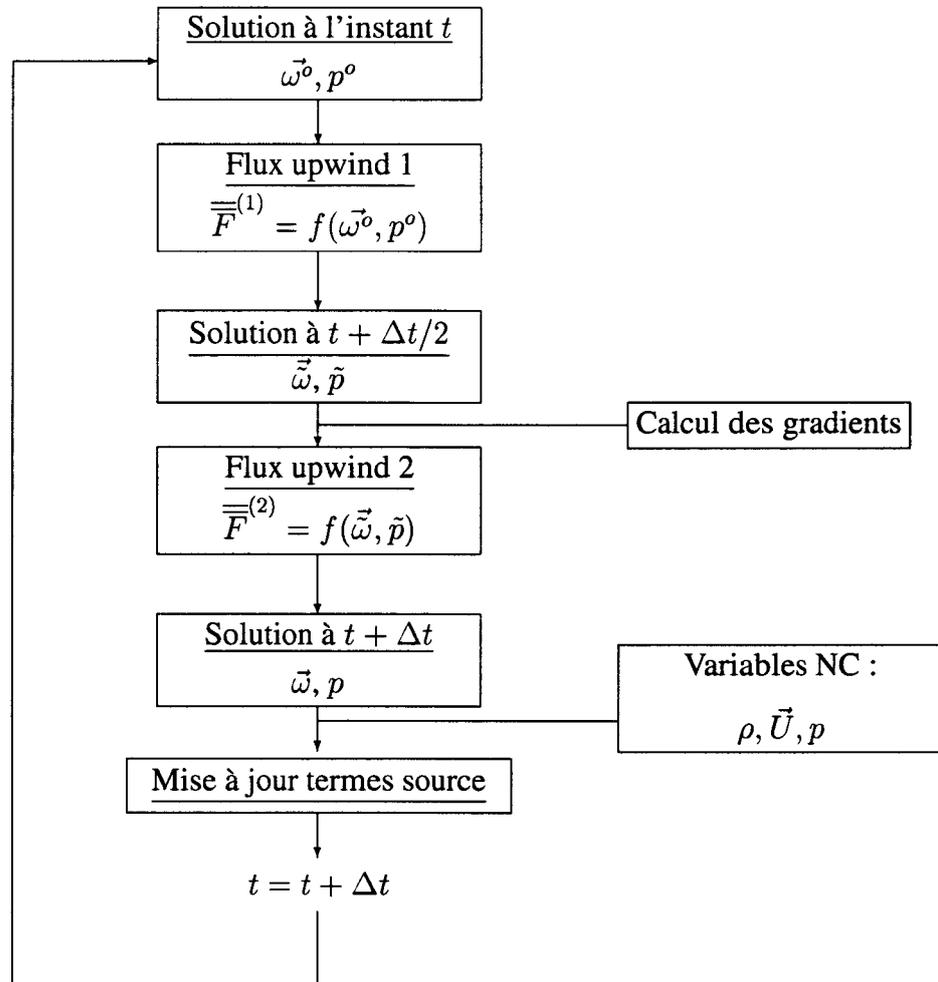


FIG. 4.14: algorithme pour la formulation densité

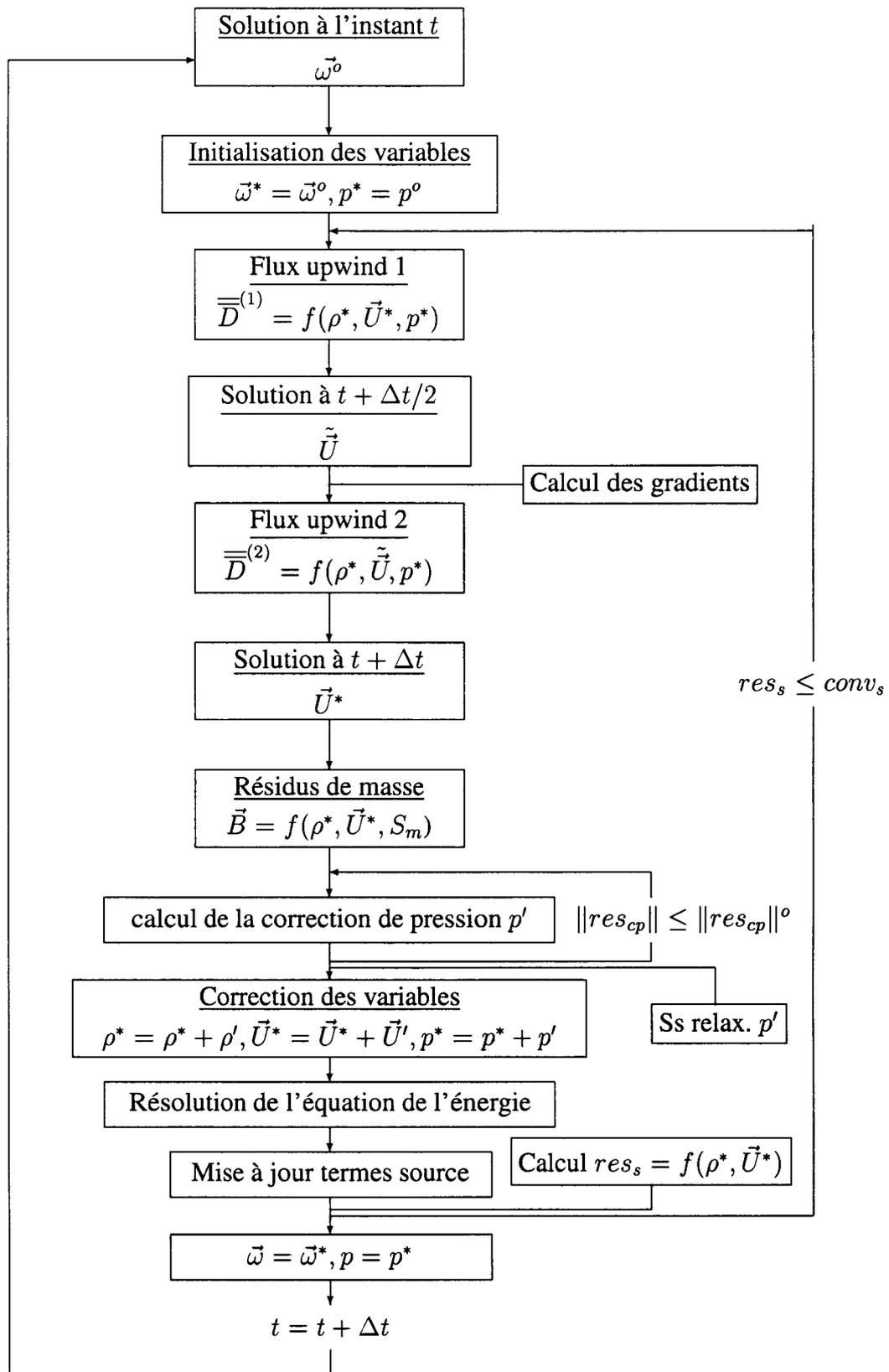


FIG. 4.15: algorithme pour la formulation SIMPLE

Chapitre 5

Vérification expérimentale

5.1 Description générale du modèle expérimental

5.1.1 Objectifs

L'objectif de l'étude expérimentale décrite dans ce chapitre est de procéder à une première validation de la modélisation numérique développée dans le chapitre 4, qui s'adapte aux écoulements de type faiblement compressible, voire incompressible. Rappelons que l'objectif principal de ce modèle est de calculer les champs de vitesse et de température dans les stations de métro en présence de rames en circulation.

Pour le modèle expérimental, l'objectif est de valider la capacité de la méthode à simuler les effets aérothermiques dans le cas d'une convection mixte générée par une paroi chaude. Cette situation se retrouve lors des échauffements d'air induits par les rhéostats d'une rame de métro à l'arrêt. Ce type d'écoulement est intéressant dans le cadre d'une validation expérimentale, car leur modélisation numérique est particulièrement délicate du fait de leur sensibilité aux paramètres physiques comme la température de l'air, la température des parois chaudes mais également les divers phénomènes pouvant modifier la forme générale des champs de vitesse et de température. Afin de multiplier le nombre de cas d'étude, une circulation d'air a été ajoutée au modèle expérimental. Cette dernière interfère directement sur les mouvements de convection naturelle. Cette combinaison entre convection naturelle et circulation d'air se rencontre systématiquement dans les stations de réseaux ferroviaires souterrains, d'une part à cause des diverses sources de chaleur comme les rames ou les installations électriques, et d'autre part du fait des systèmes de ventilation et des circulations d'air induites par le déplacement des trains.

5.1.2 Description du banc d'essai

5.1.2.1 Caractéristiques géométriques et techniques

Ce banc comporte une enceinte en plexiglas de 2 m de long et de section carrée de dimensions $0,2 \text{ m} \times 0,2 \text{ m}$ schématisée sur la figure 5.1. Cette enceinte est ouverte à son extrémité droite et fermée à son extrémité gauche. L'extrémité ouverte est équipée d'un nid d'abeille destiné à limiter les perturbations provenant de l'extérieur.

Une plaque chauffante rectangulaire en aluminium ($0,1 \text{ m} \times 0,2 \text{ m}$) est disposée au milieu de l'enceinte. Cette plaque comporte 10 résistances chauffantes consommant une puissance maximale de 100 W chacune et réparties uniformément à l'intérieur de la plaque (figure 5.2) de manière à produire une température de surface uniforme. Les résistances sont alimentées à l'aide d'un générateur SUPREIX - Rototransfo 220 V pouvant débiter une intensité réglable entre 0 et 4 A.

Un dispositif d'extraction, permettant de générer un écoulement forcé, est placé sur l'axe de la partie supérieure de l'enceinte à 0,5 m de la section fermée. Cette extraction comporte une trappe de section carrée $80 \text{ mm} \times 80 \text{ mm}$ et un ventilateur à son extrémité alimenté par un générateur ENERTEC-SCHLUMBERGER de tension continue réglable (0 - 18V).

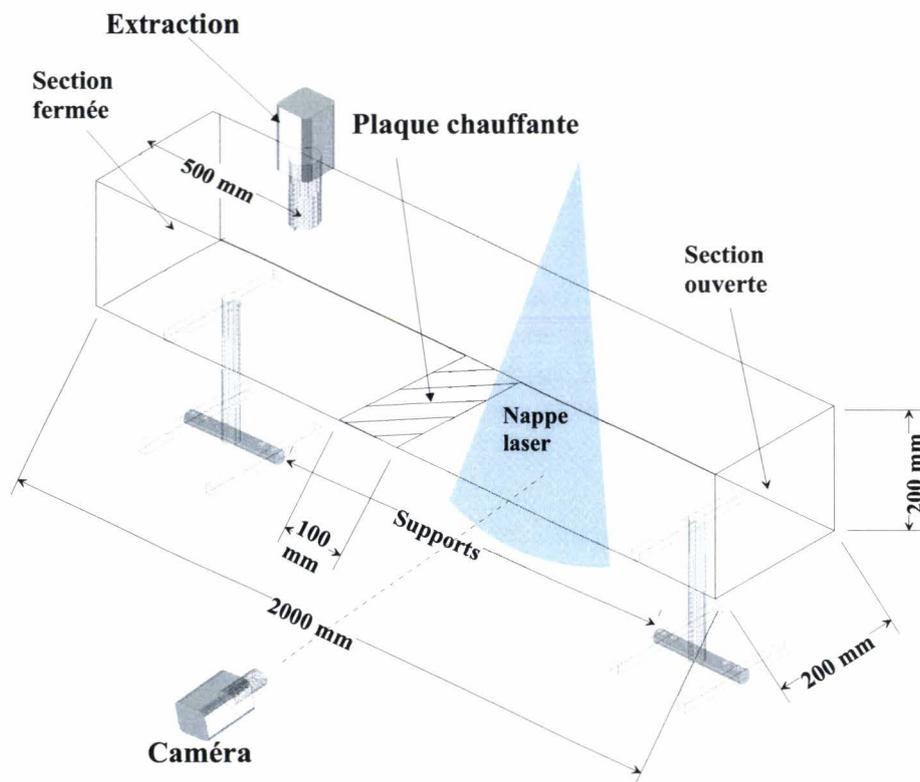


FIG. 5.1: vue d'ensemble du banc d'essais

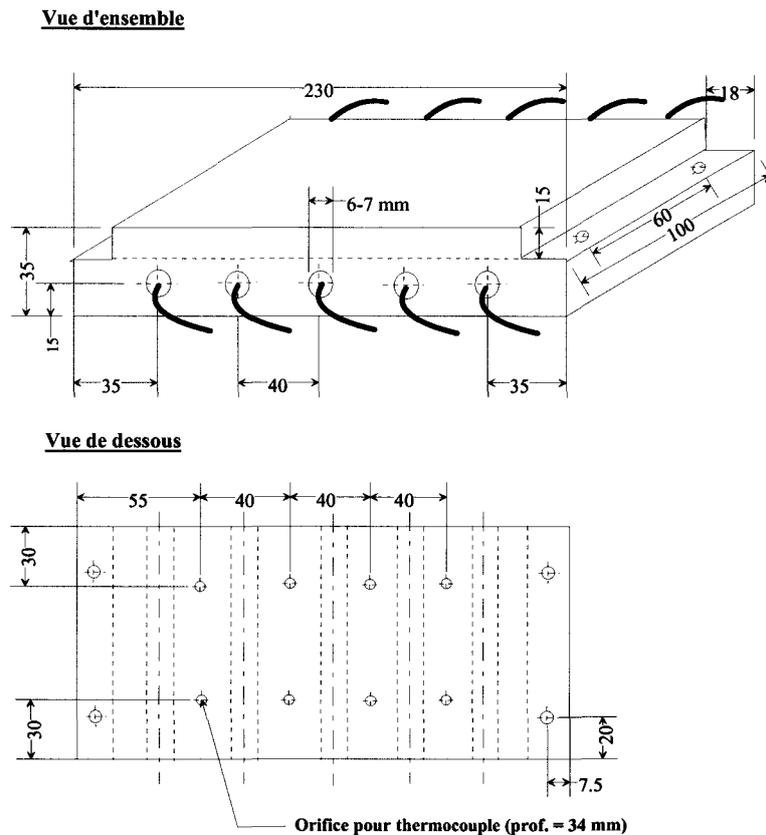


FIG. 5.2: plaque chauffante

5.1.2.2 Dispositifs de mesures

Les mesures de vitesses

Ces mesures sont réalisées par la technique PIV permettant d'évaluer un champ instantané de vitesses dans un plan. Cette technique est basée sur la mesure de la vitesse de particules jouant le rôle de traceurs entraînés par le fluide. Pour cela, une tranche de l'écoulement est éclairée à l'aide d'un feuillet lumineux très mince. Les particules sont ainsi rendues visibles et des images de ces particules sont enregistrées à des instants successifs. Il suffit alors d'identifier les particules entre deux images successives ainsi que le pas de temps séparant ces deux images pour en déduire le déplacement local du fluide. Comme on enregistre les images de toutes les particules illuminées dans un plan, on accède bien à un champ instantané des composantes de la vitesse dans ce plan.

Dans le cas présent, les images sont enregistrées à l'aide d'une caméra numérique PIV 30-40 de marque TSI. Les champs de vitesse sont calculés à l'aide d'un traitement d'intercorrélation entre deux images successives de particules. L'éclairage est réalisé grâce à un laser pulsé SPECTRA-Physics, schématisé sur la figure 5.3, de manière à concentrer correctement la lumière sur un feuillet mince. Ce laser est un Nd-Yag et permet de disposer de très brefs éclairagements (environ 10 ns). Il est également conçu de telle sorte qu'il puisse assurer une séquence d'éclairagements

répétés à une fréquence maximale allant de 10 à 20 Hz.

Les particules sont des gouttelettes d'huile obtenues par évaporation et condensation naturelle. Ces dernières ont une dimension d'environ $1 \mu\text{m}$.

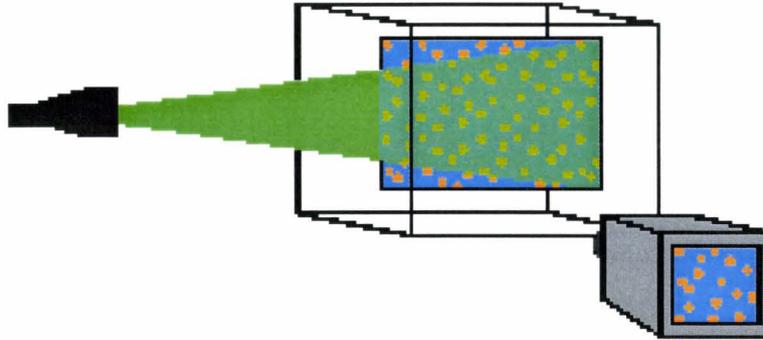


FIG. 5.3: éclairage par feuillet laser

Les mesures de températures

La température de la plaque chauffante est vérifiée grâce à 6 thermocouples de type K placés au plus proche de la surface de la plaque et reliés à un boîtier "EIRELEC" permettant un contrôle rapide de ces six températures à $0,1^\circ\text{C}$ près. On utilise ici plusieurs thermocouples de manière à vérifier l'homogénéité de la température de la plaque.

Deux thermocouples de type K sont également utilisés pour mesurer la température de l'air dans l'enceinte et de l'air ambiant. ils sont reliés à une centrale d'acquisition HP 75000 qui permet, par la suite, d'intégrer et de moyenner les températures sur un temps d'acquisition donné afin d'obtenir en chaque point de mesure une température relative moyenne de l'écoulement.

5.2 Résultats

Les résultats expérimentaux et numériques sont obtenus pour une température de plaque voisine de 100°C et une température extérieure de l'air proche de 25°C . Trois cas sont étudiés :

1. le ventilateur d'extraction est à l'arrêt.
2. le débit d'extraction vaut $Q_v = 0.00125 \text{ m}^3/\text{s}$ imposé par une tension d'alimentation du ventilateur $U = 7 \text{ V}$.
3. le débit d'extraction vaut $Q_v = 0.00200 \text{ m}^3/\text{s}$ imposé par une tension d'alimentation du ventilateur $U = 8 \text{ V}$.

Les calculs numériques sont réalisés sur un maillage cartésien comportant 46450 cellules et raffiné dans la zone comprise entre la plaque chauffante et la cheminée d'extraction comme le montre la figure 5.4. Les ondes de pression ne sont pas perceptibles pour ce type d'écoulement ; la configuration incompressible est donc activée dans le code de calcul. Le pas de temps est alors calculé à partir de la relation (4.72), d'où $\Delta t \approx 0,007\text{s}$.

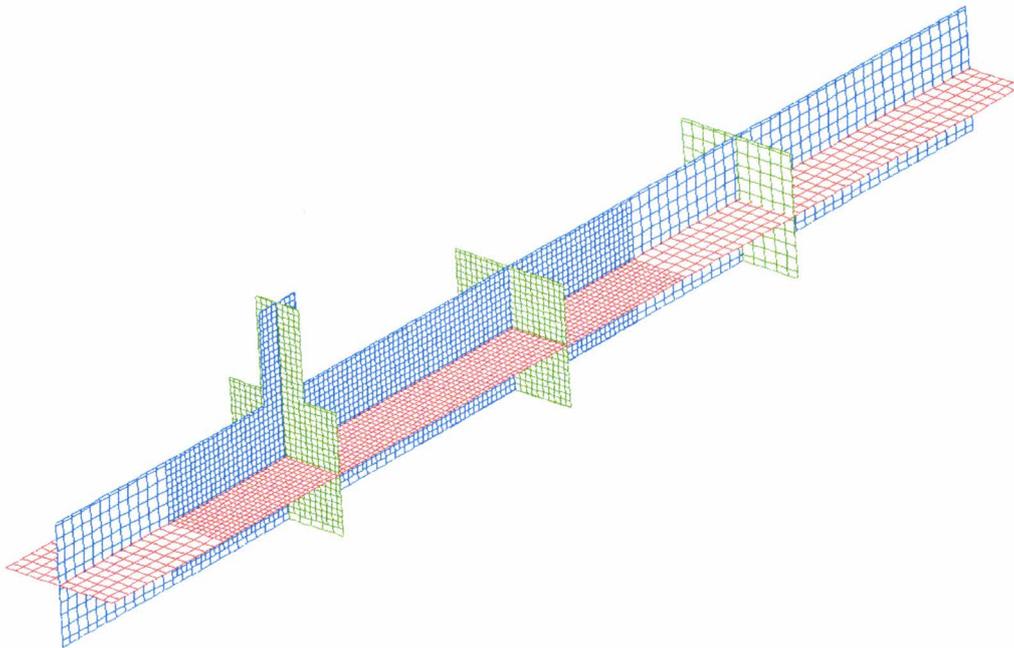


FIG. 5.4: maillage cartésien du banc d'essais

Les conditions initiales sont celles de l'ambiance au repos :

- $\vec{U} = \vec{0}$
- $T = 25 \text{ °C}$
- $p = 101300 \text{ Pa}$

Les frontières de l'enceinte sont représentées par les conditions limites et les termes source répertoriés dans les tableaux 5.1 et 5.2 pour l'ensemble des calculs.

Cas 1

Domaine	Type	Données
Parois de l'enceinte	\vec{S}_q, S_H (frot. pariétal)	$C_f = 0.005$, adiabatique
Plaque chaude	\vec{S}_q, S_H (frot. pariétal + convection)	$C_f = 0.005, h(Ra), T_p = 100 \text{ °C}$
Section ouverte	Condition hybride	$T_{ext} = 25 \text{ °C}, p_{ext} = 101300 \text{ Pa}$
Fond de trappe	Condition hybride	$T_{ext} = 25 \text{ °C}, p_{ext} = 101300 \text{ Pa}$

TAB. 5.1: conditions aux frontières - sans ventilation

Cas 2 et 3

Domaine	Type	Données
Parois de l'enceinte	\vec{S}_q, S_H (frot. pariétal)	$C_f = 0.005$, adiabatique
Plaque chaude	\vec{S}_q, S_H (frot. pariétal + convection)	$C_f = 0.005$ $h(Ra), T_p = 100\text{ °C}$
Section ouverte	Condition hybride	$T_{ext} = 25\text{ °C}$ $p_{ext} = 101300\text{ Pa}$
Fond de trappe	S_m, S_H (extraction)	$Q_V = 0,00125\text{ m}^3/\text{s}$ (cas2) $Q_V = 0,0020\text{ m}^3/\text{s}$ (cas3)

TAB. 5.2: conditions aux frontières - avec ventilation

Les calculs, réalisés en mode instationnaire, sont poursuivis jusqu'à l'obtention d'un écoulement établi caractérisé par une stabilisation globale de l'écoulement et du champ de température dans le temps vérifié par l'équilibre des flux de masse et d'énergie aux conditions aux limites. Les paramètres utilisés pour les calculs sont disponibles en annexe C.

5.2.1 Champs de vitesses

Les mesures PIV ont été réalisées de manière longitudinale dans le plan médian de l'enceinte du banc d'essais. Chaque champ s'appuie sur une fenêtre carrée de 11 cm de côté. Les niveaux de vitesses étant de l'ordre de 10 cm/s, le pas de temps Δt entre deux images successives intercorrélables ne doit pas être trop petit de manière à avoir un déplacement de chaque particule suffisant entre les deux images. Pour ce type d'écoulement, les diverses perturbations, comme la nature fluctuante même de l'écoulement et accessoirement les courants d'air parasites, les fluctuations de la température ambiante ou encore les fumées d'ensemencement, induisent de brusques variations locales et temporaires du champ de vitesse. Pour obtenir un champ moyen acceptable, il est donc nécessaire de procéder à plusieurs séquences d'images avec une fréquence pas trop élevée de manière à obtenir une bonne répartition spatiale des fluctuations de l'écoulement. Sur la figure 5.5 sont représentés les différents paramètres utilisés lors des mesures PIV.

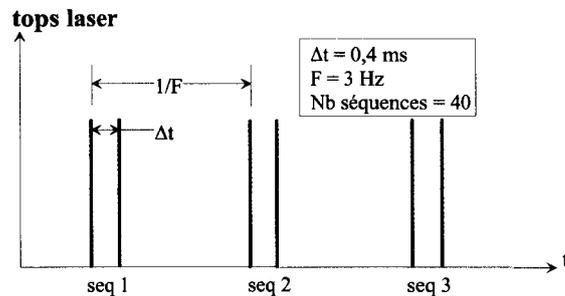


FIG. 5.5: tops laser utilisés pour l'acquisition PIV

Les résultats expérimentaux, présentés sur les figures 5.6 à 5.8, sont obtenus à partir de l'ensemble des 16 fenêtres de mesures PIV prises entre la plaque et la trappe. Le chevauchement entre

deux fenêtres voisines est proche de 1 cm. Ces résultats sont à comparer aux résultats numériques, présentés sur les figures 5.9 à 5.11. Ces derniers sont obtenus à partir d'une moyenne temporelle de 100 champs instantanés à partir du temps $t = 250$ s (temps pour lequel l'écoulement peut être considéré comme établi en moyenne) et à intervalle constant de 1 s. En effet, comme il a été signalé dans le paragraphe précédent, on a pu constater qu'il n'était pas possible d'obtenir un écoulement stationnaire pour ce type d'écoulement. Cela impose une comparaison sur les champs moyens et non sur les valeurs instantanées. Ces instabilités permanentes ont été observées aussi bien lors des mesures expérimentales, par visualisation du profil des fumées d'ensemencement, que lors des calculs numériques se traduisant par des fluctuations au cours du temps de la solution autour d'une solution moyenne pour l'écoulement établi. De ce fait, on comprendra qu'il est difficile de retrouver une concordance parfaite entre les résultats numériques et les résultats expérimentaux. Pour cela, il serait nécessaire dans les deux cas de moyenniser le champ de vitesse sur un temps suffisamment long étant donné l'amplitude temporelle des fluctuations relevées. Mais, cela pose des contraintes sévères de temps de traitement et de tailles des images dans le cas des mesures expérimentales, et des temps de calcul beaucoup trop longs dans le cas de la simulation numérique. Toutefois, les résultats obtenus permettront d'étudier, au paragraphe 5.2.3, les caractéristiques physiques des instabilités au sein de l'écoulement.

1^{er} cas : ventilateur à l'arrêt

Dans ce cas, l'écoulement est entièrement généré par les mouvements de convection naturelle qui prennent naissance au niveau de la plaque chaude. Les niveaux de vitesses sont par conséquent très faibles et il faut être vigilant quant aux diverses perturbations provenant de l'extérieur de l'enceinte. Ainsi, le bloc de refroidissement du laser, équipé d'un ventilateur, a dû être isolé en le plaçant à l'extérieur du hall d'essais. Dans la zone située au voisinage de la plaque, il a été nécessaire de réaliser jusqu'à 80 séquences d'images de manière à obtenir un champ moyen reproductible sur plusieurs séries de mesure PIV.

En comparant les mesures expérimentales et les résultats numériques, l'allure générale des profils et des niveaux de vitesses se retrouvent dans les deux cas : on note des niveaux de vitesses atteignant les 0,15 m/s au voisinage de la plaque chauffante et de la trappe et 0,1 m/s dans la colonne d'air chaud. Cependant, il existe un léger décalage de la montée d'air chaud. Les résultats expérimentaux indiquent une montée plus rapide qui peut s'expliquer par le retour d'air à gauche de la plaque, s'opposant à la progression longitudinale du panache, qui est nettement plus important dans ce cas. Ce retour plus prononcé peut s'expliquer entre autres par le refroidissement de l'air situé en aval de la trappe le long de la paroi supérieure. En effet, comme le montre la figure 5.6, les vitesses sont particulièrement faibles dans cette partie de l'enceinte. Ainsi, même si le plexiglas est un bon isolant, il existe malgré tout une perte calorifique de l'air vers les parois qui n'est pas tout à fait en accord avec la modélisation adiabatique introduite dans la simulation numérique. L'air refroidi voit alors sa densité augmenter. Dans le cas d'un écoulement en convection naturelle pure, cela suffit à provoquer la chute de la couche d'air froid vers la partie basse de l'enceinte, ce qui induit des déplacements d'air qui ont un effet non négligeable sur l'écoulement global.

En comparant les résultats fournis en amont de la plaque chauffante, on observe également une nappe de retour plus épaisse dans le cas de la simulation numérique car les effets diffusifs, non négligeables dans le cas d'un écoulement en convection naturelle prédominante, ne sont pas pris

en compte dans la modélisation. En effet, comme la couche d'air frais située en partie basse de l'écoulement et la nappe de retour d'air chaud constituent deux zones circulant à contre-sens, le frottement visqueux entre ces deux zones produit un cisaillement qui vient freiner le développement et la progression de la nappe de retour.

A ce propos, il est intéressant de souligner l'importance de la condition hybride introduite lors de la simulation numérique au niveau de l'extrémité ouverte de l'enceinte. En effet l'air frais entrant et la nappe de retour représentent deux écoulements de sens opposés au niveau de la condition frontière, ce qui ne permet pas d'imposer une condition de sortie ou une condition d'entrée stricte. Cette validation expérimentale permet donc de vérifier, en plus des champs de vitesse et de température, l'efficacité de ce type de condition frontière.

2^{ème} cas : ventilation $Q_v = 0.00125 \text{ m}^3/\text{s}$

Les niveaux de vitesses sont légèrement plus élevés du fait de l'activation de la ventilation : on retrouve dans les deux cas une vitesse maximale de l'ordre de 0,2 m/s au niveau de la plaque et de la trappe et une vitesse dans la colonne d'air chaud voisine de 0,1 m/s. Contrairement au cas sans ventilation, le décalage au niveau du positionnement de la colonne d'air est moins prononcé puisque l'influence du refroidissement pariétal en aval de la trappe sur la forme générale de l'écoulement est amoindrie du fait de la légère convection forcée générée par la ventilation. Par contre, on retrouve toujours une nappe de retour plus prononcée dans le cas de la simulation numérique car il y a toujours présence du cisaillement entre la couche d'air frais et la nappe de retour qui, par conséquent, engendre des effets de viscosité non négligeables en amont de la plaque et limitent la vitesse de nappe. Dans le cas expérimental, la nappe de retour est très lente puisque les vitesses sont voisines de 3 cm/s alors que dans le cas de la simulation numérique, on atteint une vitesse de retour approchant les 6 cm/s sur une épaisseur de 5 cm.

3^{ème} cas : ventilation $Q_v = 0.002 \text{ m}^3/\text{s}$

Ce cas est similaire au cas précédent au niveau de la forme globale de l'écoulement mais cette fois avec des niveaux de vitesses atteignant les 0,22 m/s. Néanmoins, le débit de ventilation est plus important et la formation d'une nappe de retour devient plus difficile, même dans le cas de la simulation numérique, du fait de l'aspiration provoquée au niveau de la trappe qui commence à se faire sentir sur la globalité de l'écoulement.

Il faut noter que pour ce débit d'extraction, des difficultés d'ensemencement ont été rencontrées durant les mesures PIV, en particulier au niveau de la partie supérieure de la montée d'air chaud. Ces problèmes se sont traduits par des difficultés de recollement des différentes fenêtres voisines dans la zone considérée, causées par de nombreuses lacunes après intercorrélation des images successives. Il a donc fallu augmenter à 120 le nombre de séquences dans cette partie de l'écoulement, contre 40 séquences dans les autres cas.

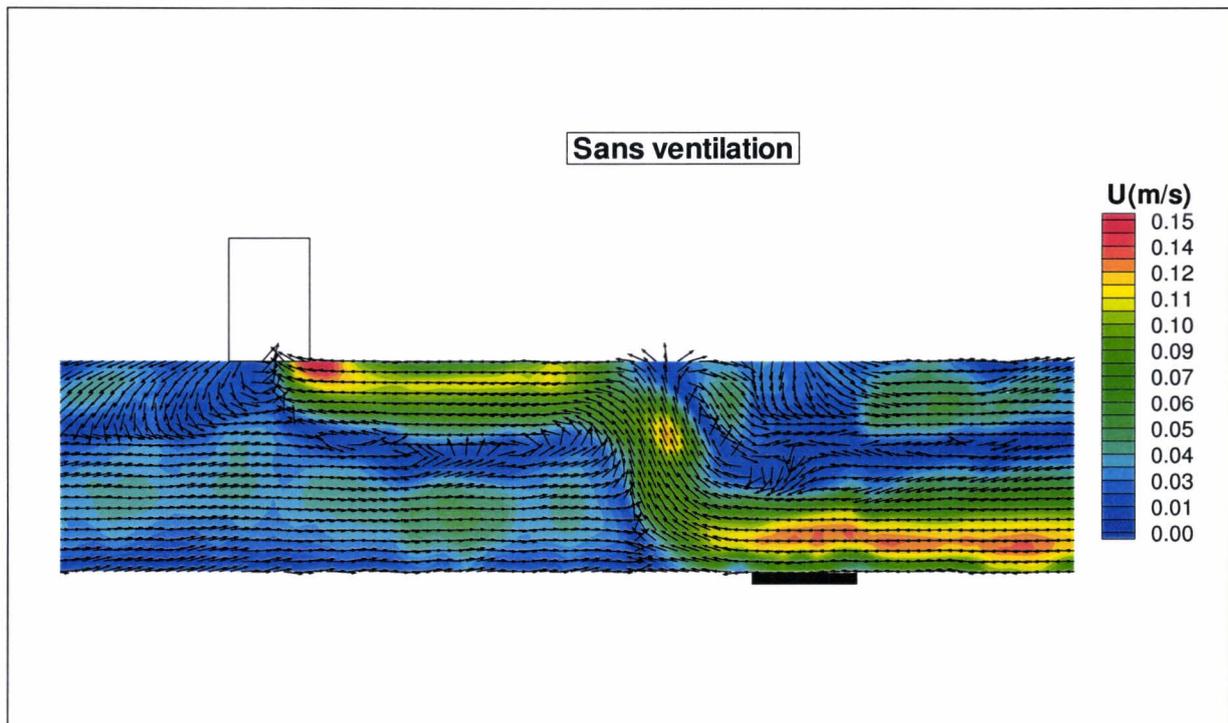


FIG. 5.6: champ de vitesses sans ventilation - résultats expérimentaux

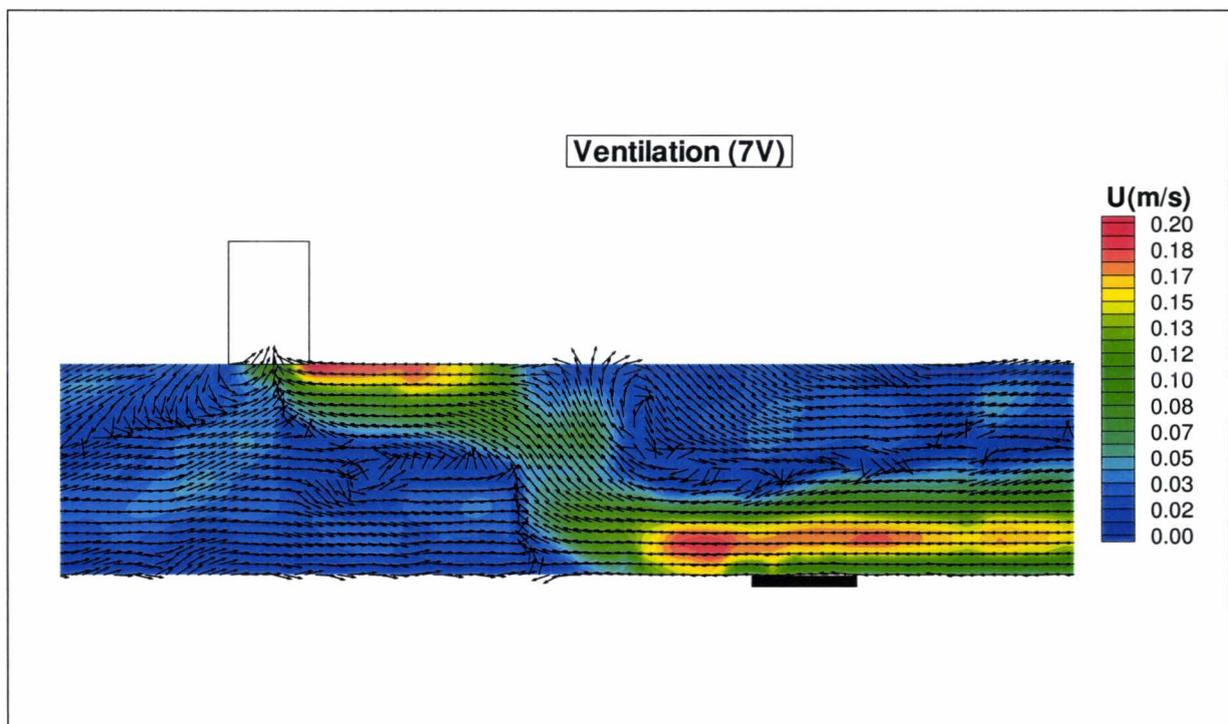


FIG. 5.7: champ de vitesses avec ventilation (7V) - résultats expérimentaux

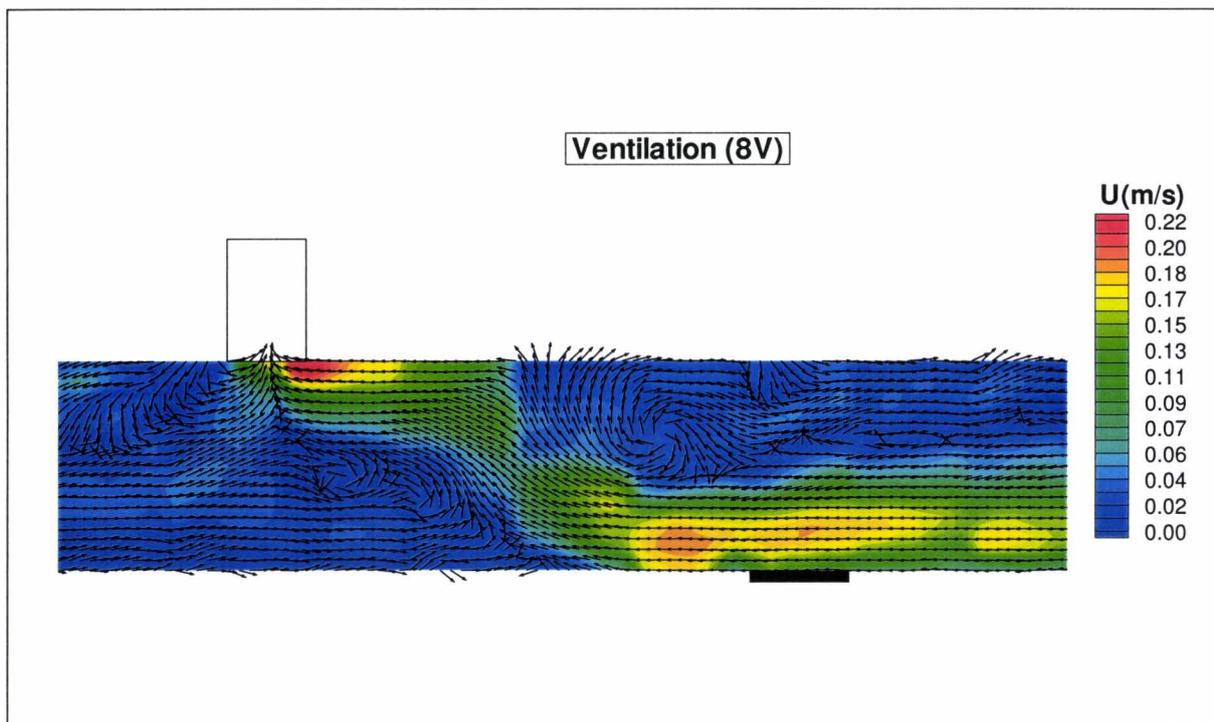


FIG. 5.8: champ de vitesses avec ventilation (8V) - résultats expérimentaux

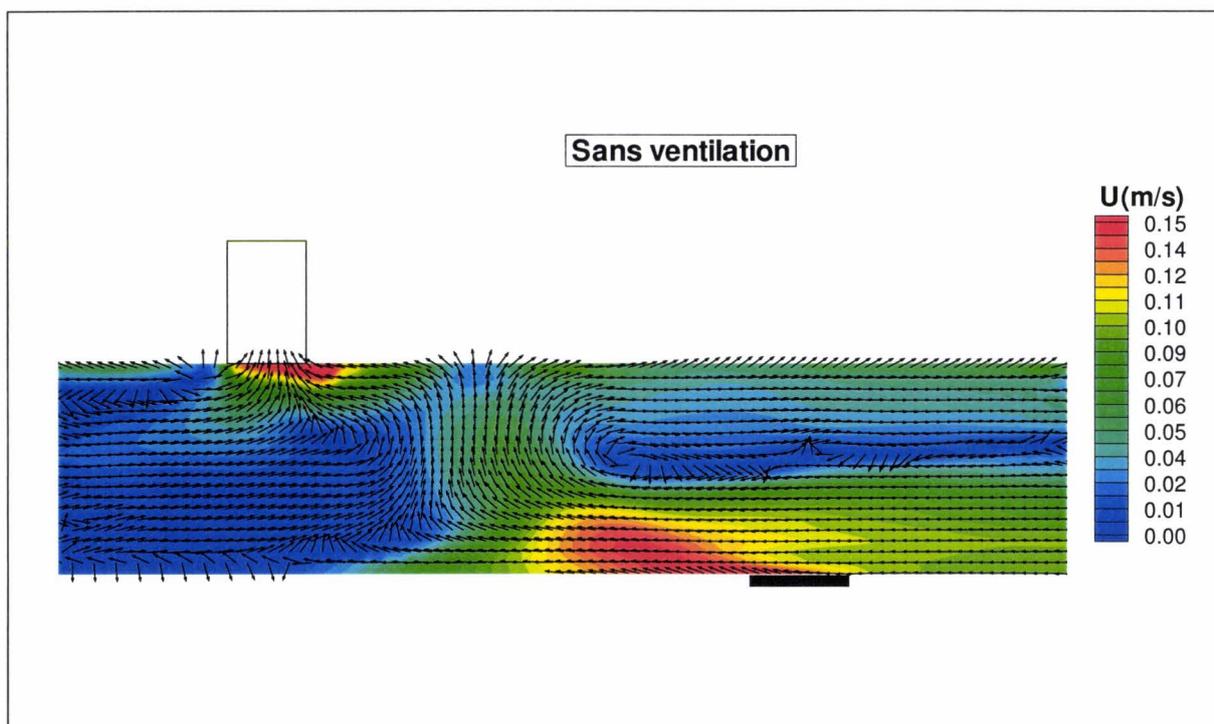


FIG. 5.9: champ de vitesses sans ventilation - résultats numériques

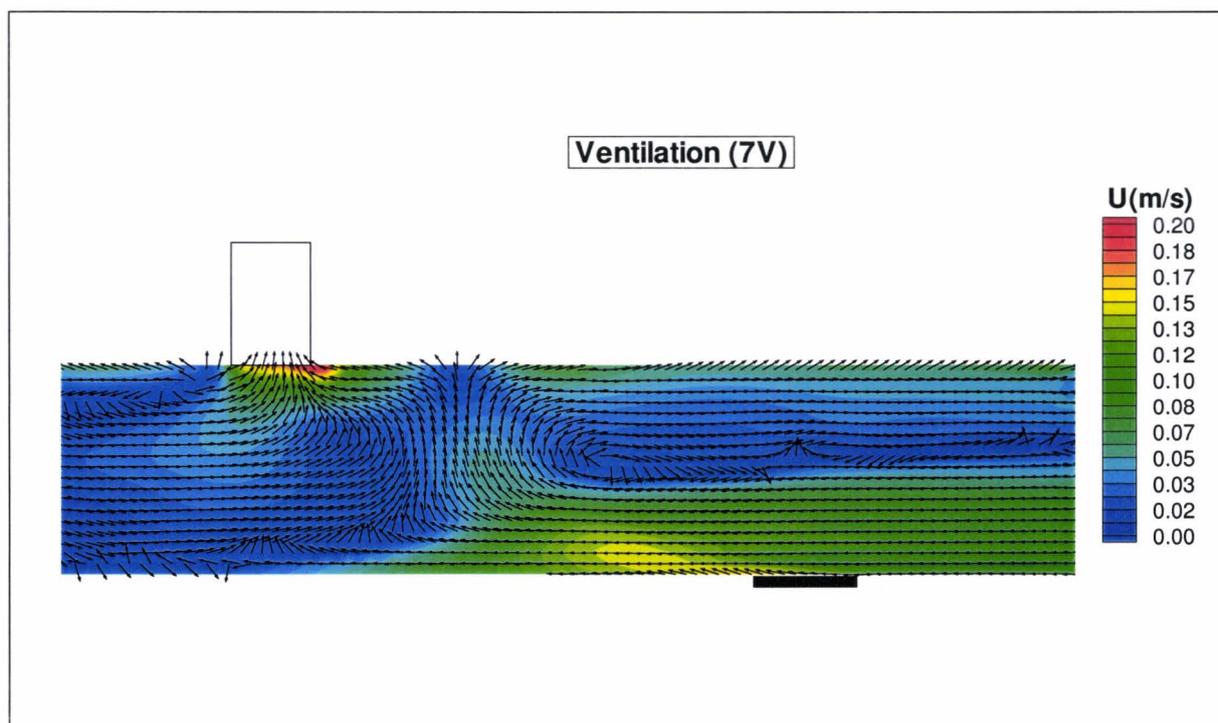


FIG. 5.10: champ de vitesses avec ventilation (7V) - résultats numériques

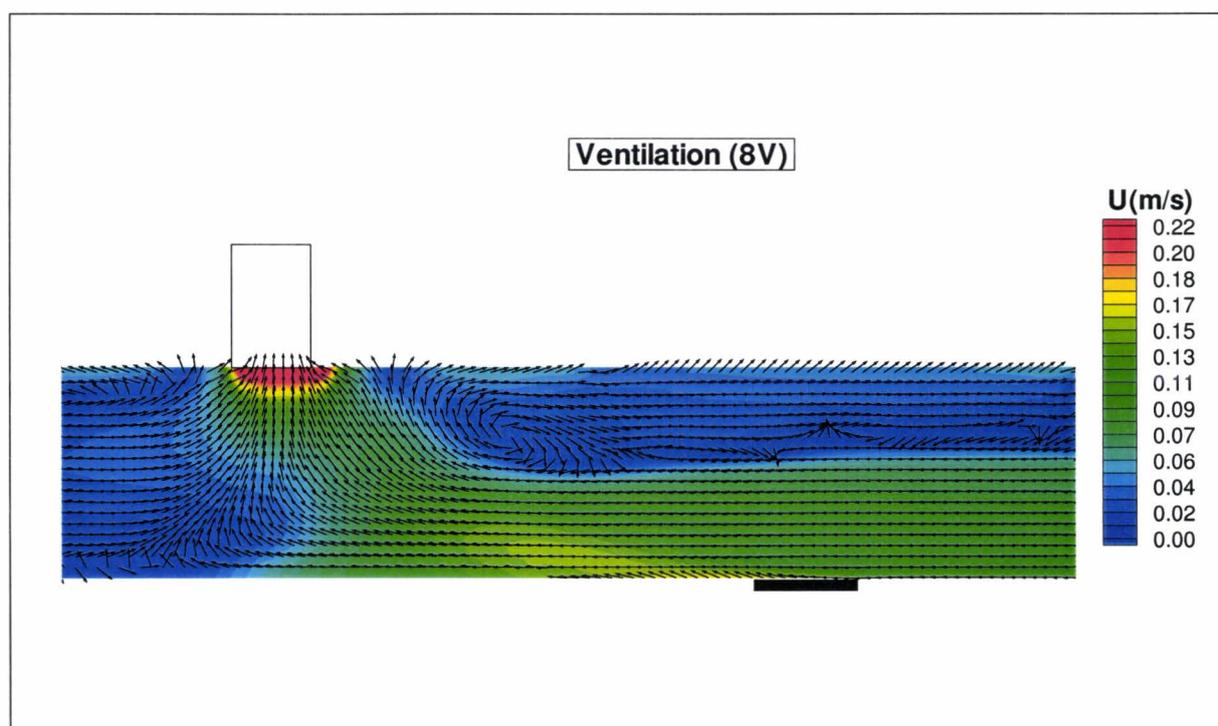


FIG. 5.11: champ de vitesses avec ventilation (8V) - résultats numériques

5.2.2 Champs de température

Les mesures de températures ont également été réalisées sur le plan médian du banc d'essai entre la plaque chauffante et la trappe. L'ensemble des points de mesure est représenté sur la figure 5.12 :

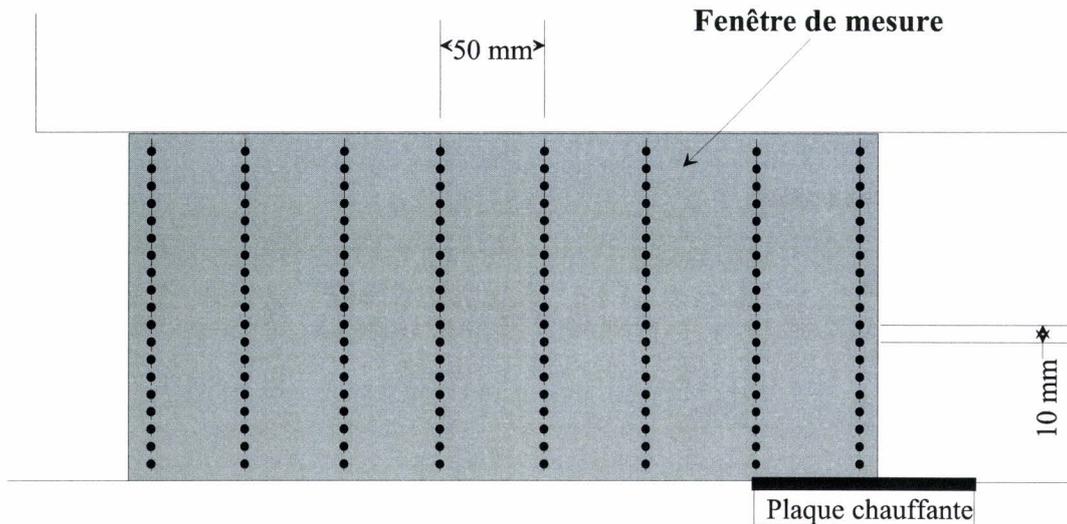


FIG. 5.12: points de mesure des températures

En chaque point de mesure, une acquisition de 120 températures est réalisée pendant une durée de 120 s, soit une température toutes les 1 s. La température T_{moy} en chacun de ces points est alors déduite en effectuant la moyenne de ces 120 températures. Au cours de l'acquisition, on relève également la température moyenne de l'air extérieur T_{ext} de manière à obtenir une température relative T_r en chaque point qui permet de s'affranchir des variations de la température extérieure et de ne tenir compte que de l'élévation de température due à la plaque chauffante. Toutefois, on notera que les fluctuations de la température de l'air extérieur sont toujours restées faibles devant les fluctuations de température de l'air dans l'enceinte. Elles ne peuvent donc être considérées comme l'origine des fluctuations développées dans le paragraphe 5.2.3.

$$T_r = T_{moy} - T_{ext} \quad (5.1)$$

Les champs expérimentaux de températures relatives, représentés sur les figures 5.13 à 5.15, sont à comparer au champs numériques 5.16 à 5.18 également obtenus en moyennant l'ensemble des champs utilisés pour le calcul du champ moyen de vitesses du paragraphe 5.2.1.

1^{er} cas : ventilateur à l'arrêt

Sur les figures 5.13 et 5.16 sont représentés les champs de températures relatives issus respectivement de l'expérience et des calculs numériques. Les niveaux obtenus sont sensiblement identiques. On retrouve cependant le léger décalage au niveau de la colonne d'air chaud, ce qui est en accord avec l'écart relevé précédemment au niveau du profil des vitesses.

On remarque également que la température relative de l'air en amont de la plaque chauffante est légèrement supérieure dans le cas de l'expérience. Cet écart provient du cisaillement entre la nappe de retour et la couche d'air frais, situé en amont de la plaque chauffante, qui, dans le cas réel, se traduit par une zone de mélange du fait de la viscosité de l'air. Ce mélange provoque alors un réchauffement de l'air frais par la chaleur contenue dans la nappe de retour. A cela pourrait s'ajouter la diffusion thermique issue de la différence de température entre la nappe de retour et la couche d'air frais. En particulier, dans cette configuration, il est possible que cette diffusion ait le temps de s'établir en amont de la plaque chauffante où les niveaux de vitesse sont particulièrement faibles.

La différence principale entre les deux cas réside essentiellement dans la zone chaude située au niveau du plafond de l'enceinte dans le cas expérimental et qui n'existe pas dans le cas de la simulation numérique. D'ailleurs, on peut se demander d'où provient cet air chaud sachant que la température mesurée dans la zone des courants ascensionnels, présumés alimenter cette partie de l'enceinte, n'excède pas les 6°C. En fait la colonne d'air chaud n'est pas continue sur toute la largeur du canal. Les effets de courants ascensionnels se caractérisent par un ensemble de panaches répartis suivant la dimension transversale du canal. Ce phénomène a pu être mis en évidence en réalisant des mesures tridimensionnelles de températures dans la zone de panache dans le cas sans ventilation. Ces mesures ont été effectuées sur toute la largeur du canal en prenant en chaque point une mesure toutes les deux secondes sur un temps d'intégration de quatre minutes. La figure 5.19 représente la surface d'iso-température 8,4°C issue du champ moyen de températures. On constate que l'écoulement dans le cas expérimental est constitué de deux panaches prédominants situés sur les deux extrémités latérales du canal, puis d'un léger panache dans la partie médiane. Ce sont les deux panaches latéraux qui sont à l'origine de l'air chaud en partie supérieure. En effet, la majeure partie de la chaleur libérée par la plaque est évacuée par ces deux panaches. Ceux-ci atteignent le plafond et sont déviés vers la partie centrale du canal, formant une nappe plus chaude dans la partie supérieure du canal .

Dans le cas de la simulation numérique, l'écoulement moyen est également constitué de deux panaches latéraux et d'un panache central comme le montre la figure 5.20 sur laquelle sont représentés l'iso-température 5°C et les vecteurs vitesse montrant la présence de courants transversaux au niveau du plafond de l'enceinte. Cependant, contrairement au cas expérimental, la chaleur libérée par la plaque chauffante est cette fois évacuée uniformément sur les trois panaches qui ont par conséquent une température plus faible que celle des panaches latéraux dans le cas expérimental comme le montre la figure 5.21. De plus, ces panaches sont plus inclinés vers la trappe d'extraction, et l'air chaud qu'ils transportent est évacué vers la trappe plutôt que vers la nappe de retour.

2^{ème} cas : ventilation $Q_v = 0,00125 \text{ m}^3/\text{s}$

Les températures relatives sont présentées dans cette configuration sur les figures 5.14 et 5.17. On retrouve dans les deux cas une répartition et des niveaux de températures similaires. Cette fois, la différence de température au niveau de la couche d'air frais est moins importante entre les résultats expérimentaux et les calculs numériques. Cela peut s'expliquer par la moindre importance de la nappe de retour qui limite le phénomène de mélange dû au cisaillement. De plus, la vitesse de l'air frais est plus élevée que dans la configuration sans ventilation et l'éventuelle diffusion thermique citée auparavant devient alors moins significative.

Comme dans le cas sans ventilation, la zone chaude située au niveau du plafond de l'enceinte est toujours très marquée car l'extraction d'air dans ce cas ne suffit pas à atténuer les effets thermiques tridimensionnels au sein de l'écoulement.

3^{ème} cas : ventilation $Q_v = 0,002 \text{ m}^3/\text{s}$

Dans ce cas, la nappe de retour est quasi inexistante comme le montrent les résultats précédents sur les champs de vitesses. Il n'y a donc plus de phénomènes de cisaillement et de diffusion thermique prédominants en amont de la plaque chauffante. Ainsi, la pénétration de l'air frais dans l'enceinte est plus importante même dans le cas expérimental. Les figures 5.15 et 5.18 montrent bien cette concordance au niveau des températures relatives.

Dans le cas expérimental, le pic de température dans la partie supérieure droite a fortement diminué car les courants longitudinaux générés par la ventilation l'emportent sur les courants transversaux qui amènent la chaleur contenue dans les panaches latéraux vers la partie centrale.

Température de panache

Sur la figure 5.22 sont représentées les températures relevées au centre du panache central sur un laps de temps de 120 s pour les trois cas étudiés de manière à avoir une vision plus précise de l'écart entre le modèle numérique et l'expérience. On peut constater que dans les trois cas l'écart de température moyen est de l'ordre de 1°C. Ces écarts s'expliquent notamment par la faible amplitude du panache central dans le cas expérimental. On note également que l'amplitude des fluctuations est moins importante pour les mesures expérimentales, ce qui est étudié au paragraphe 5.2.3.

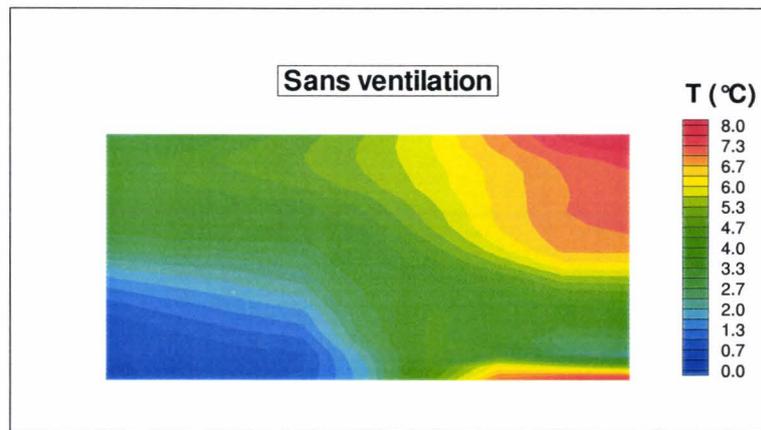


FIG. 5.13: champ de température sans ventilation - expérience

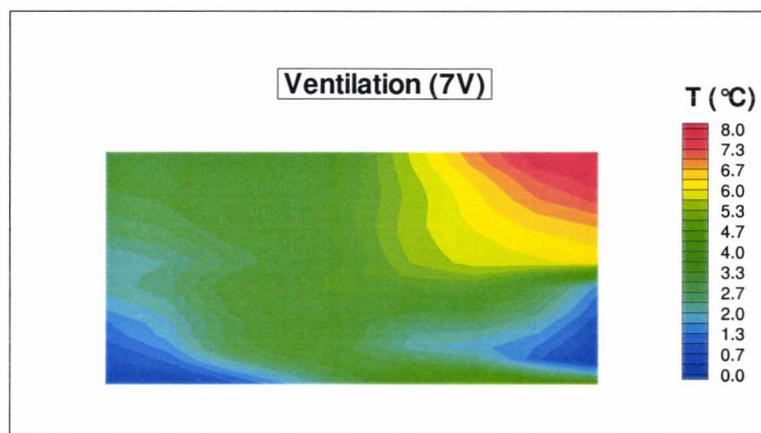


FIG. 5.14: champ de température avec ventilation (7V) - expérience

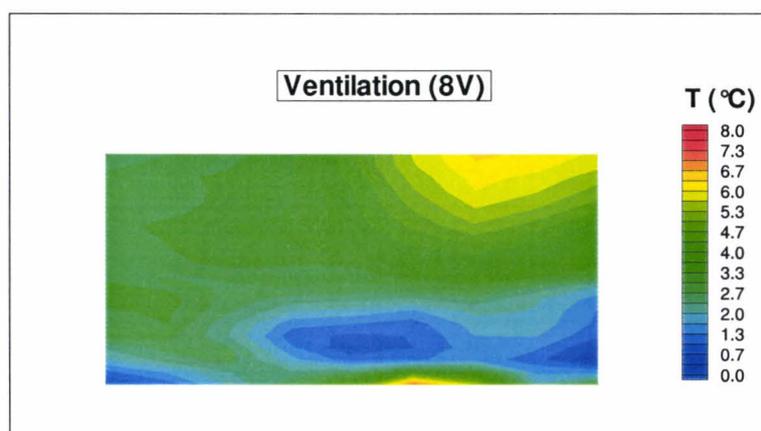


FIG. 5.15: champ de température avec ventilation (8V) - expérience

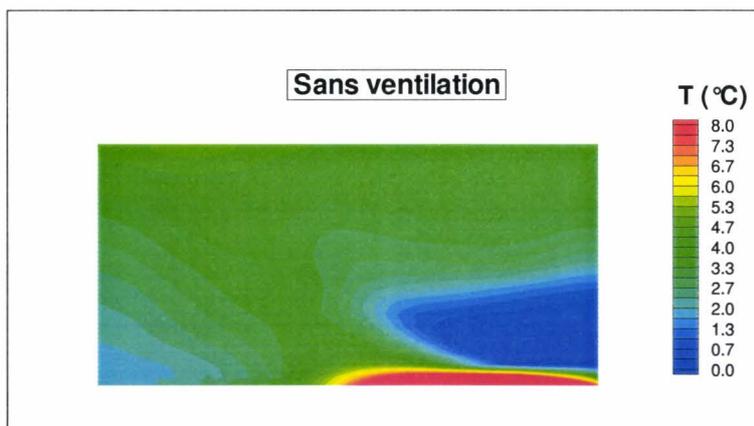


FIG. 5.16: champ de température sans ventilation - numérique

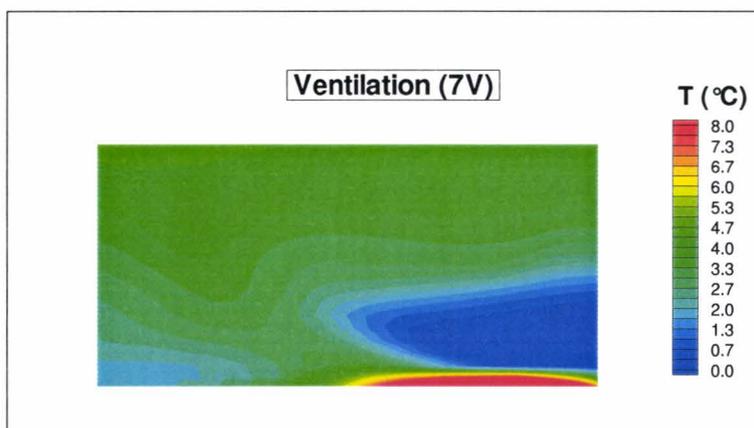


FIG. 5.17: champ de température avec ventilation (7V) - numérique

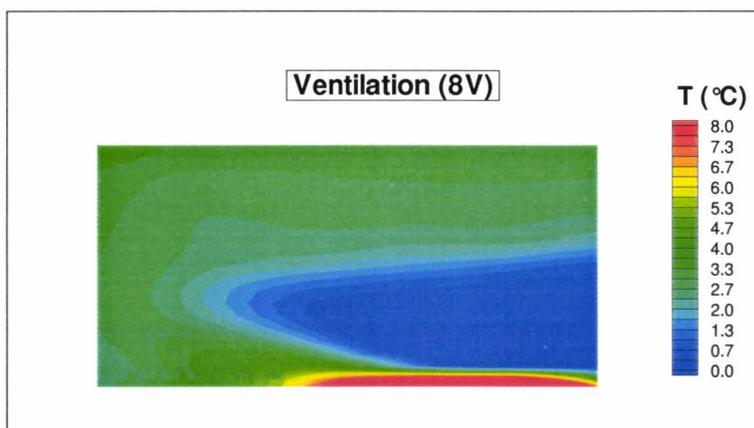


FIG. 5.18: champ de température avec ventilation (8V) - numérique

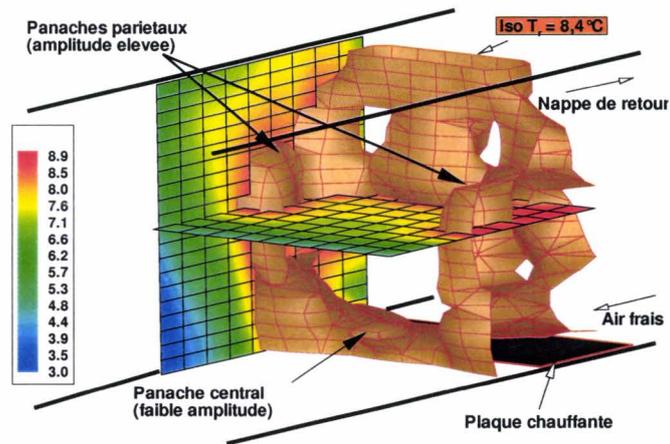


FIG. 5.19: répartition des panaches - expérience

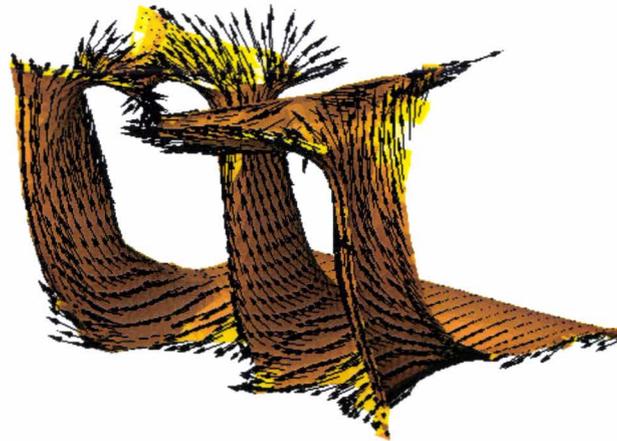


FIG. 5.20: répartition des panaches - écoulements transversaux (numérique)

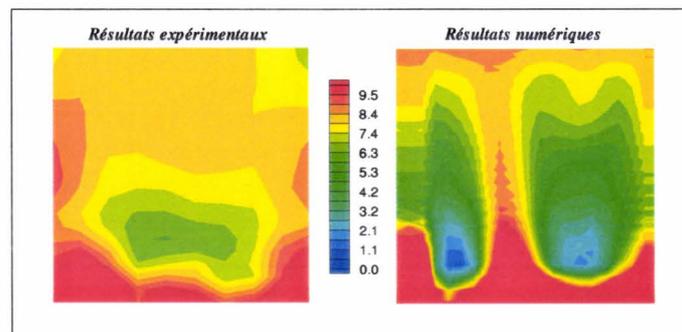


FIG. 5.21: champs de températures transversales

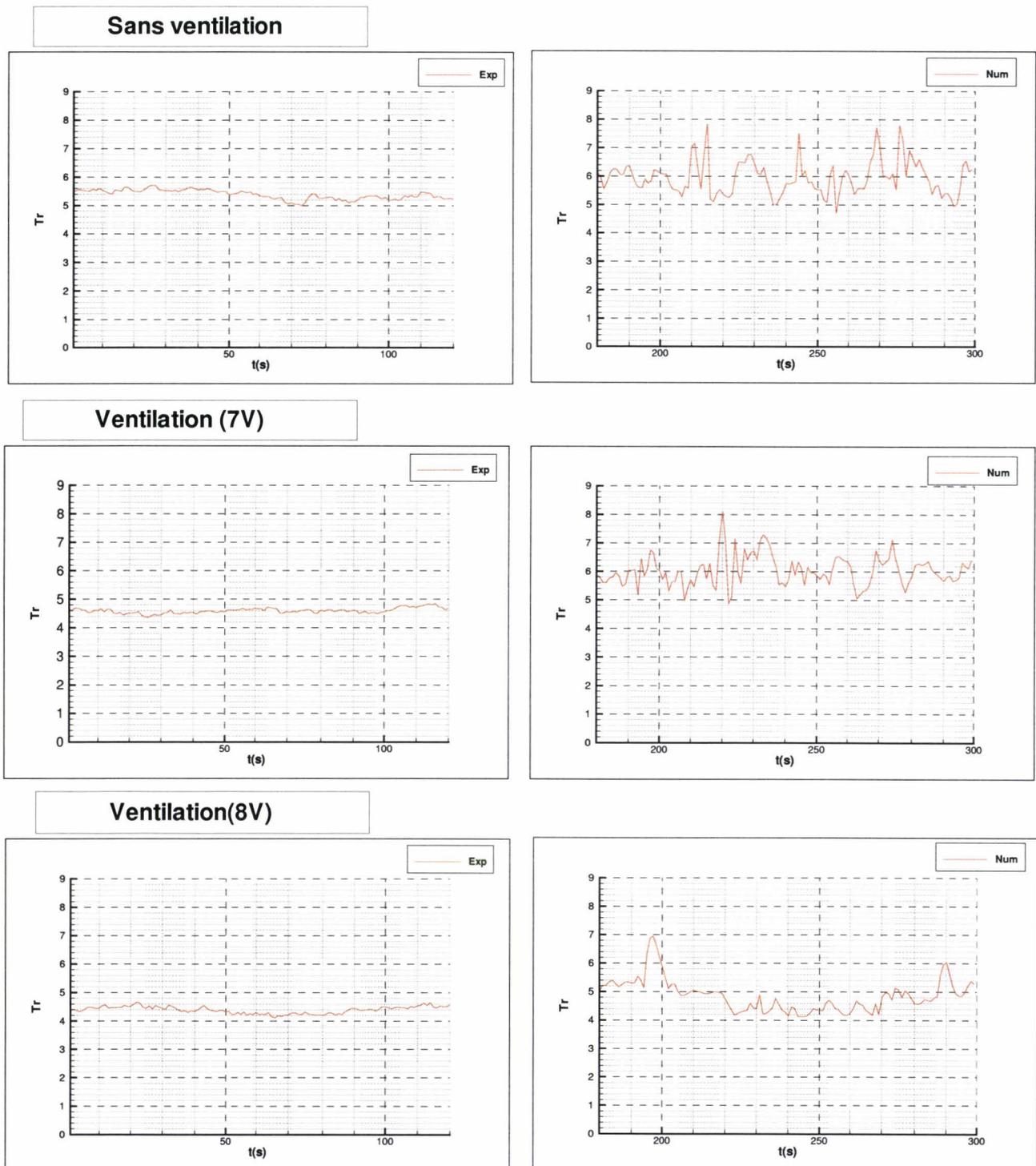


FIG. 5.22: températures au centre du panache central

5.2.3 Mise en évidence des instabilités de panaches

5.2.3.1 Instabilité longitudinale des panaches

Cette instabilité se manifeste par un mouvement de balayage longitudinal des panaches produits par la convection au dessus de la plaque, dans la direction longitudinale. Cela se caractérise par un phénomène de battement au cours du temps se traduisant par une variation de la pente ascensionnelle des panaches. Sur les figures 5.23 et 5.24, on peut visualiser ce phénomène grâce à l'évolution au cours du temps du champ de vitesses et du champ de températures obtenus dans le plan médian lors de la simulation numérique dans le cas 2. Au temps $t = 222$ s le panache s'étend longitudinalement puis, s'élève progressivement jusqu'au temps $t = 234$ s. Les observations faites sur le dispositif expérimental confirment ce processus mais il n'a pas été possible d'en identifier une périodicité. L'établissement de corrélations spatio-temporelles des fluctuations permettrait peut-être de dégager des informations complémentaires, mais cela sort du cadre de notre étude.

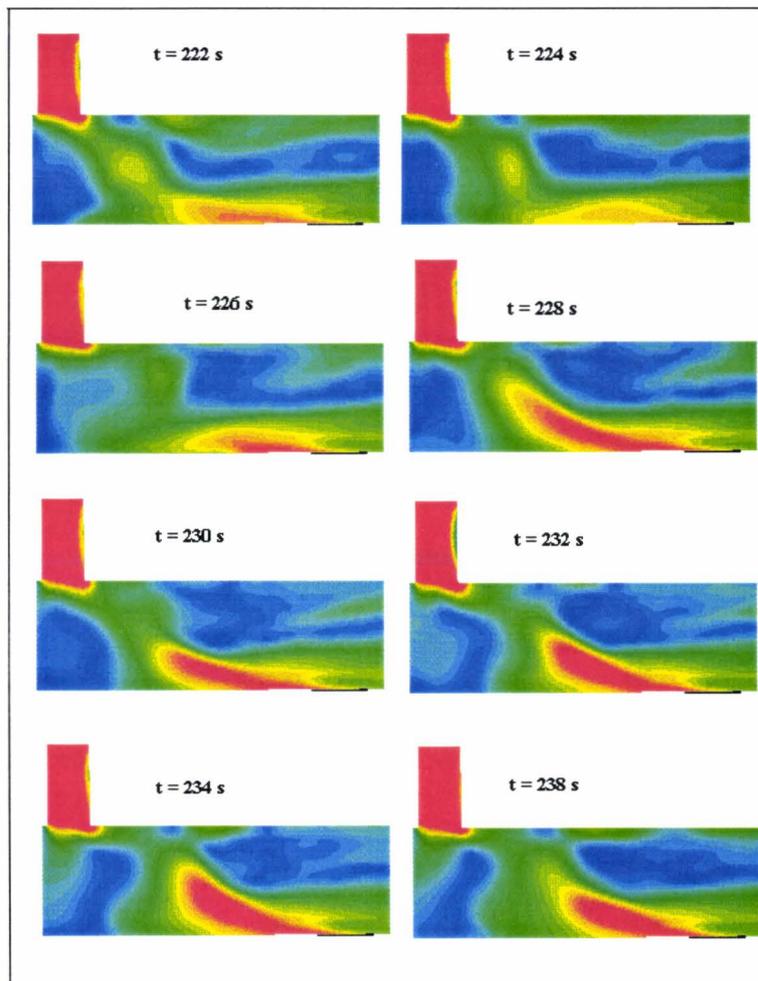


FIG. 5.23: balayage sur la vitesse

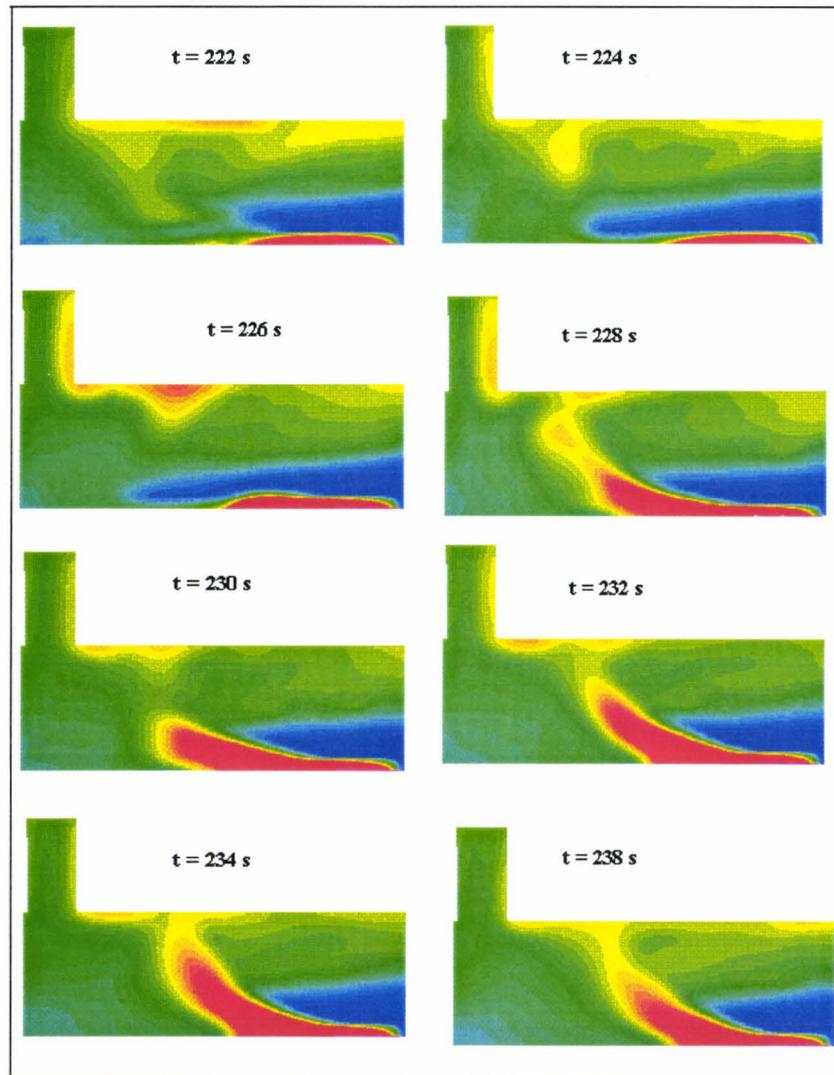


FIG. 5.24: balayage sur la température

5.2.3.2 Instabilité transversale des panaches

L'analyse tridimensionnelle des champs de température du paragraphe 5.2.2 a permis de montrer que l'écoulement moyen est caractérisé par deux panaches latéraux et un panache central, que ce soit dans le cas expérimental ou dans le cas numérique. Cependant, la position transversale de ces panaches n'est pas stable et l'on peut observer au cours du temps un décollement des panaches latéraux des parois longitudinales ainsi qu'une dissymétrie de l'écoulement issu du déplacement du panache central dans la direction transversale.

Ce phénomène est observé sur les figures 5.25 et 5.26 représentant l'évolution de la température au cours du temps le long d'une ligne transversale située à 15 cm de la plaque et à une hauteur de 5 cm dans les cas expérimental et numérique. Cette ligne a été choisie de manière à ce qu'elle soit en permanence en contact avec les panaches. Les surfaces obtenues mettent de nouveau en évidence la présence de trois panaches avec une différence notable entre les deux cas au niveau du

panache central. Sur les figures représentées ici, il est surtout intéressant de souligner les déplacements transversaux décrits par les panaches dans le temps qui se traduisent par une évolution de la température mesurée ou calculée suivant cette direction au cours du temps. On peut remarquer que l'amplitude des oscillations transversales des panaches peut atteindre 10 cm.

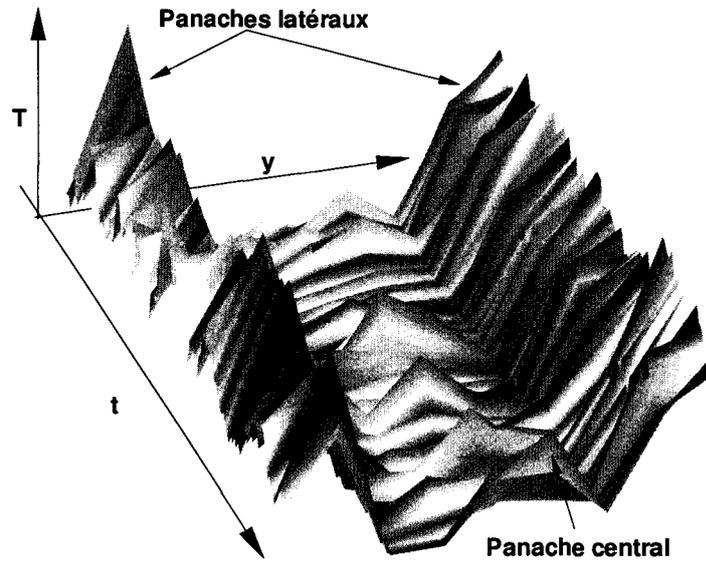


FIG. 5.25: évolution de la température - cas expérimental

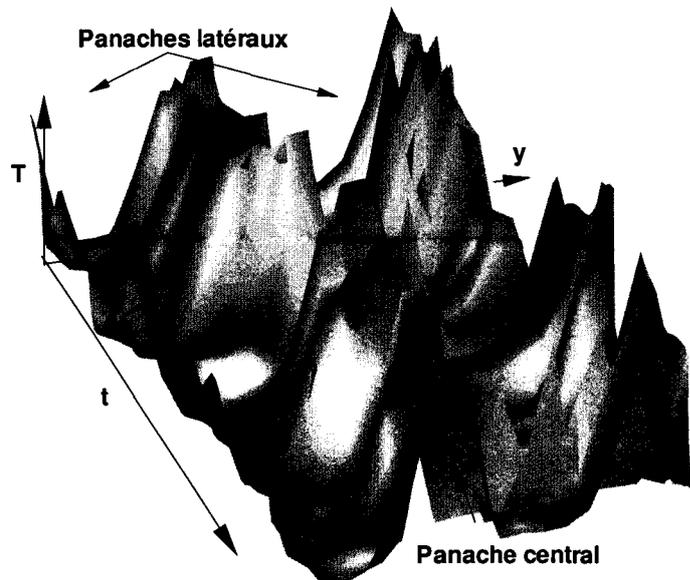


FIG. 5.26: évolution de la température - cas numérique

5.2.3.3 Analyse des fluctuations de température sur le plan médian

Dans ce paragraphe, l'objectif est de quantifier l'amplitude des fluctuations de température provoquées par les instabilités de panache. Dans le cas expérimental, cette amplitude est obtenue à partir des mesures de températures énoncées dans le paragraphe 5.2.2 sur un temps d'acquisition de 120 s. Sur ce temps d'acquisition, on peut relever une température maximale T_{max} et une température minimale T_{min} atteinte en chaque point de mesure. La différence de ces deux températures, notée ΔT , donne une mesure de l'amplitude des fluctuations en chaque point et, par conséquent, l'étendue de la zone de balayage.

$$\Delta T = T_{max} - T_{min} \quad (5.2)$$

Dans le cas des calculs numériques, le champ des fluctuations est obtenu de manière identique aux mesures expérimentales en calculant la différence ΔT sur l'ensemble des champs de température calculés au cours du temps.

1^{er} cas : ventilateur à l'arrêt

Les figures 5.27 et 5.30 montrent les fluctuations de température ΔT relevées au cours des mesures et évaluées par le calcul numérique. Ces résultats semblent a priori satisfaisants aussi bien sur les niveaux obtenus que sur la répartition de la zone d'instabilité. Toutefois, on notera que cette zone est légèrement moins étendue dans le cas des mesures expérimentales car la dissipation visqueuse, présente dans le cas réel, amortit l'effet de balayage. On peut également mettre en cause le temps de réponse des thermocouples utilisés pour les essais expérimentaux qui a pour conséquence un amortissement des fluctuations de température mesurée.

2^{eme} cas : ventilation $Q_v = 0,00125 \text{ m}^3/\text{s}$

Sur les figures 5.28 et 5.31, la simulation numérique ne montre pas de nette différence par rapport à la configuration précédente. Par contre, on constate une diminution de la zone d'instabilité pour les mesures expérimentales du fait de l'augmentation de l'amortissement visqueux avec la vitesse.

3^{eme} cas : ventilation $Q_v = 0,002 \text{ m}^3/\text{s}$

Au niveau de la zone d'instabilité repérée par les résultats des figures 5.29 et 5.32, on retrouve les mêmes conclusions que celles énoncées dans la configuration précédente. Néanmoins, il commence à apparaître une légère atténuation de cette zone dans le cas de la simulation numérique. En effet, les écoulements instables générés par la convection naturelle ont tendance à disparaître lorsque le débit de ventilation augmente. Si on élevait fortement ce débit, le phénomène de balayage finirait par disparaître complètement car les écoulements stables générés par la ventilation atténueraient les écoulements instables dus à la convection naturelle.

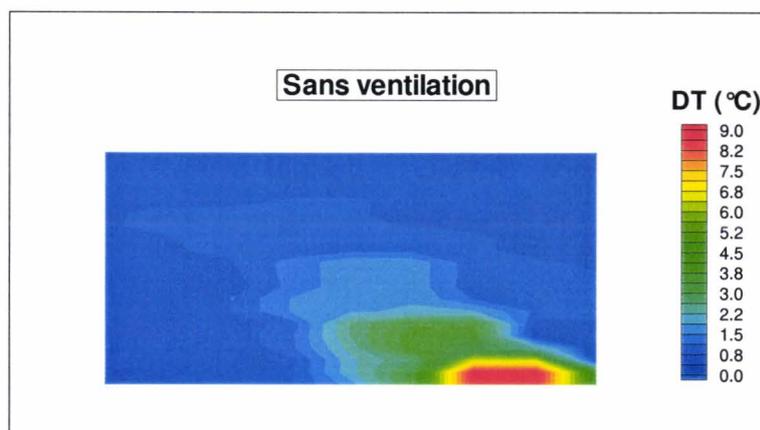


FIG. 5.27: fluctuation de température sans ventilation - expérience

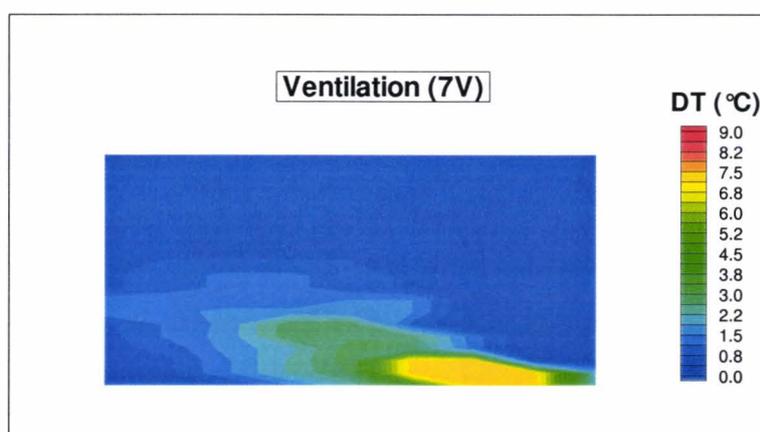


FIG. 5.28: fluctuation de température avec ventilation (7V) - expérience

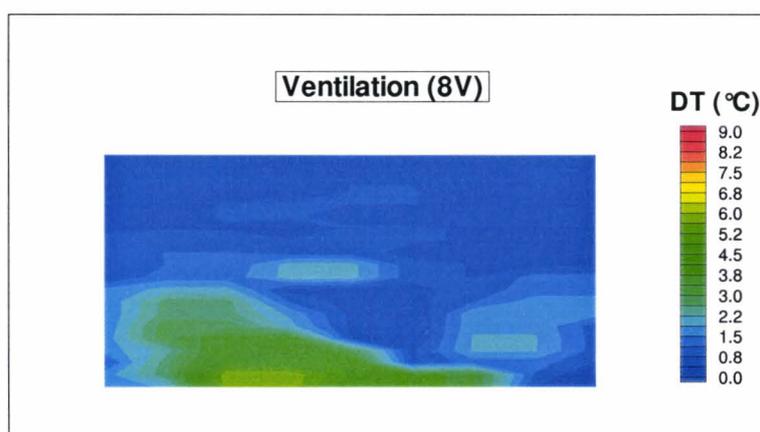


FIG. 5.29: fluctuation de température avec ventilation (8V) - expérience

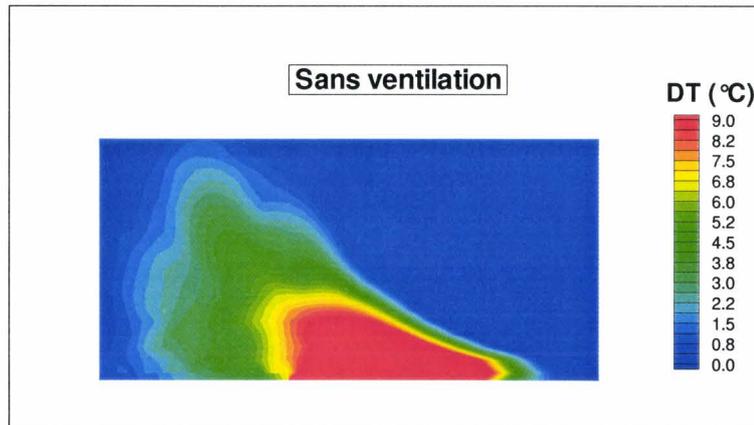


FIG. 5.30: fluctuation de température sans ventilation - numérique

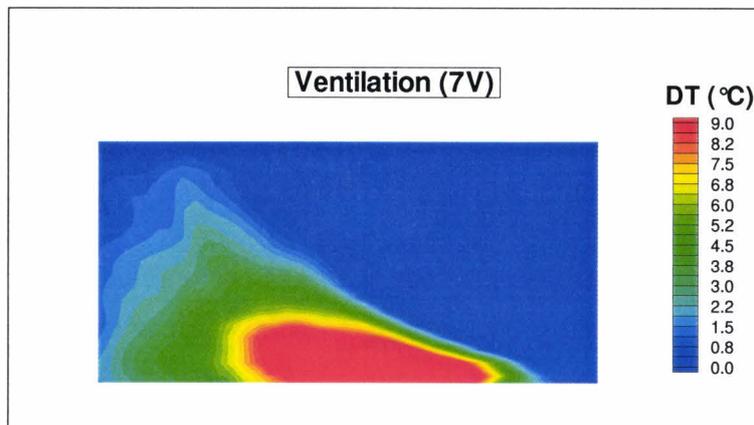


FIG. 5.31: fluctuation de température avec ventilation (7V) - numérique

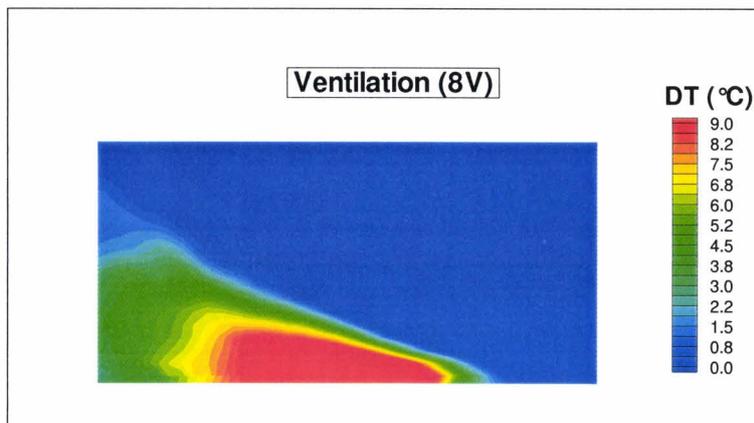


FIG. 5.32: fluctuation de température avec ventilation (8V) - numérique

5.3 Conclusion

Cette étude a mis en évidence les capacités ainsi que les limites du modèle développé dans le chapitre 4. De manière générale, les résultats sont concluants puisque, quelle que soit la configuration étudiée, on retrouve des profils et des niveaux de vitesses et de températures similaires entre les mesures expérimentales et les calculs numériques. De plus, les principaux phénomènes, comme les courants ascensionnels décrits par des panaches instables générés par la convection naturelle, la présence d'une nappe de retour d'air chaud dans le cas d'une faible ventilation et la modification des profils engendrée par l'action d'une ventilation, coïncident dans les deux cas.

Cependant, il existe des différences notables entre les mesures et les résultats de la simulation. En effet, le type d'écoulement étudié dans ce chapitre est caractérisé dans le cas réel par divers phénomènes schématisés sur la figure 5.33. On a vu que le mélange produit par le cisaillement et la diffusion thermique en amont de la plaque chauffante étaient responsables du réchauffement de la couche d'air frais mais également du ralentissement de la nappe de retour en direction de la section ouverte de l'enceinte. Dans la formulation des équations calculées dans la simulation numérique, les effets diffusifs ne sont pas représentés et il n'est donc pas possible de retrouver ces deux phénomènes non négligeables en l'absence ou dans le cas d'une faible ventilation. En effet, la nappe de retour d'air chaud est importante lorsque l'écoulement est entièrement généré par la convection naturelle. On a vu que cela se manifestait entre les résultats numériques et les mesures expérimentales par une différence d'épaisseur de la nappe de retour et aussi par un écart de température de l'air situé en amont de la plaque chauffante lorsque la ventilation est faible. Par contre, ces écarts s'atténuent lorsque la ventilation augmente du fait de la disparition de la nappe de retour.

Concernant les instabilités de l'écoulement généré par la convection naturelle, on a vu qu'elles se caractérisaient par un balayage longitudinal et transversal des panaches thermiques issus de la convection naturelle. On a pu observer également que l'amplitude des fluctuations de température est surestimée dans la simulation numérique car les effets visqueux, qui amortissent ces instabilités, ne sont pas pris en compte dans le modèle. Il faut également insister sur le temps de réponse des thermocouples qui n'est pas adapté à la mesure des fluctuations de températures de courtes durées. Leur amplitude effective n'est donc pas mesurable avec les moyens utilisés dans le cas expérimental. Pour compléter l'analyse des instabilités du paragraphe 5.2.3, il serait intéressant de réaliser une analyse statistique ainsi qu'une analyse de Fourier à partir de données expérimentales et numériques plus fines et plus étalées dans le temps mais cela dépasse le cadre de cette étude.

Bien que des écarts existent, ils n'apparaissent pas comme un défaut majeur du modèle numérique. En effet, les écoulements étudiés ici sont des écoulements extrêmes dans le sens où les vitesses restent faibles et les effets dus à la convection naturelle et à la diffusion prennent une place importante. Dans le cas des stations de métro, ce type de configuration n'est pas autant marqué puisqu'il existe toujours un courant d'air issu d'une rame en circulation ou d'un système de ventilation qui permet d'augmenter les mouvements convectifs et, par conséquent, de limiter l'importance des effets diffusifs.

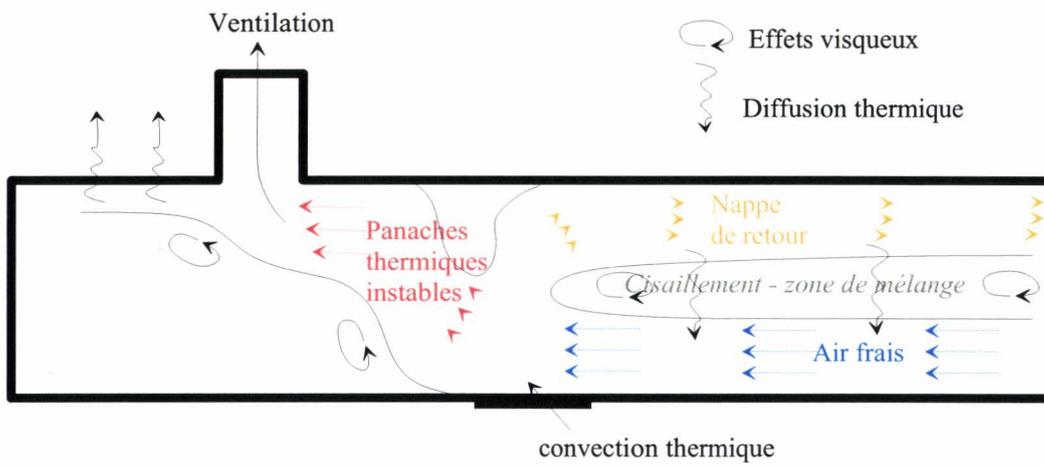


FIG. 5.33: effets rencontrés au sein de l'écoulement

Chapitre 6

Application à l'étude thermique et aéraulique d'une station de métro

Dans ce chapitre, il s'agit de mettre en évidence les capacités du modèle numérique à simuler les principaux phénomènes thermiques et aérauliques intervenant dans les stations de métro. Ces simulations vont du cas simple d'une rame à l'arrêt en station libérant la chaleur produite par ses rhéostats au cas complexe du scénario type d'exploitation d'une station faisant intervenir le modèle dans son intégralité : application de la technique des maillages glissants et couplage unidimensionnel-tridimensionnel entre la station et les tunnels. Dans chacun des cas, on insistera sur la cohérence de la modélisation en fournissant une interprétation physique des résultats obtenus.

6.1 Description de la station Simplon du métro Parisien

6.1.1 Caractéristiques géométriques

Cette station a déjà été présentée au chapitre 1. C'est une station type du métropolitain parisien que l'on peut rencontrer sur la ligne 4 de la Porte de Clignancourt à la Porte d'Orléans. Elle a déjà fait l'objet de nombreuses mesures de vitesses et de températures comme celles décrites au paragraphe 1.5.

La géométrie de cette station est à nouveau représentée à la figure 6.1. Elle est constituée d'une section principale caractérisée par deux quais de longueur 100 m relatifs aux deux voies empruntées par les rames. L'architecture de cette section est décrite par un plafond voûté de profil elliptique. Chaque quai est relié par un escalier au hall d'accès à la station situé à un niveau supérieur. Ce hall se termine également par deux escaliers permettant de sortir de la station par les deux côtés du boulevard Ornano. Un escalator est également à la disposition des usagers du quai 2 afin d'accéder directement à l'extérieur de la station. Les positions B, D, F et G relatives aux points de mesure en station présentées au paragraphe 1.5 sont répertoriées sur la figure 6.1 car elles seront utilisées au paragraphe 6.5 pour illustrer l'évolution locale de la température calculée.

La station est reliée à deux tunnels, l'un allant dans la direction Porte d'Orléans pour rejoindre la station Marcadet-Poissonniers (tunnel 1 : l = 400 m) et l'autre dans la direction du terminus à la Porte de Clignancourt (tunnel 2 : l = 471 m). Ces tunnels sont également dotés d'une paroi voûtée de forme elliptique.

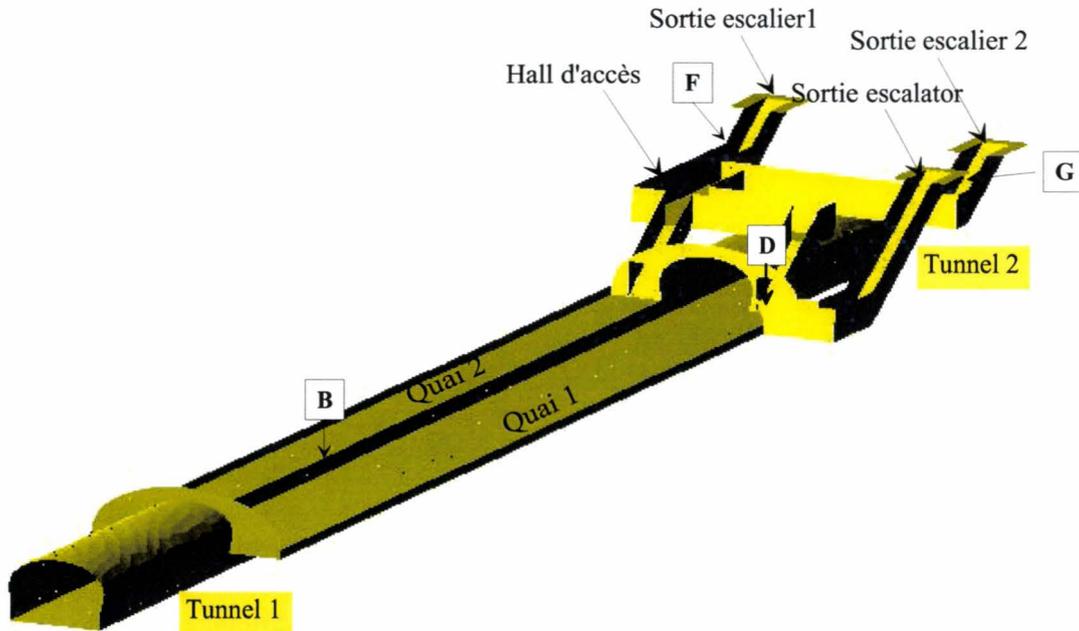


FIG. 6.1: station Simplon - ligne 4 du métro Parisien

6.1.2 Caractéristiques d'exploitation

6.1.2.1 Les rames de métro

Les rames de métro qui circulent sur cette ligne sont les MP59. Elles ont une longueur de 90,39 m pour une surface au vent de 5,71 m². Ces rames sont constituées de deux motrices à chacune de leurs extrémités et de deux remorques dans leur partie centrale comme le montre la figure 6.2. Chaque motrice, représentée sur la figure 6.3, est équipée de deux bogies bi-moteur, montés sur pneumatiques, et d'une série de rhéostats, placés en dessous de caisse, permettant de répartir et de réguler la tension d'alimentation des quatres moteurs de la motrice. La puissance maximale totale de la rame est de 4 moteurs×4 motrices×110 kW, soit 1760 kW mais elle ne consomme en moyenne qu'une puissance de 400 kW. Les rhéostats, composés de résistances électriques, constituent la source principale de chaleur libérée par les rames.

La cinématique moyenne d'une rame entre deux stations peut être décomposée en trois phases :

1. phase de départ à accélération constante : $a = 1,4 \text{ m/s}^2$
2. phase de déplacement à vitesse constante : $V = 15 \text{ m/s}$
3. phase d'arrivée à accélération constante : $a = -1,4 \text{ m/s}^2$

Chacune des deux voies accueille entre 5 et 27 rames par heure suivant l'affluence des usagers et ceci pour un total de 317 rames par jour. Ainsi, en heure de pointe, le délai entre deux rames n'est que de 160 s.

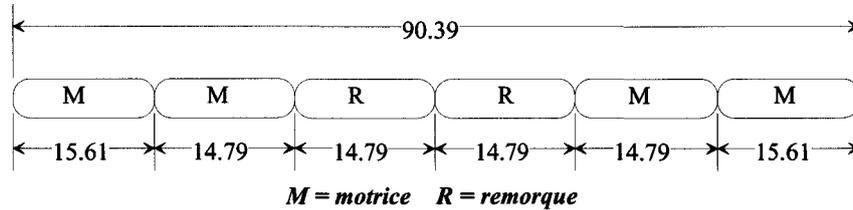


FIG. 6.2: disposition d'une rame MP59

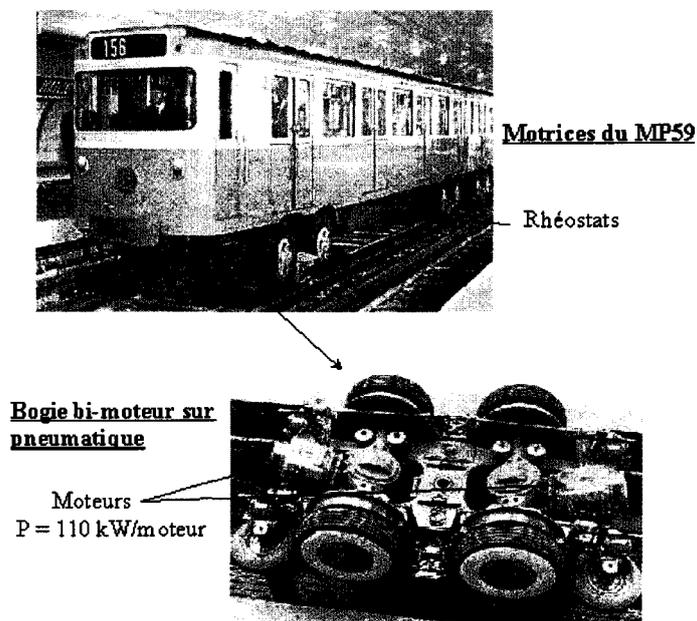


FIG. 6.3: motorisation des rames MP59

6.1.2.2 La ventilation

La station Simplon ne dispose pas de système de ventilation propre. L'aération de la station est en fait assurée par les courants d'air générés par la circulation des rames mais également par les systèmes de ventilation présents en inter-station situés à mi-parcours dans les tunnels. En général, ces systèmes fonctionnent comme des extracteurs d'air mais, dans le cas de la station Simplon, les dispositifs de ventilation insufflent de l'air à des débits valant $60 \text{ m}^3/\text{s}$ pour le tunnel 1 et $40 \text{ m}^3/\text{s}$ pour le tunnel 2 (cf figure 6.1).

6.2 Étude d'une rame à l'arrêt en station

Le modèle a été appliqué à une configuration simple avec une rame à l'arrêt équipée de quatre rhéostats de 10m^2 et à une température de 300°C , placés en dessous de caisse de chacune des voitures motrices (Waymel et al., 2001). La méthode SIMPLE est utilisée en prenant en compte l'ensemble des phénomènes de compressibilité qui impose un pas de temps dépendant de la vitesse du son. Il n'est pas nécessaire de recourir à la technique des maillages glissants pour ce cas, le maillage est donc constitué d'un domaine unique.

Deux cas ont été considérés, suivant le type de fonctionnement des systèmes de ventilation des tunnels afin de souligner l'importance du mode de ventilation sur la dissipation de la chaleur issue des rhéostats :

1. Extraction : la circulation d'air est dirigée de la station vers le tunnel. La vitesse de l'air aux deux extrémités de la station est de 1 m/s .
2. Insufflation : la circulation d'air est dirigée du tunnel vers la station. La vitesse de l'air aux deux extrémités de la station est de 1 m/s .

La direction de l'écoulement étant inconnue et variable aux accès extérieurs de la station, par les escaliers ou l'escalator, des conditions hybrides y sont appliquées. La température extérieure est fixée à 20°C et la pression à 1 atm . Initialement, l'air de la station est au repos et à une température de 20°C . La simulation a été menée sur une durée totale de 45 secondes, ce qui représente un temps de calcul de une semaine sur une station Compaq XP1000.

L'évolution du débit masse aux différentes sorties de la station, compté positivement s'il est entrant, et de la puissance débitée par les rhéostats est présentée aux figures 6.4 et 6.5 pour les deux types de ventilation de tunnel. Cette puissance est calculée à partir des termes source d'enthalpie calculés sur les parois des rhéostats.

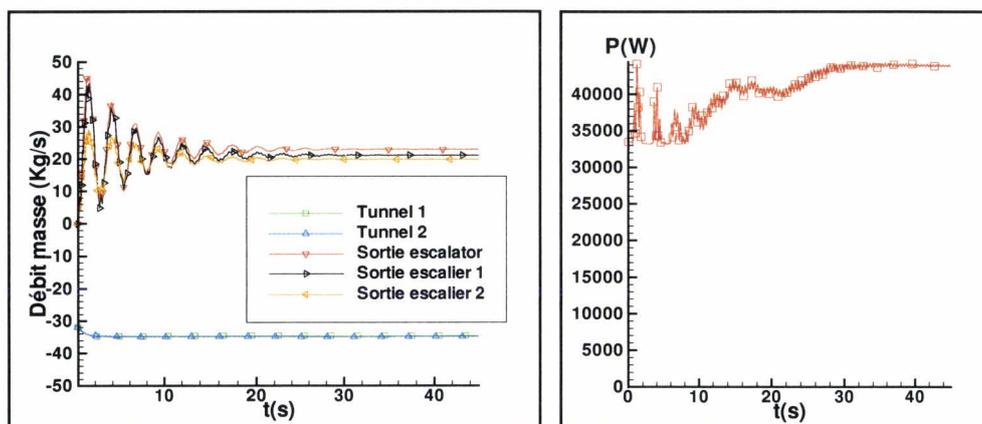


FIG. 6.4: débit aux sorties et puissance débitée aux rhéostats – Extraction

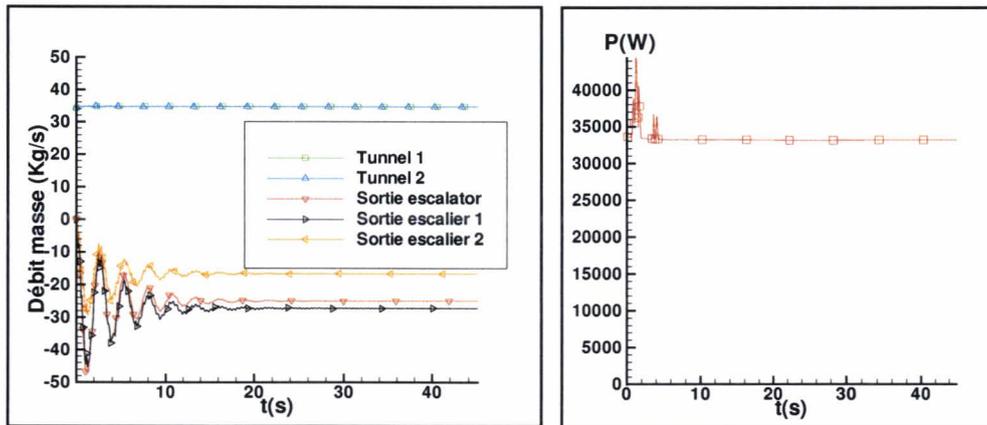


FIG. 6.5: débit aux sorties et puissance débitée aux rhéostats – Insufflation

On constate la présence d'oscillations importantes du débit aux accès extérieurs durant les vingt premières secondes. Celles-ci sont dues à la propagation d'ondes de pression générées par la discontinuité initiale de la vitesse de l'écoulement à la jonction avec le tunnel. L'ampleur de ces fluctuations ne va cependant pas jusqu'à l'inversion du sens de l'écoulement, qui est toujours entrant pour l'extraction et sortant pour l'insufflation. Au cours du temps, ces oscillations sont amorties jusqu'à ce que s'établisse le régime stationnaire, pour lequel on vérifie bien que le débit net s'annule.

On retrouve la trace des fluctuations de l'écoulement dans l'évolution des puissances dissipées par les rhéostats, mais de manière nettement plus significative dans le cas de l'extraction, pour laquelle la puissance en régime stationnaire est également plus élevée que dans le cas de l'insufflation.

Les différences entre les deux types de ventilation se retrouvent aussi dans les champs de température calculés après 45 secondes, c'est-à-dire en régime stationnaire, représentés aux figures 6.6 et 6.7 dans un plan horizontal situé à la hauteur des quais en dessous des rhéostats. Si les niveaux de température sont proches, on remarque néanmoins des différences significatives dans leur répartition, plus particulièrement aux deux extrémités de la station.

Une analyse détaillée des deux configurations a permis de donner une explication à ces différences. Les rhéostats sont placés en dessous des voitures, situées elles-même en bord de quai. Par conséquent, la situation est celle d'une source chaude placée en partie supérieure d'un espace relativement confiné, et les échanges de chaleur par convection naturelle sont faibles. Par ailleurs, si une circulation d'air plus importante est assurée, les transferts par convection sont plus efficaces. Cette circulation est présente au démarrage du train et les mesures en station ont bien montré une élévation notable de la température en bord de quai juste après le départ du train. Dans le cas présent, où la rame reste à l'arrêt, les mouvements d'air sont principalement liés à la ventilation en tunnel et aux courants d'air qu'elle provoque dans les couloirs et les escaliers d'accès.

Comme la configuration de la station est différente à ses deux extrémités, il convient de les

considérer séparément. Tout d'abord, le côté opposé aux accès à la station, où se trouve l'avant de la rame, montre la trace d'air plus chaud se dirigeant du quai vers le tunnel dans le cas de l'extraction. Ceci est dû à l'écoulement d'air passant de la station vers le tunnel ; cet effet est encore conforté par la réduction de section entre la station et le tunnel, se traduisant par une accélération de l'air et un meilleur balayage, même sous la caisse. Dans le cas de l'insufflation, on ne peut bien entendu s'attendre à un comportement similaire, puisque la circulation d'air est dirigée du tunnel vers la station. On observe tout de même une élévation de température à l'aval du deuxième rhéostat, qui est à mettre au crédit de la ventilation d'insufflation. Cette élévation reste plus limitée que dans le cas de l'extraction car elle ne s'accompagne pas d'une accélération mais bien d'une décélération du courant d'air lorsqu'il entre dans la station.

Les différences sont encore plus marquées vers l'arrière de la rame, principalement à cause des accès aux voies qui se trouvent de ce côté. Pour s'en convaincre, considérons les champs de vitesse calculés dans cette zone et illustrés à la figure 6.8 pour les deux types de ventilation.

Dans le cas de l'extraction, l'air qui passe dans le tunnel aux deux extrémités de la station provient intégralement des deux escaliers d'accès aux voies et de l'escalator de sortie situé sur le quai opposé à la rame. Comme la section des couloirs est largement inférieure à celle du tunnel, l'air y atteint des vitesses relativement élevées et la sortie sur le quai du côté de la rame envoie un jet d'air frais dirigé sur la voiture arrière. Cette circulation importante se traduit par un meilleur échange de chaleur entre le rhéostat et l'air qui le balaie et est marquée par la sortie d'air plus chaud du côté opposé de la voiture, comme on peut le voir sur la figure 6.6. Dans le cas de l'insufflation, par contre, le courant d'air est dirigé de la station vers l'extérieur et la circulation autour des rhéostats est moins bien assurée.

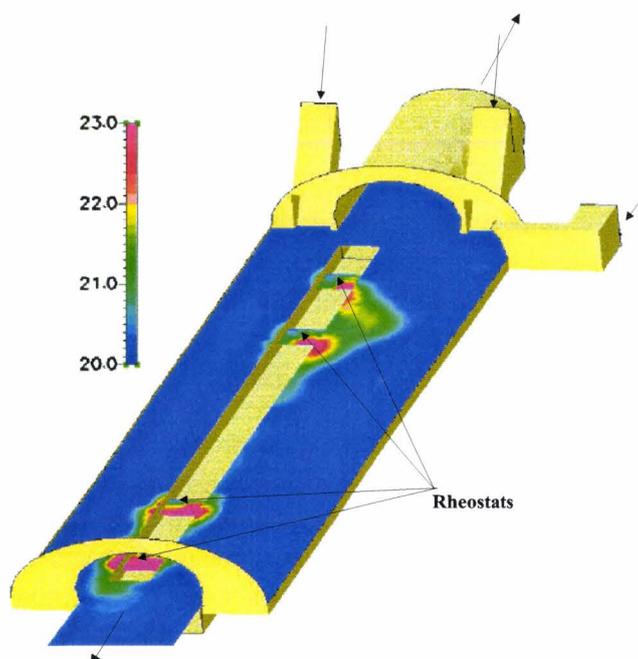


FIG. 6.6: champ de température – Extraction

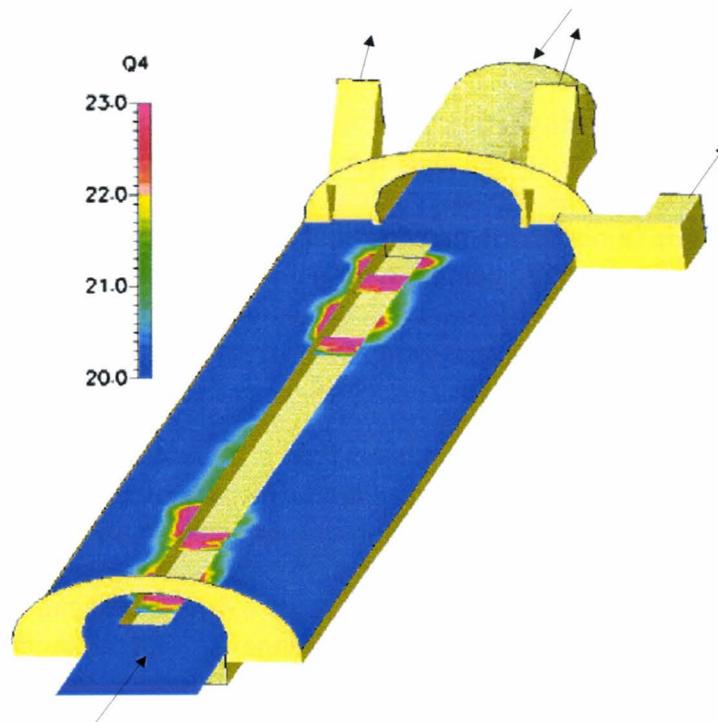


FIG. 6.7: champ de température – Insufflation

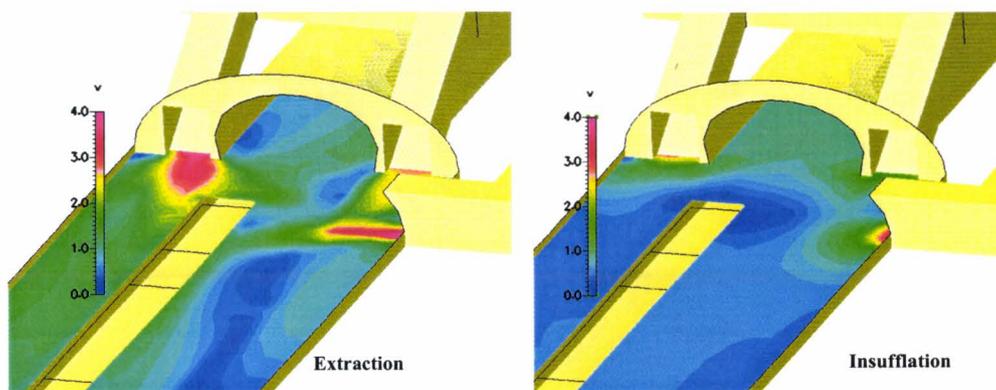


FIG. 6.8: champs de vitesse au voisinage des escaliers

6.3 Étude du passage d'une rame en station

Le but est ici de mettre à l'épreuve la technique des maillages glissants en vérifiant la bonne gestion des différents blocs du maillage ainsi que la cohérence des résultats obtenus. Dans cette application, l'écoulement est considéré comme incompressible, ce qui a pour avantage l'augmentation du pas de temps de la résolution numérique. Par contre, les ondes de pression ne sont pas modélisées par cette méthode mais, compte tenu des vitesses peu élevées des rames de métro, celles-ci ne sont pas prépondérantes. Pour les calculs, la méthode SIMPLE est donc utilisée en formulation incompressible ; le pas de temps associé ne dépend donc plus de la vitesse du son mais uniquement de la vitesse locale du fluide.

Le maillage utilisé est constitué des trois blocs représentés sur la figure 6.9 et comporte au total 30039 cellules. Tout comme l'application précédente, seule une partie des tunnels est représentée dans la prolongation du maillage tridimensionnel de la station. Les frontières amont et aval, correspondant en pratique aux jonctions avec les tunnels, sont considérées ici comme des entrées-sorties à l'air libre sur lesquelles sont appliquées des conditions hybrides. Par conséquent, les circulations d'air et les effets thermiques générés par la rame en tunnel ne sont pas modélisés dans cette partie et seuls le déplacement et le stationnement de la rame dans la station sont décrits dans les résultats obtenus.

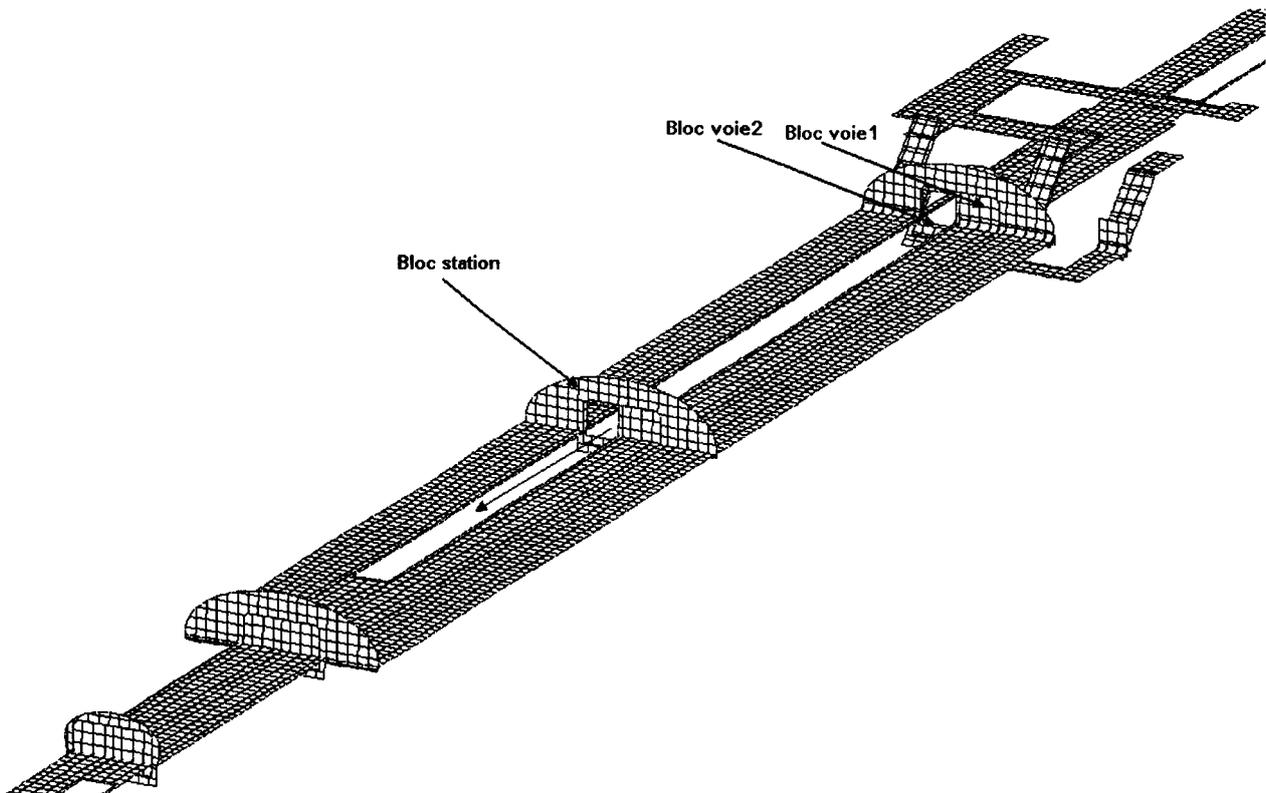


FIG. 6.9: maillage cartésien de la station

Etant donné la cinématique des rames en inter-stations, le passage de la rame en station se décompose en trois phases :

- phase d'arrivée comportant un déplacement à vitesse constante $V = 15$ m/s suivie de la décélération pour atteindre la vitesse nulle en station au temps $t = 15$ s.
- phase d'arrêt en station de 25 s.
- phase de départ marquée par une accélération de la vitesse nulle à la vitesse V_{tun} suivie d'un déplacement à vitesse constante $V = 15$ m/s.

La rame en circulation arrive par le tunnel 2 et repart dans le tunnel 1. Les calculs sont réalisés à partir du temps $t = 0$ s sur une durée de 90 s, permettant ainsi de simuler entièrement le passage de la rame. La température initiale est de 20°C et l'air est au repos. Le temps de calcul pour cette simulation est de l'ordre de 30 h.

6.3.1 Caractéristiques de l'écoulement

Les niveaux de vitesse et les vecteurs vitesse générés par la rame lors de la phase d'arrivée à 9 s avant l'arrêt complet en station et lors de la phase de départ 10 s après le démarrage sont représentés aux figures 6.10 et 6.11 sur deux plans de coupe horizontaux, à hauteur du quai et du hall d'accès. De manière générale, on constate que la circulation de la rame en milieu confiné est caractérisée par un effet piston provoqué par le nez de la rame. Cet effet est marqué par une surpression au niveau du nez de la rame qui chasse l'air vers l'amont du train mais aussi sur les côtés et vers l'arrière. Cette caractéristique est bien représentée lors de la phase d'arrivée sur la figure 6.10 avec l'apparition de circulations d'air atteignant 0,7 m/s devant la rame et 1,5 m/s sur les côtés. Lors de cette phase d'arrivée, les écoulements dans les couloirs d'accès sont tous dirigés vers les sorties.

Il existe également un phénomène d'aspiration créé par la dépression située au niveau de la queue du train et qui accentue la circulation d'air du nez vers la queue de la rame. Ce phénomène est marqué par l'apparition d'un sillage important à l'arrière du train que l'on peut observer sur la figure 6.11. Lors de la phase de départ, cette dépression provoque également un écoulement entrant au niveau des accès extérieurs, ce qui peut avoir pour effet une gêne importante en hiver en particulier pour les usagers sortant de la station.

Les apports de chaleur sont marqués par la convection autour des quatre rhéostats de la rame. Lors de la phase d'arrivée, cette chaleur est contenue dans un matelas situé en dessous de caisse représenté par les résultats de la figure 6.12 sur laquelle est représentée l'iso-température 22,5°C ; cette observation rejoint les hypothèses énoncées dans le paragraphe 1.5. Ce matelas est partiellement entraîné par la rame pour ensuite être libéré à l'arrière du train. Lorsque la rame est à l'arrêt, une partie de la chaleur accumulée dans le matelas et les rhéostats est alors évacuée par convection mixte sur les cotés de la rame pour se retrouver ensuite sur les quais de la station comme le montre la figure 6.13. Sur la figure 6.14, on peut observer les résultats obtenus lorsque la rame quitte la station. Ce départ est accompagné d'une évacuation importante de la chaleur contenue dans le matelas vers l'arrière de la rame.

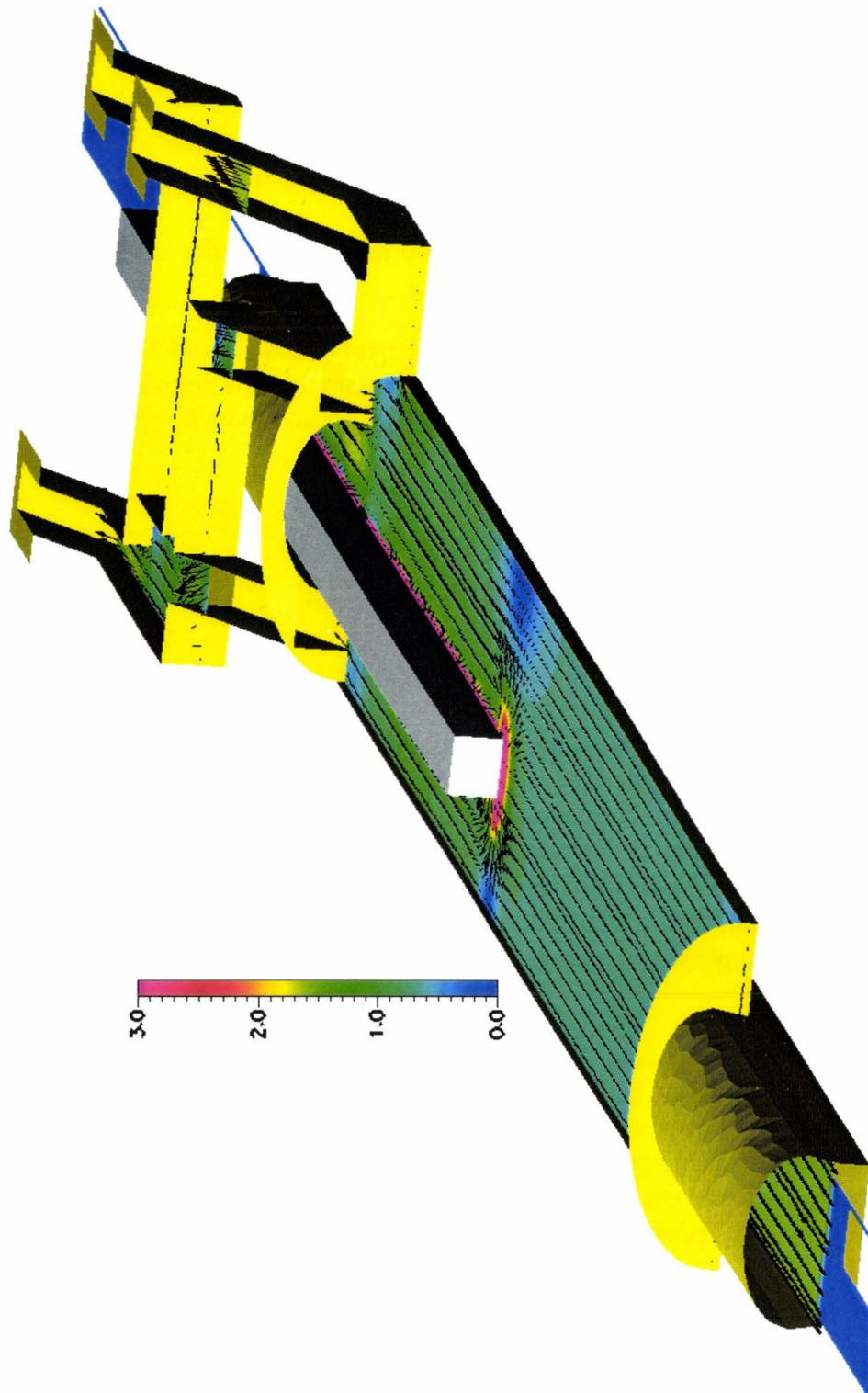


FIG. 6.10: vitesses en phase d'arrivée

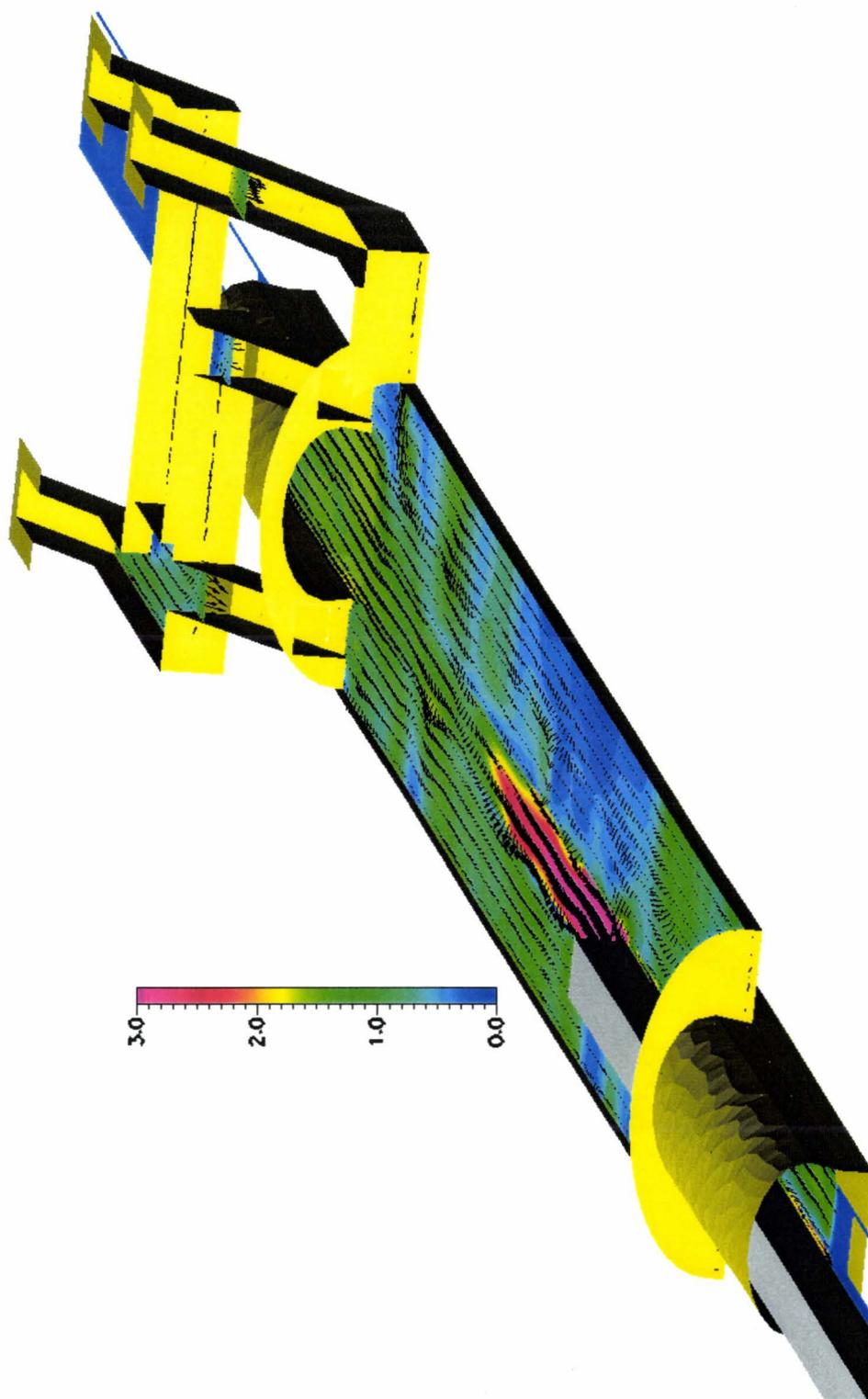


FIG. 6.11: vitesses en phase de départ

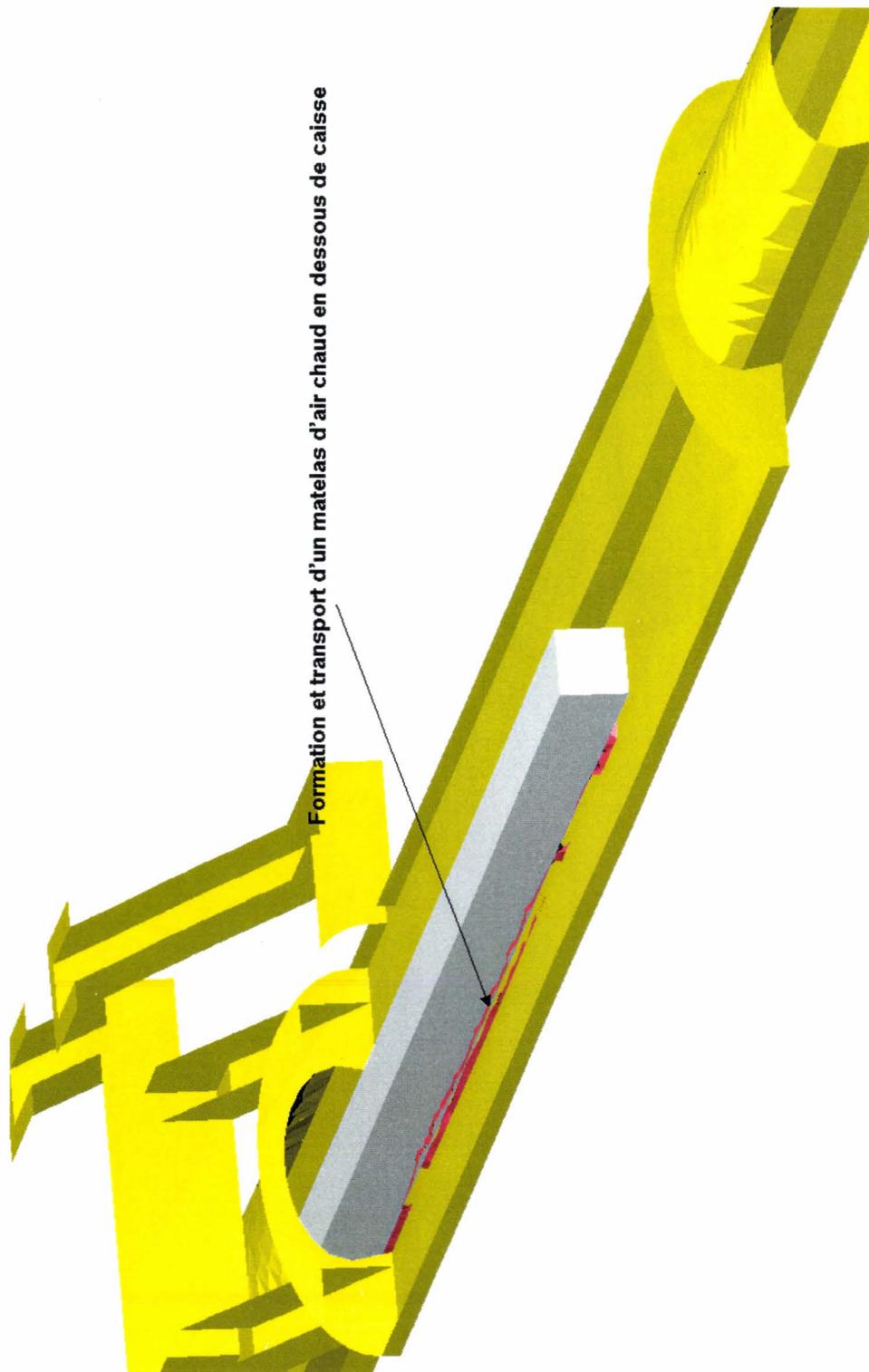


FIG. 6.12: iso-température - arrivée en station

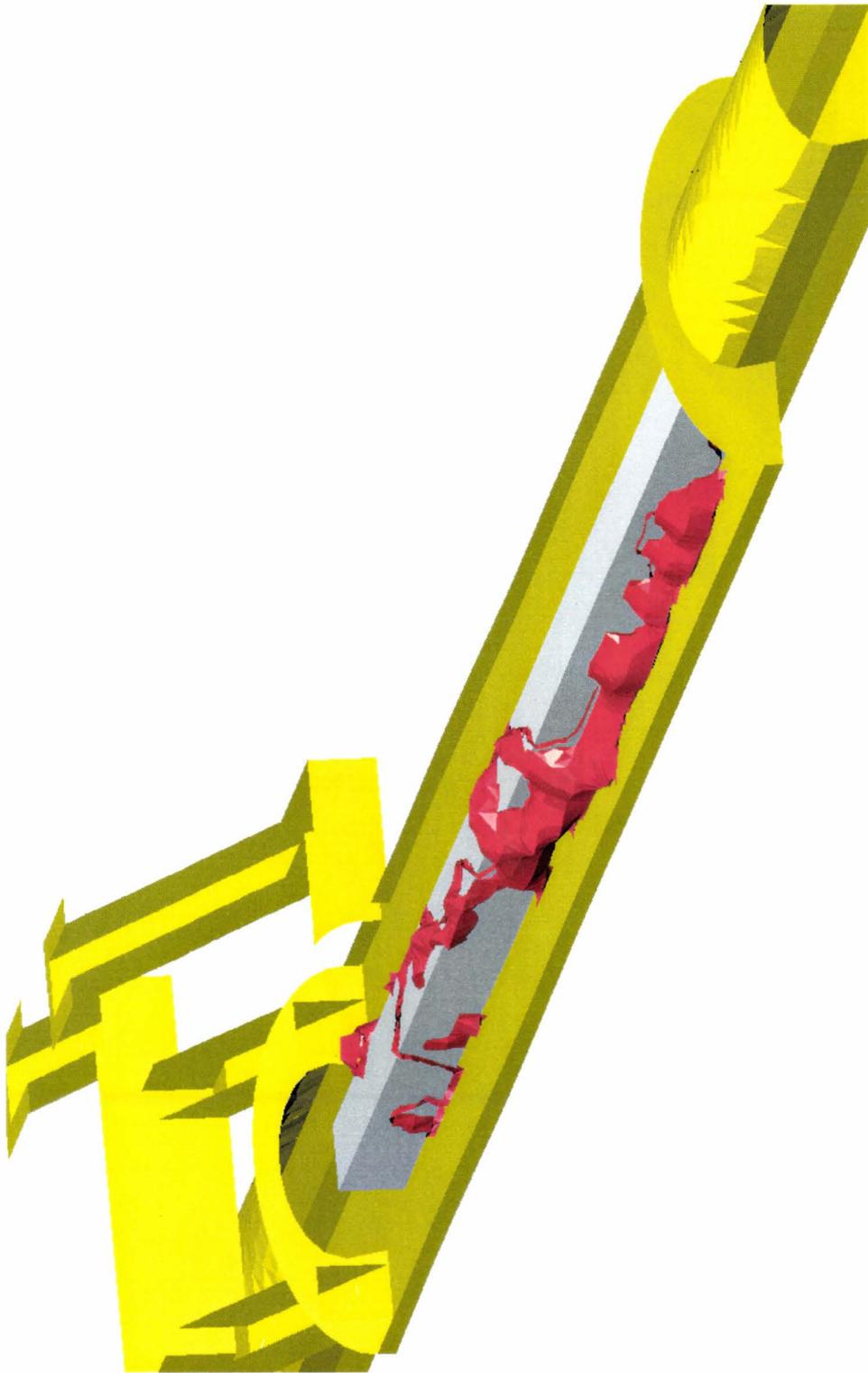


FIG. 6.13: iso-température - arrêt station

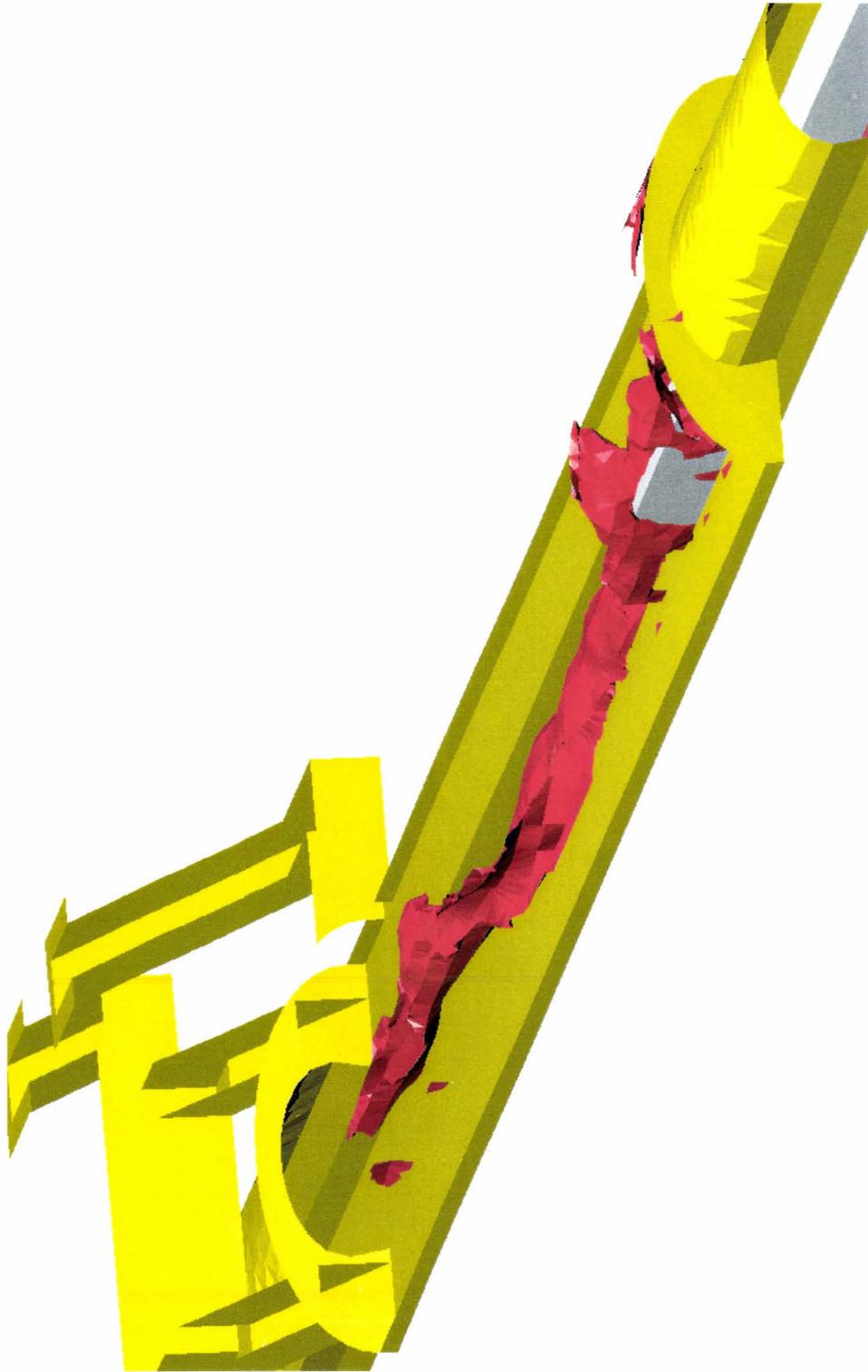


FIG. 6.14: iso-température - départ station

6.3.2 Étude des bilans globaux

Ces bilans sont réalisés à partir des résultats obtenus au niveau des frontières ouvertes du domaine de calcul et des échanges thermiques calculés sur les parois isothermes. Ils consistent en un calcul de débit masse et de flux d'énergie sur chacune de ces surfaces de manière à suivre au cours du temps la répartition des apports de masse et de chaleur issus des circulations d'air et des échanges thermiques au sein de la station. Par convention, les débits masse sont comptés positivement lorsque l'air entre dans la station. De même, les flux d'énergie sont positifs lorsqu'ils représentent un apport de chaleur au sein de la station. Ces derniers sont donc des flux d'énergie relative à l'énergie initiale de la station et s'expriment sur une frontière par :

$$F_H = \sum_k \rho_k c_p (T_k - T_{ref}) \vec{U}_k \cdot \vec{S}_k \quad (6.1)$$

où l'indice k représente l'ensemble des facettes délimitant la frontière.

Sur la figure 6.15 sont représentés les débits masse calculés aux différentes frontières au cours du passage de la rame. Pour assurer la conservation de la masse dans le domaine délimitant la station, le bilan doit être nul. Cependant, ce n'est pas le cas lors de la phase d'entrée de la rame en station par le tunnel 2 entre $t = 0s$ et $t = 8s$. En effet, il apparaît un débit fortement négatif lorsqu'elle franchit cette limite car, durant cette phase, il se produit une diminution du volume total de la station qui est compensée par une évacuation importante de l'air au niveau des sorties et des tunnels en fonction de la vitesse de pénétration du train. Ce bilan négatif peut donc être comparé à l'expression suivante :

$$Q_m = \rho \frac{\partial \Omega_{calc}}{\partial t} \approx \rho_{ref} U_{train} S_{train} \quad (6.2)$$

Au temps $t = 8s$, la rame est entièrement entrée dans le domaine de calcul et on observe l'apparition brusque d'un débit entrant au tunnel 2 du fait de l'aspiration créée par la queue de la rame.

La rame marque ensuite un temps d'arrêt en station entre $t = 15s$ et $t = 40s$. Durant cette phase, l'inertie de l'air mis en mouvement entretient les débits sortants aux sorties de la station et sur la frontière avec le tunnel 1, ainsi que le débit entrant issu du tunnel 2. Ces débits s'atténuent néanmoins au cours du temps par la présence des frottements pariétaux. Puis, les débits s'accroissent lorsque la rame redémarre jusqu'à ce qu'elle atteigne le tunnel 1 à l'instant $t = 47s$ où le débit masse devient brusquement positif à cause du déplacement d'air allant du nez vers la queue de la rame. Au cours de cette sortie, le bilan massique devient positif pour les mêmes raisons que précédemment mais, cette fois-ci, avec une augmentation du volume de la station nécessitant un apport d'air conséquent. Au temps $t = 53s$, la rame est entièrement sortie et le débit masse au tunnel 1 redevient sortant.

Concernant les flux énergétiques représentés sur la figure 6.16, on retrouve essentiellement la puissance convective libérée par les rhéostats lorsque la rame est dans la station. On peut distinguer au niveau des puissances libérées les cas de convection forcée lorsque la rame est en mouvement,

lors des phases d'arrivée et de départ, à celui de la convection naturelle lorsque la rame est à l'arrêt. Dans le cas d'une convection forcée, la puissance libérée par l'ensemble des quatre rhéostats peut atteindre les 200kW.

La chaleur libérée par ces rhéostats dans la station est ensuite évacuée en grande partie vers le tunnel 1 lorsque la rame quitte la station. En effet, celle-ci génère une circulation d'air prédominante dans la direction du tunnel 1.

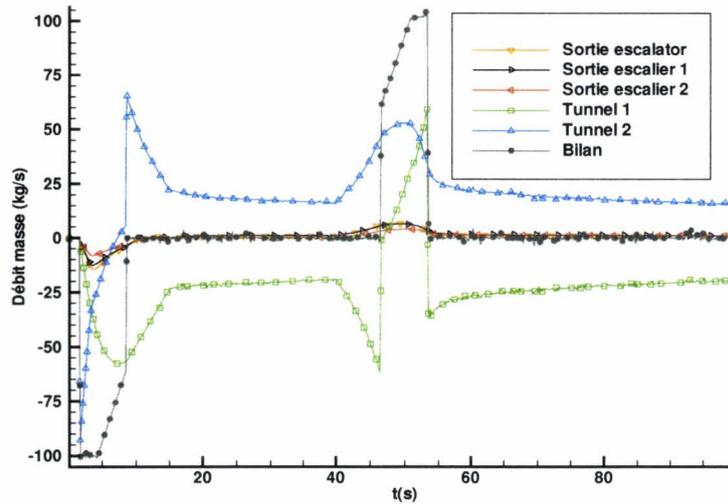


FIG. 6.15: débits masse aux entrées-sorties

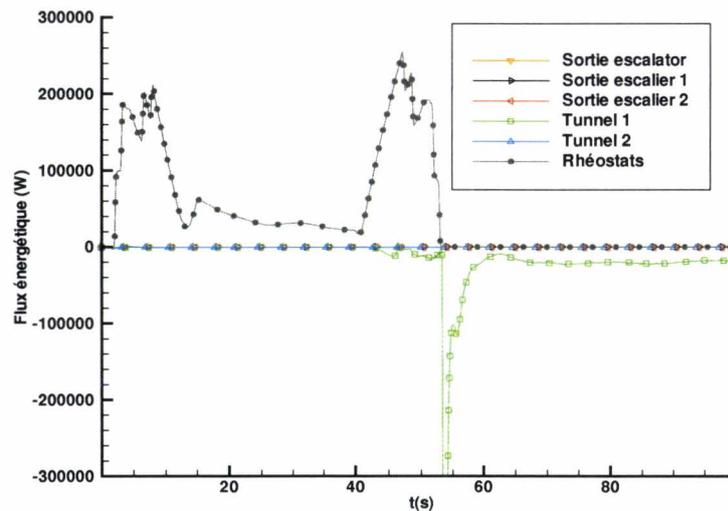


FIG. 6.16: flux d'énergie emmagasinés par la station

6.4 Influence de la circulation des rames et de la ventilation en tunnel

A la différence du paragraphe précédent, les limites aux tunnels 1 et 2 du maillage de la station ne sont plus considérées comme des sorties à l'air libre. Le domaine tridimensionnel de la station est prolongé au niveau de ces frontières par deux domaines unidimensionnels de manière à tenir compte de la présence des tunnels amont et aval et, par conséquent, des circulations d'air et des effets thermiques générés par la circulation des rames et de la ventilation dans ces tunnels. Les équations de transport sont résolues sur les domaines unidimensionnels en utilisant le même schéma numérique que celui des calculs en station. La connexion entre les différents modèles est établie en utilisant les frontières tunnel 1/station et tunnel 2/station comme faces pour le calcul des flux des variables conservatives entre les différents modèles comme le montre la figure 6.17. Seuls les tunnels reliant les stations voisines sont représentés. Les extrémités des maillages unidimensionnels, qui physiquement débouchent sur les stations amont et aval, sont ainsi considérées comme des sorties à l'air libre. Les maillages unidimensionnels sont constitués de cellules de longueur identique. La géométrie des rames dans les tunnels est introduite en effectuant une mise à jour du volume et des faces de chaque maillage unidimensionnel à chaque déplacement. Un terme $\frac{\partial \Omega}{\partial t}$ est également maintenu dans les équations de transport afin de tenir compte de la variation de volume des cellules englobant le nez et la queue de la rame.

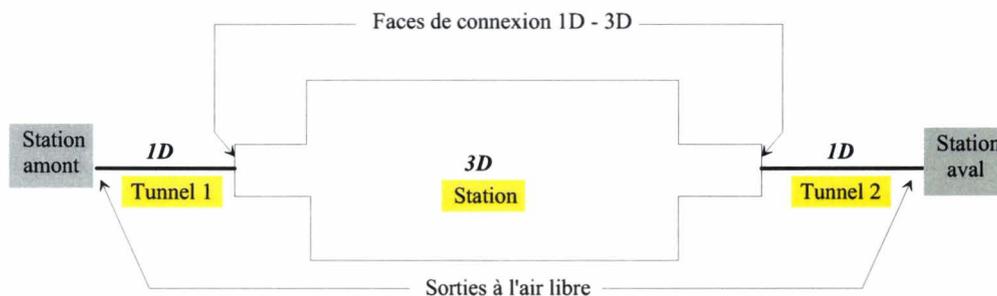


FIG. 6.17: connexion 1D-3D

La dynamique des rames est désormais plus complète que dans le cas où les tunnels ne sont pas modélisés. En effet, en programmant la date d'arrivée de chaque rame dans la station, sept phases sont calculées :

1. accélération de la rame depuis la station amont ou aval
2. circulation à vitesse constante dans le tunnel 1 ou 2
3. décélération / arrivée en station
4. arrêt en station
5. accélération / départ de la station

6. circulation à vitesse constante dans le tunnel 2 ou 1
7. décélération jusqu'à la station aval ou amont.

Dans les tunnels, les rhéostats ne sont pas représentés. Pour tenir compte des déperditions thermiques des rames dans les tunnels, on utilise une puissance moyenne de 400 kW consommée par une rame en tunnel ; cette valeur a été retenue d'après la consommation électrique annuelle relevée par la RATP. Cette puissance est ensuite répartie uniformément sous forme de termes source d'enthalpie le long de la rame.

Les calculs sont réalisés pour trois configurations de circulation : une seule rame arrivant par le tunnel 1 (circulation sur la voie 1), une seule rame arrivant par le tunnel 2 (circulation sur la voie 2) et deux rames se croisant dans la station. Pour ces trois configurations, on étudie le cas sans ventilation et le cas où la ventilation en inter-station définie au paragraphe 6.1.2.2 est activée.

La température dans la station et les tunnels est initialisée au temps $t = 0s$ à $20^{\circ}C$ pour un air qui est au repos. Les températures d'air à l'extérieur et aux insufflations sont également fixées à $20^{\circ}C$.

6.4.1 Débits masse aux entrées-sorties

Dans chaque cas étudié, les rames s'arrêtent en station à la date $t = 50s$. Les résultats obtenus pour les débits masse aux frontières sont représentés sur les figures 6.18 à 6.23. En premier lieu, on peut constater sur l'ensemble des six cas étudiés que la génération de débits entrant ou sortant au niveau des entrées-sorties station se produit bien avant l'entrée en station des rames contrairement au cas étudié dans le paragraphe précédent. Ces différences mettent en évidence l'importance de la modélisation des tunnels pour prendre en compte les effets générés par les rames dans les tunnels, qui ont une répercussion directe sur les circulations d'air en station.

En l'absence de ventilation, seuls ces effets piston sont responsables du débit entrant en provenance du tunnel d'entrée et des débits sortant sur les autres entrées-sorties de la station. Lorsque une rame arrive seule en provenance de la porte d'Orléans (voie 1), elle circule dans le tunnel 1 et génère un débit entrant de 71 kg/s. Lorsqu'elle arrive dans la direction opposée, ce débit s'élève à 79 kg/s. L'effet piston est donc légèrement plus important dans ce cas, ce qui peut s'expliquer par la plus grande longueur du tunnel 2 que celle du tunnel 1. L'effet piston semble donc croître avec le temps de parcours en tunnel du fait d'un entraînement prolongé de l'air situé en amont de la rame. Lors d'un croisement, on retrouve cet écart au niveau des débits issus des tunnels 1 et 2. On peut toutefois noter dans ce cas l'influence mutuelle des effets piston avec une diminution des débits entrant. En effet, les pistonnements issus de chaque rame se développent dans des directions opposées et se compensent mutuellement.

Lorsqu'une rame quitte la station, la dépression qu'elle génère à l'arrière provoque un débit sortant vers le tunnel de sortie. Si la rame est seule, ce débit atteint les 105 kg/s quelle que soit la direction que prend la rame comme le montrent les figures 6.18 et 6.20. Dans ce cas le débit induit ne semble donc pas dépendre de la longueur du tunnel mais uniquement de l'amplitude de

la dépression et, par conséquent, de la vitesse de la rame en tunnel. Cela n'est plus valable lors du croisement où les rames quittent la station simultanément. En effet, le débit sortant atteint 50 kg/s pour le tunnel 1 contre 40 kg/s pour le tunnel 2.

Dans tous les cas étudiés, lorsqu'une rame entre en station, l'amplitude du débit sortant au niveau de la sortie escalier 2 est toujours nettement plus faible que celles obtenues pour les autres sorties. Par contre, lors d'un départ, les débits entrant générés tendent à s'homogénéiser avec une augmentation de la vitesse débitante pour la sortie escalier 2 et une diminution pour les autres sorties.

Les effets de la ventilation en tunnel sur les débits d'air sont divers. Tout d'abord, elle produit une circulation d'air permanente dans la station même lorsqu'aucune rame ne circule. On relève sur les figures 6.19, 6.21 et 6.23 au temps $t = 0$, temps pour lequel il n'y a pas de rame ni dans la station, ni dans les tunnels, les débits suivants :

- 23 kg/s à l'entrée tunnel 1 (issus de l'insufflation en inter-station dans le tunnel 1)
- 15 kg/s à l'entrée tunnel 2 (issus de l'insufflation en inter-station dans le tunnel 2)
- - 15 kg/s aux sorties escalator et escalier 1
- - 8 kg/s à la sortie escalier 2

On observe également une influence de la ventilation sur l'amplitude des déplacements d'air générés par effet piston lorsque la rame circule en direction de la station, en particulier lorsque la rame est sur la voie 1 en provenance du tunnel 1. En effet, le débit passe dans ce cas de 71 kg/s à 85 kg/s lorsque la ventilation est activée comme le montrent la figure 6.18 et la figure 6.19. Cette augmentation est principalement due au débit d'insufflation plus élevé dans le tunnel 1 que dans le tunnel 2 qui provoque un déséquilibre favorable à l'entretien du courant d'air entrant en provenance du tunnel 1. Par contre, lorsque la rame arrive dans la direction opposée sur la voie 2, l'intensité du courant d'air issu du tunnel 2 reste inchangée lorsqu'on active la ventilation car le déséquilibre n'y est pas favorable dans ce sens. Dans le cas du croisement en station, on retrouve les mêmes conclusions avec une augmentation du débit en provenance du tunnel 1 et un débit inchangé en provenance du tunnel 2 comme le montrent les figures 6.22 et 6.23. On aurait pu s'attendre à un effet cumulé de l'effet piston et de la ventilation au niveau des courants d'air générés dans les tunnels. En fait, ce sont principalement les déséquilibres dans les débits de ventilation qui modifient l'intensité des courants d'air générés par l'effet piston des rames en tunnel.

Lorsque la rame quitte la station, la ventilation provoque une diminution de l'intensité du courant d'air sortant en direction du tunnel de sortie et ceci quelle que soit la configuration de circulation. L'insufflation d'air dans les tunnels s'oppose à la formation du courant d'air généré par la dépression en queue de rame. Contrairement à l'effet piston, on a bien dans ce cas un effet cumulatif (ou compensatoire) de l'effet d'aspiration et du débit de ventilation au niveau des courants d'air générés dans les tunnels. Les débits d'air induits aux entrées des tunnels peuvent donc être obtenus à peu de choses près en ajoutant les débits issus de la ventilation seule ($t = 0$) à ceux générés par la dépression à l'arrière de la rame en l'absence de ventilation.

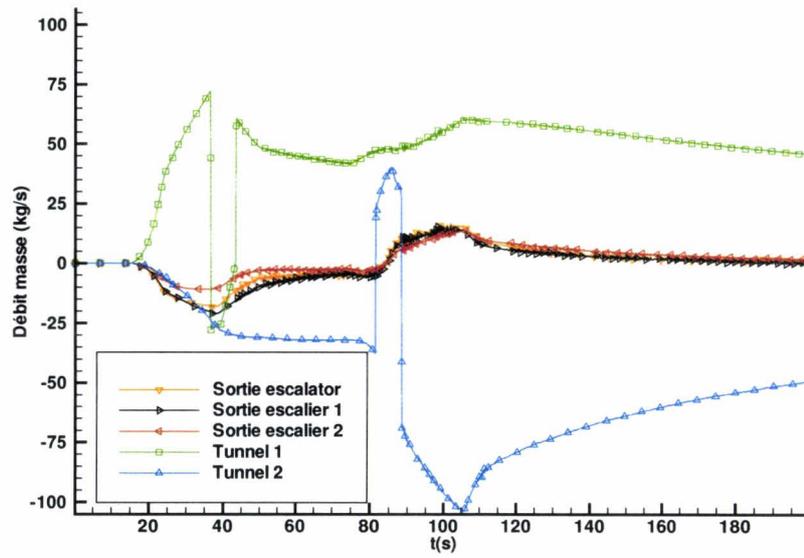


FIG. 6.18: débits masse - voie 1 - sans ventilation

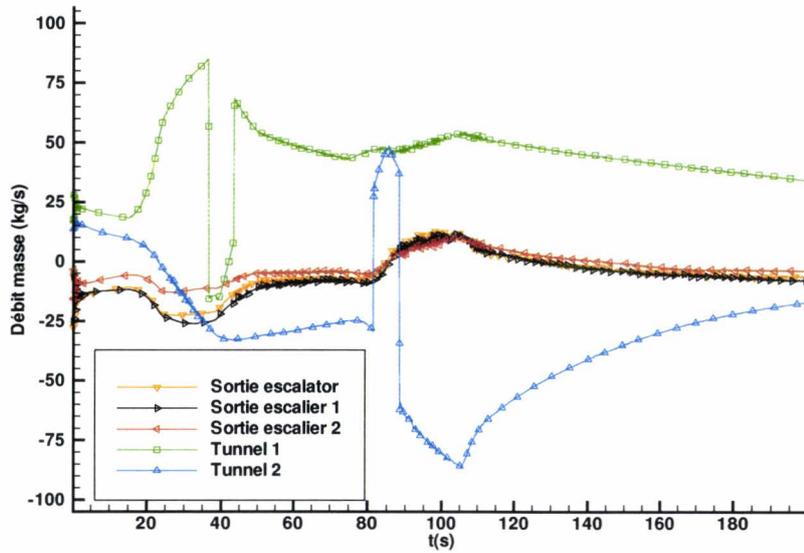


FIG. 6.19: débits masse - voie 1 - avec ventilation

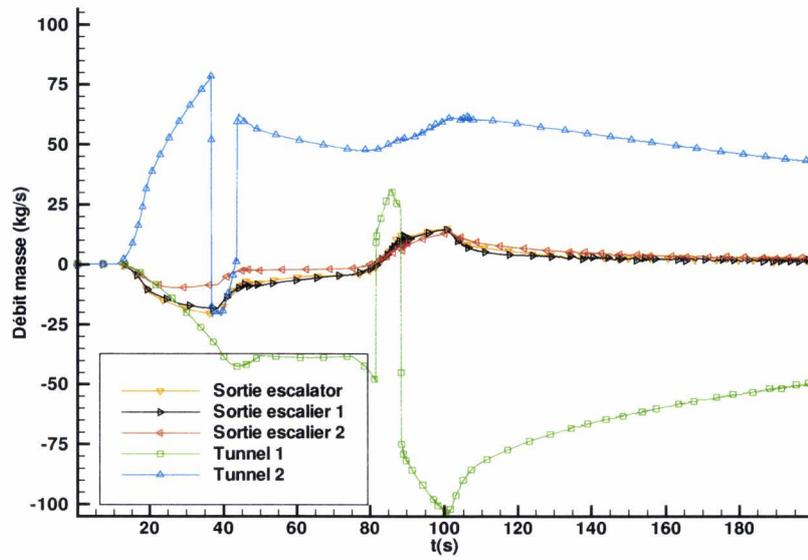


FIG. 6.20: débits masse - voie 2 - sans ventilation

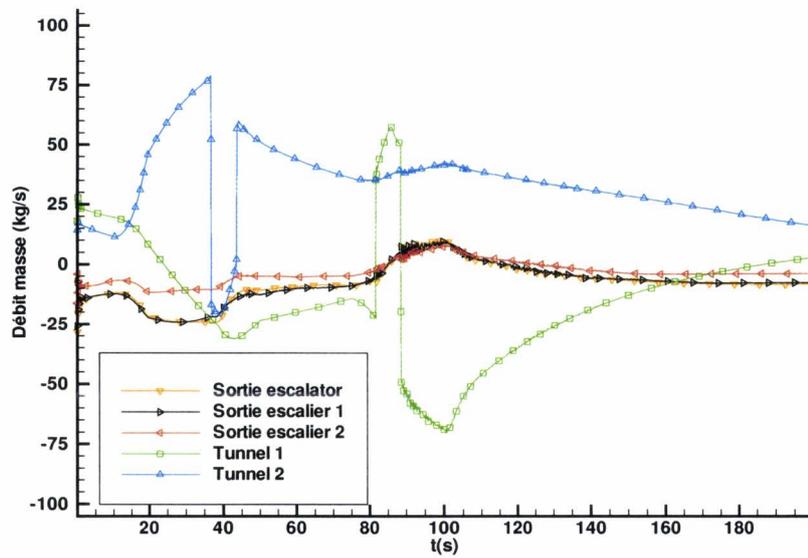


FIG. 6.21: débits masse - voie 2 - avec ventilation

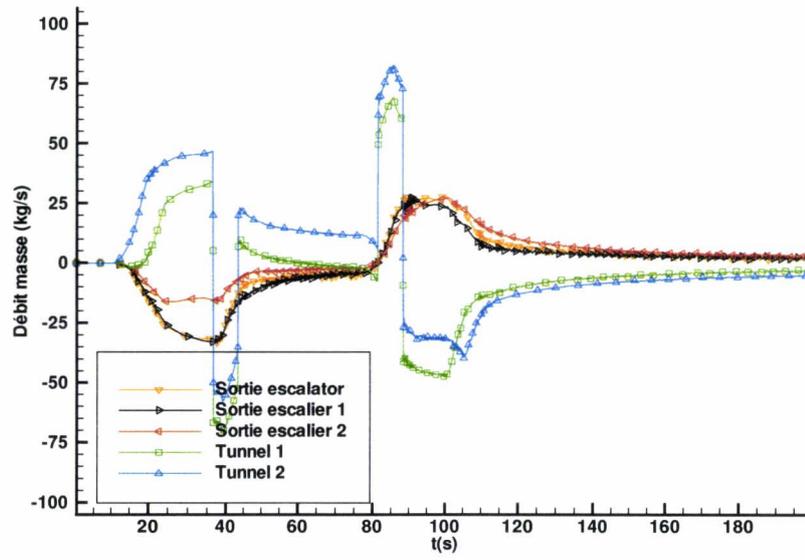


FIG. 6.22: débits masse - croisement - sans ventilation

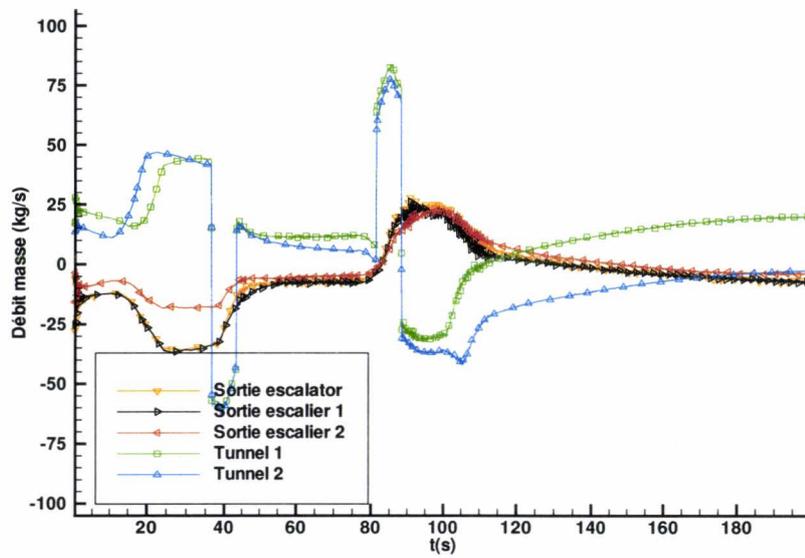


FIG. 6.23: débits masse - croisement - avec ventilation

6.4.2 Flux de chaleur aux entrées-sorties

Les flux de chaleur emmagasinés par la station sont schématisés sur les figures 6.24 à 6.29. On retrouve dans chaque cas le flux de chaleur libéré par les rhéostats dont la puissance ne semble pas être fortement influencée par le sens de circulation de la rame ou par le mode de ventilation en tunnel.

De manière générale, l'arrivée d'une rame en station provoque une circulation d'air entrant en provenance du tunnel d'arrivée. Cet apport est accompagné d'une entrée de chaleur au niveau de l'entrée du tunnel correspondante, provenant de la puissance électrique de 400 kW libérée par la rame en tunnel. L'augmentation de température correspondante dans les tunnels a été mise systématiquement en évidence au cours des différentes simulations à partir des résultats obtenus dans le tunnel, représentés en annexe D.

Lorsque la rame quitte la station et en l'absence de ventilation, on sait dorénavant que la dépression à la queue du train est responsable d'un courant d'air allant du tunnel d'entrée vers le tunnel de sortie et l'on peut alors distinguer les échanges de chaleur suivants d'après les figures 6.24 et 6.26 :

- un entretien de l'apport de chaleur au niveau de l'entrée du tunnel d'arrivée jusqu'à aspiration complète de la chaleur qui a été libérée par la rame dans ce tunnel ($t \approx 140-160s$).
- une évacuation brutale dans le tunnel de sortie d'une part importante de la chaleur libérée par les rhéostats en station ($70s < t < 140s$).
- une évacuation dans le tunnel de sortie de la chaleur apportée par le tunnel d'entrée dans la station ($t > 140s$).

Ces deux derniers échanges interviennent sur l'augmentation de température dans le tunnel de sortie également représentée en annexe D.

Dans le cas du croisement, il n'est pas possible de distinguer correctement le premier et le troisième de ces échanges car les départs simultanés dans les deux sens de circulation limitent fortement les échanges de chaleur des tunnels vers la station et les quantités de chaleur libérées par les rames dans les tunnels ne sont pas ou que partiellement transmises à la station. Sur les figures 6.25, 6.27 et 6.29, on s'aperçoit qu'il en est de même lorsque la ventilation est activée. L'insufflation d'air dans les tunnels favorise bien l'évacuation de la chaleur libérée dans les tunnels vers la station mais uniquement la partie libérée jusqu'à mi-parcours entre les stations. En effet, la position des ventilateurs en inter-station a pour effet de partager chaque tunnel en deux parties car les débits d'air générés par la ventilation se scindent en deux pour évacuer la chaleur prioritairement vers la station la plus proche.

L'insufflation d'air dans les tunnels a également pour effet de limiter l'évacuation de la chaleur vers les tunnels et, par conséquent, elle favorise le transfert de chaleur de la station vers l'extérieur. Sur la figure 6.30 sont représentés les bilans d'énergie durant toute la durée de la simulation pour les six configurations étudiées. On visualise dans les cas avec ventilation l'apparition d'une perte de chaleur au niveau des sorties de la station, qui confirme l'observation précédente. Si on prolongeait

le temps de simulation, on pourrait s'attendre à avoir une évacuation plus importante car, à ce stade, la chaleur emmagasinée par la station n'a pas eu le temps d'être transportée entièrement vers ces sorties. Sur cette même figure, on peut observer sur les bilans les quantités de chaleur emmagasinées par la station Simplon qui atteignent 2 à 3 MJ dans le cas du passage d'une rame seule et 8 à 11 MJ dans le cas du croisement en station.

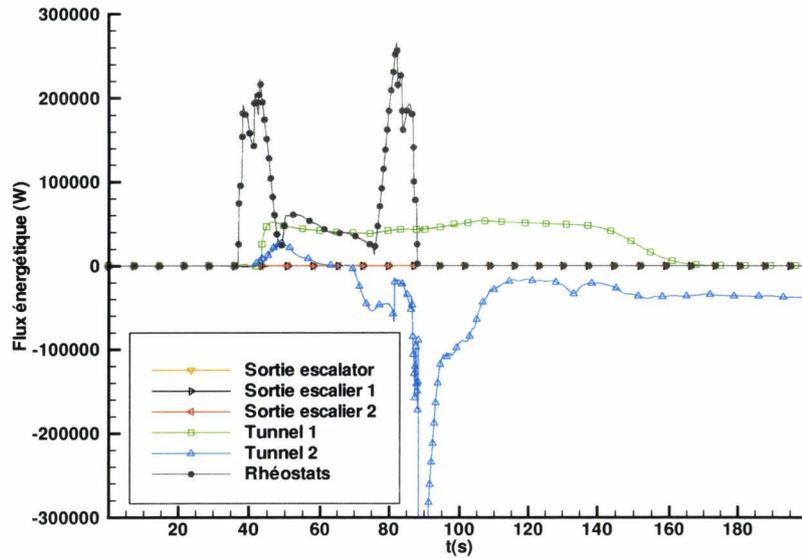


FIG. 6.24: flux d'énergie - voie 1 - sans ventilation

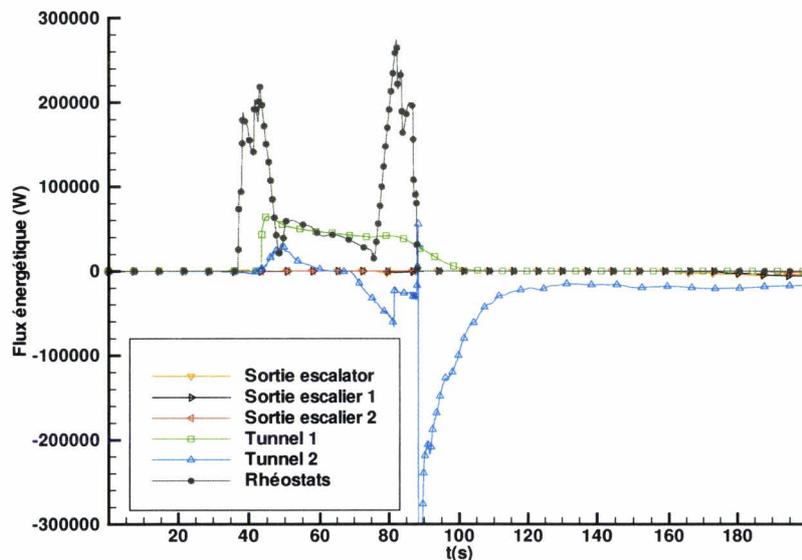


FIG. 6.25: flux d'énergie - voie 1 - avec ventilation

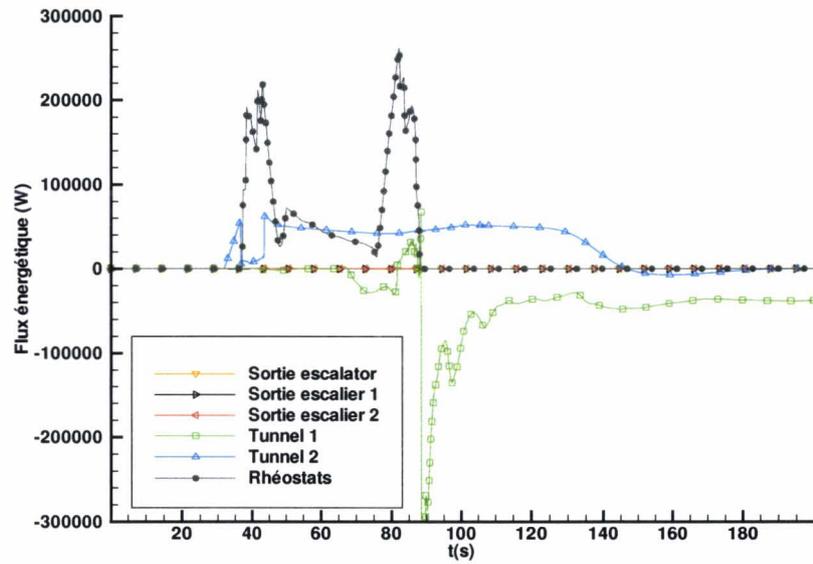


FIG. 6.26: flux d'énergie - voie 2 - sans ventilation

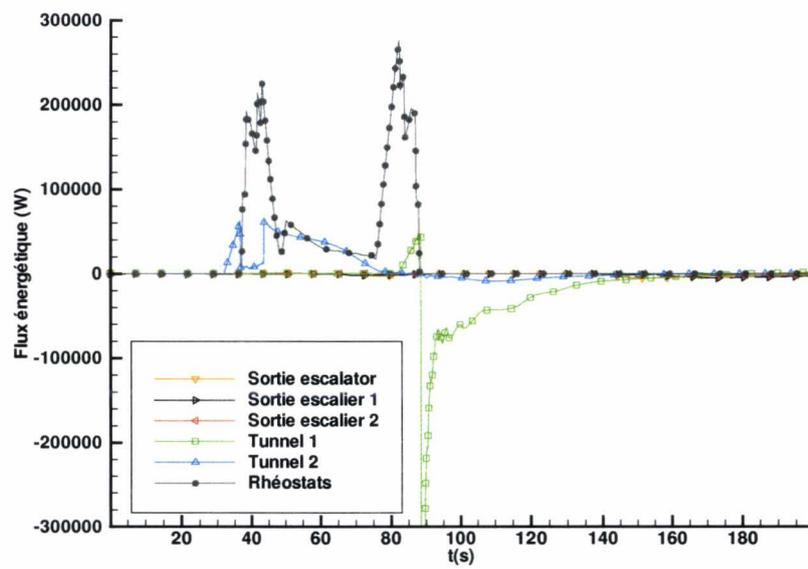


FIG. 6.27: flux d'énergie - voie 2 - avec ventilation

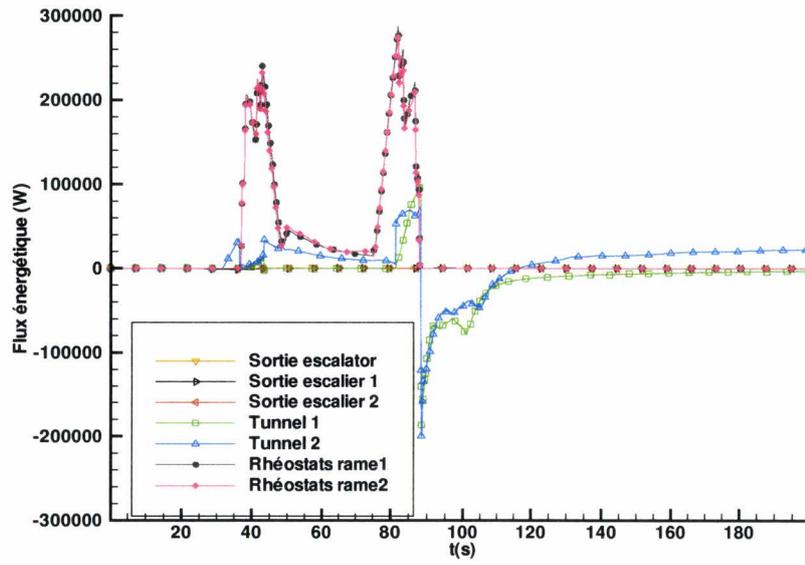


FIG. 6.28: flux d'énergie - croisement - sans ventilation

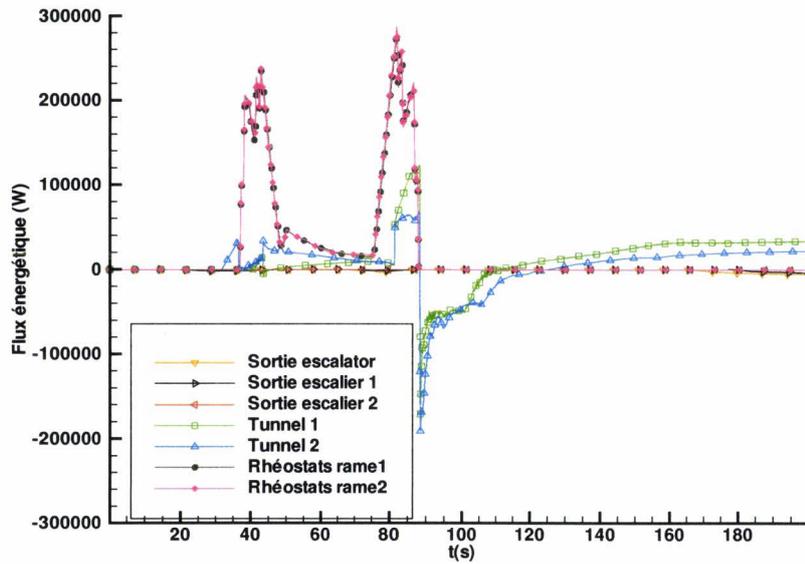


FIG. 6.29: flux d'énergie - croisement - avec ventilation

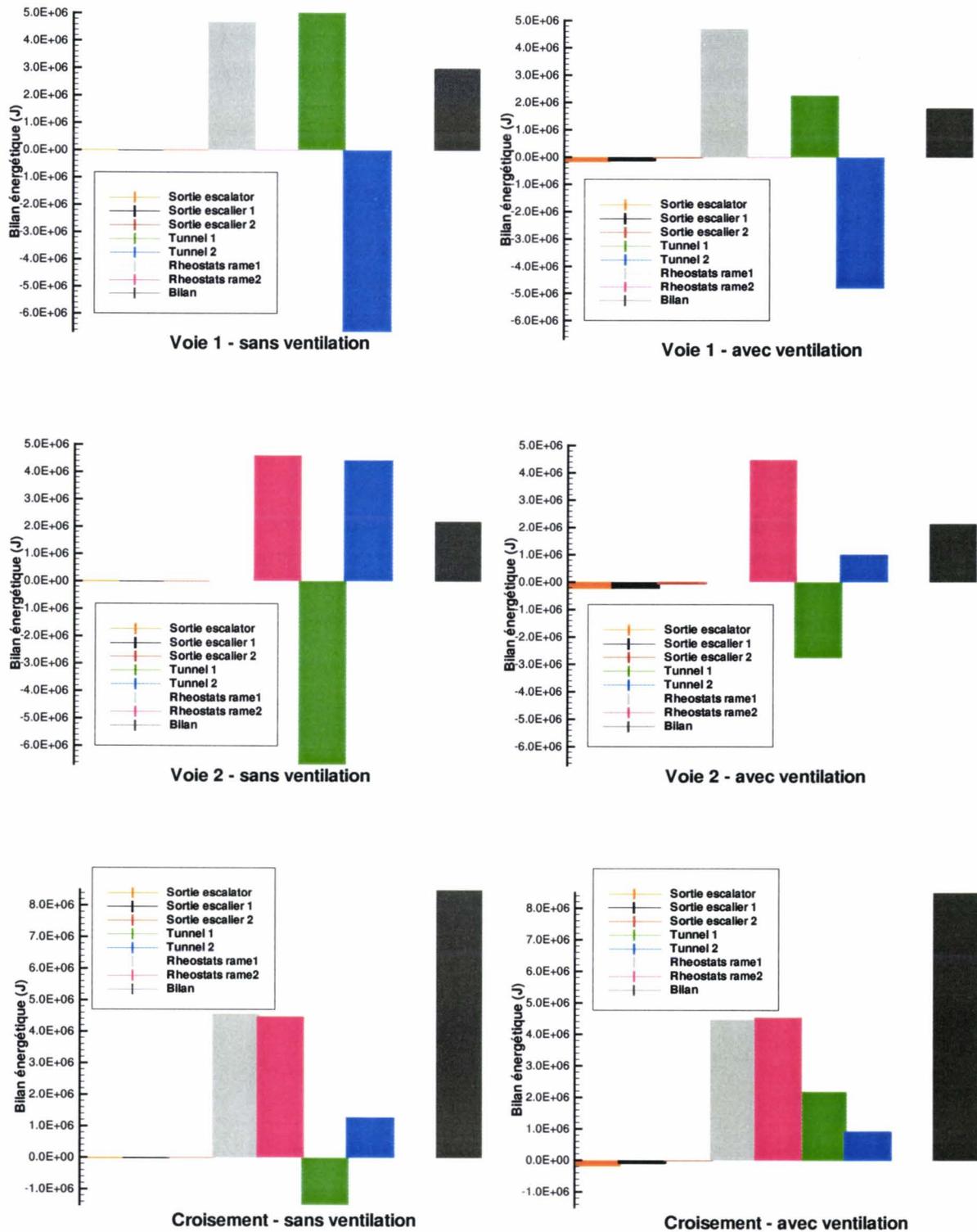


FIG. 6.30: bilans énergétiques de la station

6.4.3 Étude du croisement en station

Les effets tridimensionnels générés par le passage d'une seule rame en station ont été représentés au paragraphe 6.3. Etant donné la configuration très particulière du croisement en station, il est intéressant d'observer plus en détail les phénomènes obtenus dans ce cas. Les résultats présentés dans ce paragraphe correspondent à la configuration sans ventilation.

Sur les figures 6.31 et 6.32, sont représentés les champs de vitesse au niveau des quais et du hall d'accès lors de la phase d'arrivée. On peut s'apercevoir, à la différence du passage d'une rame seule, qu'il existe une zone de faibles vitesses avant le début du croisement dans la zone située en amont des deux rames. On retrouve également le même effet lorsque les rames se croisent au niveau de la zone de chevauchement. Ces faibles vitesses peuvent s'expliquer par la compensation des circulations d'air générées par effet piston de chaque rame dans cette partie de la station. Ailleurs, les vitesses sont plus élevées que dans le cas du passage d'une rame seule car les circulations d'air générées par les deux rames vont cette fois-ci dans le même sens et s'additionnent. On notera en particulier que les vitesses atteintes dans le hall d'accès dépassent les 4 m/s lors de l'arrivée en station avec des débits d'air sortant aux accès de la station.

Lors de la phase de départ, la figure 6.33 confirme bien la présence d'un sillage à l'arrière des deux rames mais on remarque qu'il est moins allongé que lorsque la rame quitte seule la station. En effet, dans cette zone, les écoulements induits par les dépressions en queue de rame se compensent. Durant cette phase, les débits sont entrant aux accès extérieurs de la station.

Concernant la chaleur restituée en station après le départ des rames, on remarque sur la figure 6.34, représentant l'iso-température 22°C, que la quantité d'énergie dégagée est relativement élevée du fait de la convection issue des rhéostats des deux rames simultanément. De plus cette quantité de chaleur a tendance à s'immobiliser en station en conséquence des déplacements d'air peu importants à l'arrière des rames dans cette configuration particulière.

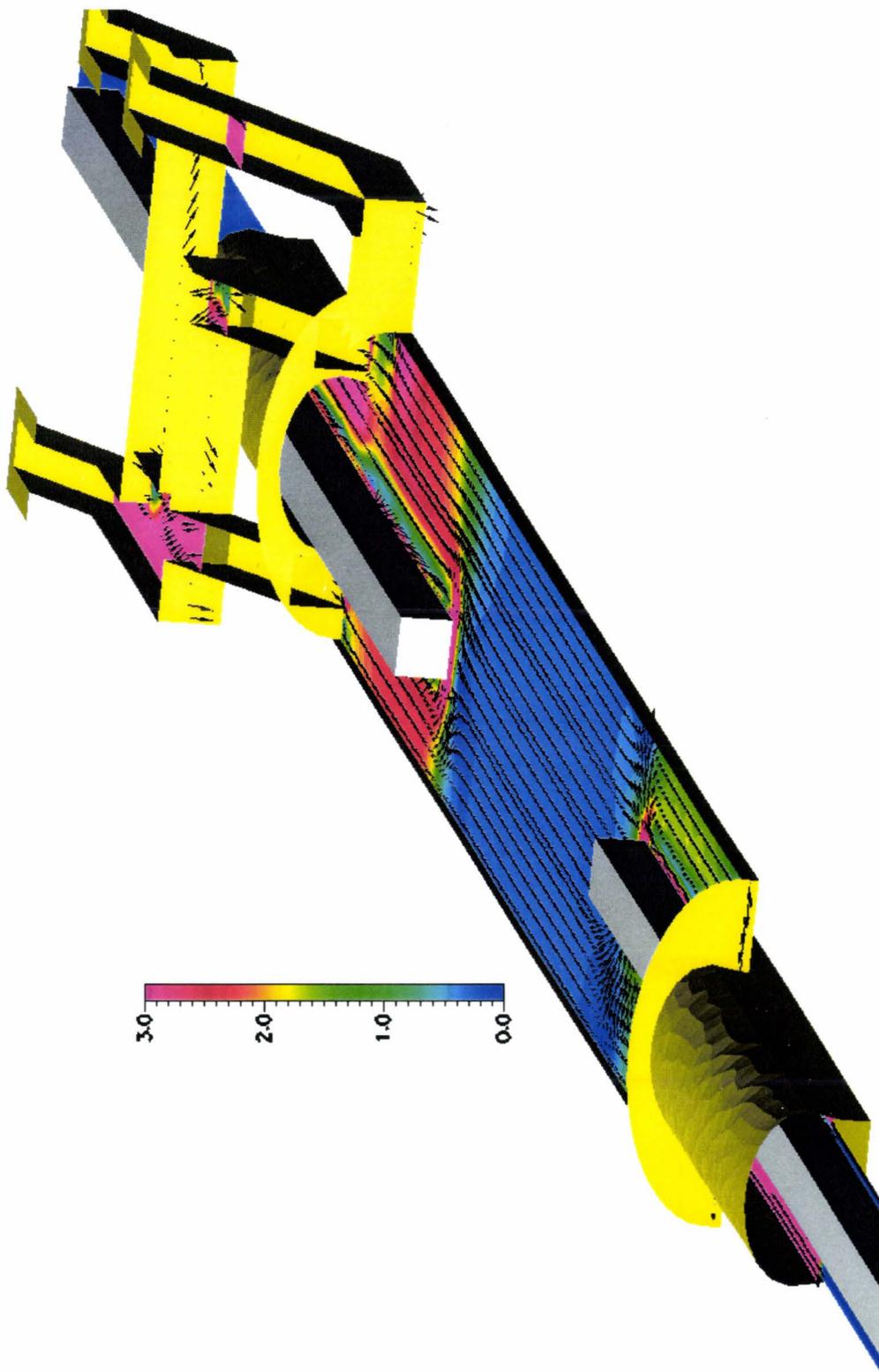


FIG. 6.31: champ de vitesses avant le croisement

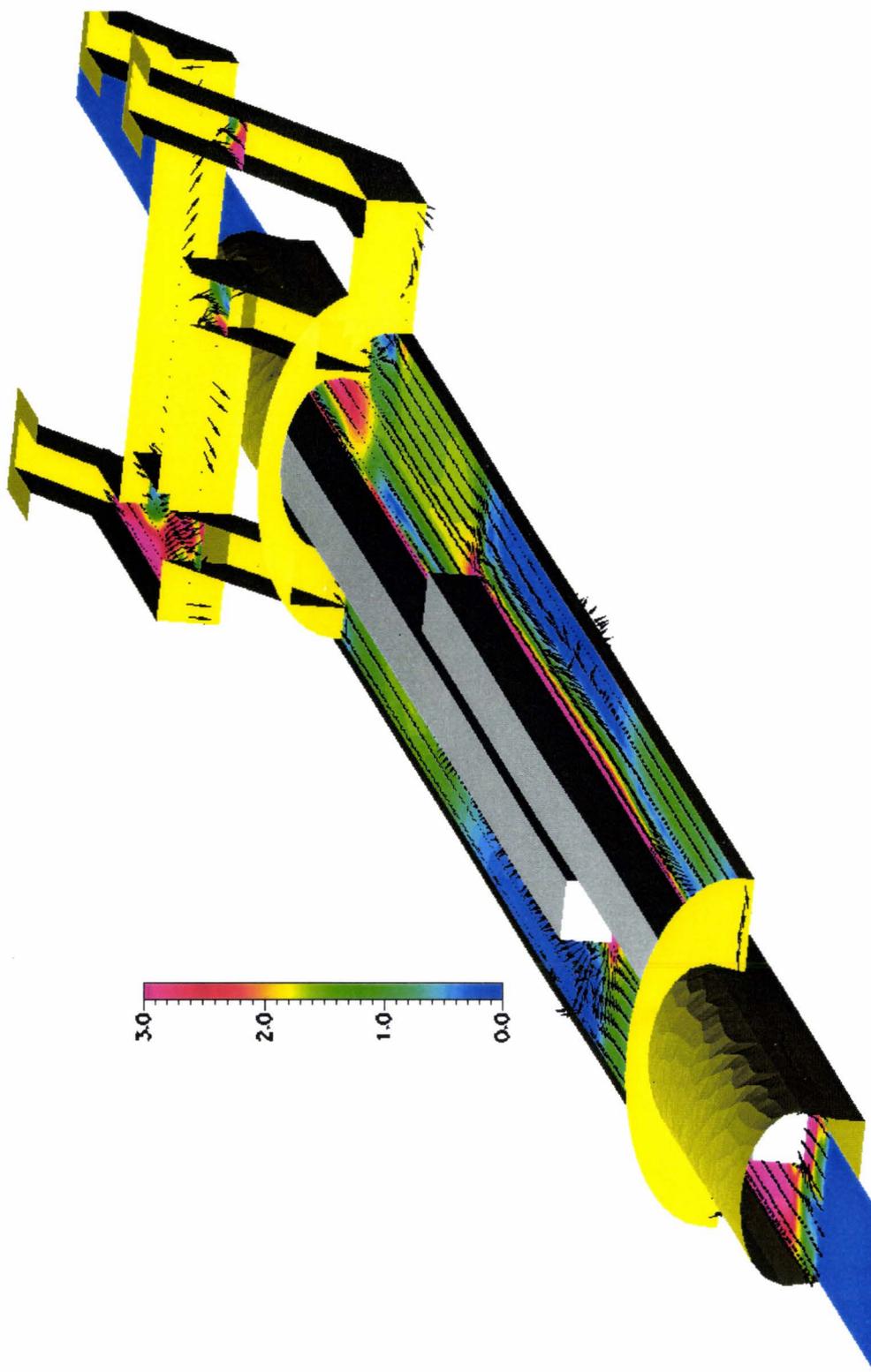


FIG. 6.32: champ de vitesses lors du croisement

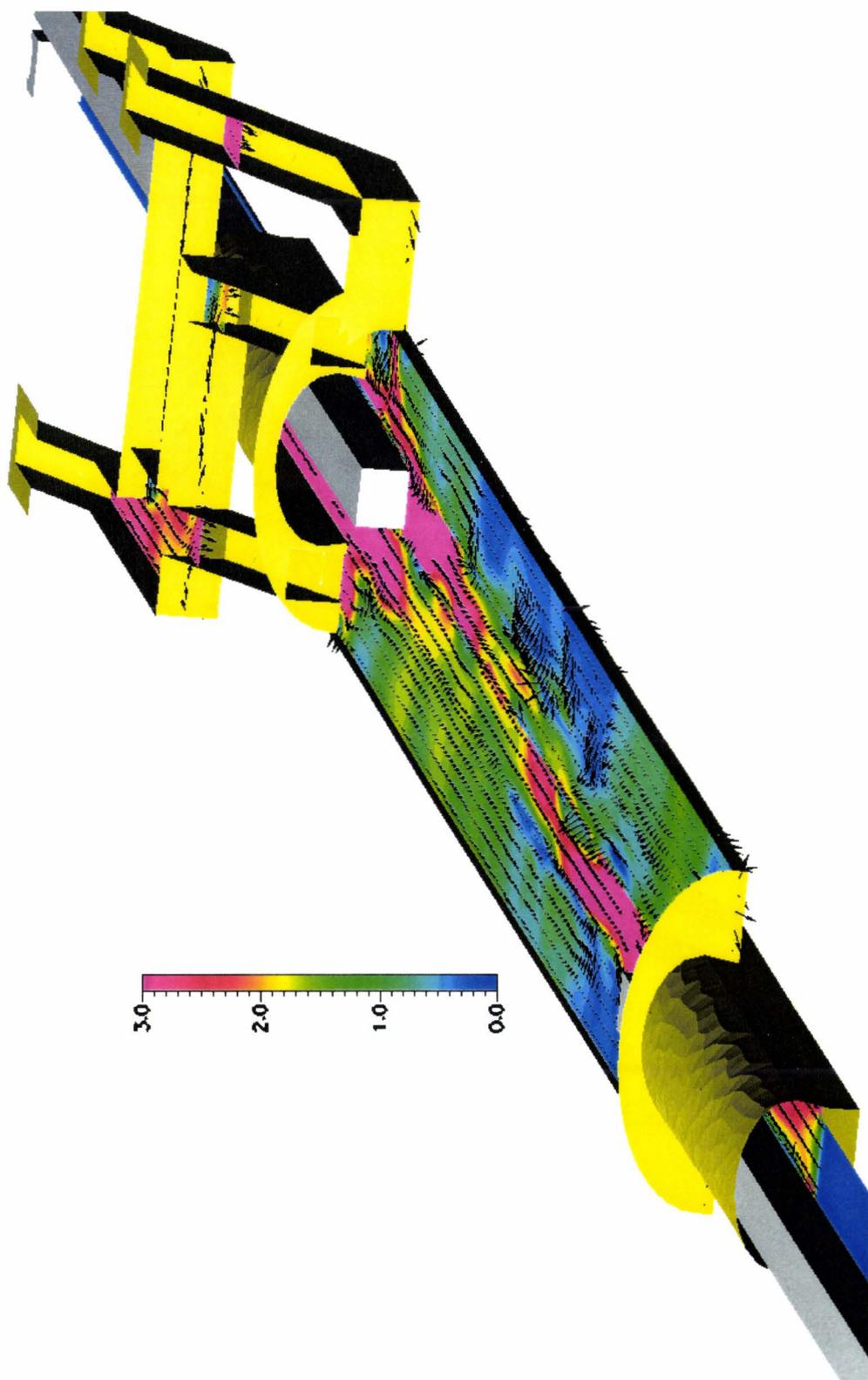


FIG. 6.33: champ de vitesses lors du départ

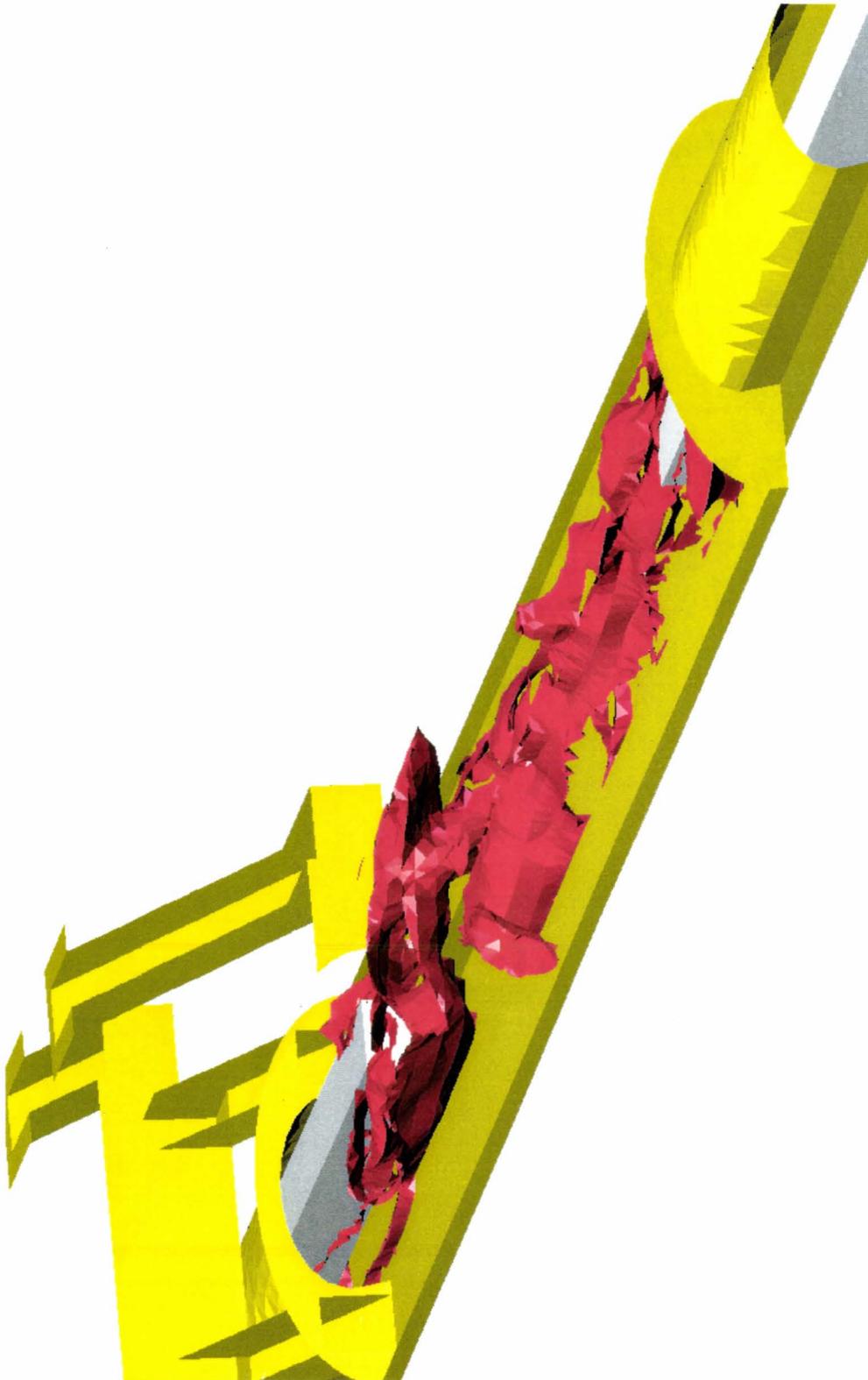


FIG. 6.34: iso-température après le départ

6.5 Étude d'un scénario type sur le comportement aérothermique de la station Simplon

La simulation numérique réalisée ici correspond à une situation type rencontrée dans la station Simplon lors d'une heure de pointe sur une durée de 15 minutes. Au cours de cette période, chacune des voies est caractérisée par 5 passages de rame séparés d'un délai de 3 minutes. La simulation débute au temps $t = 0$ s pour un réseau au repos et à une température uniforme de 20°C. Les temps d'arrivée des rames en station sont répertoriés dans le tableau 6.1 pour chaque voie.

	Rame 1	Rame 2	Rame 3	Rame 4	Rame5
Voie 1(s)	50	230	410	590	770
Voie 2(s)	140	320	500	680	860

TAB. 6.1: séquence d'arrivée des rames de métro

La ventilation en inter-station utilisée dans la simulation correspond au mode de ventilation cité dans le paragraphe 6.1.2.2. La température de l'air insufflé est égale à celle de l'air extérieur fixée à 20°C. La puissance des rames libérée en tunnel et la température des rhéostats sont identiques à celles du paragraphe précédent. Le temps de calcul CPU pour la réalisation des calculs numériques est de 37,5 jours sur un processeur Alphaserver DS20E.

Les débits massiques et énergétiques aux conditions frontières sont représentés sur les figures 6.35 et 6.36. Concernant les débits massiques, on constate après le passage de la première rame qu'une périodicité s'installe dans les débits calculés du fait de la régularité de la fréquence de passage des rames dans les deux sens. Cela n'est pas le cas pour les débits de chaleur. Ceci est compréhensible car, d'un point de vue énergétique, la chaleur libérée par les rames est transférée à la vitesse locale du fluide. Ainsi, lorsque la chaleur est évacuée en station ou en tunnel, il faut alors attendre que l'air qui la transporte ait parcouru l'ensemble des couloirs pour la retrouver au niveau des sorties de la station. Ce décalage se retrouve principalement au niveau de l'escalator et des escaliers. En effet, au début de la simulation, peu de chaleur est évacuée par ces sorties car elle provient en totalité des tunnels et des quais de la station. Comme ils sont éloignés des sorties de la station, il n'est donc pas possible de ressentir un quelconque effet thermique au niveau des accès vers l'extérieur. Par contre, après un certain délai, la chaleur évacuée au niveau des quais est transportée progressivement vers les sorties de la station du fait de l'insufflation qui impose une circulation d'air globalement dirigée vers ces sorties. Les pics de chaleur débitée aux sorties sont ainsi de plus en plus importants comme le montre la figure 6.36.

Globalement, on note sur la figure 6.37, sur laquelle sont représentés les bilans d'énergie sur la durée de simulation, qu'une grande partie de la chaleur produite en station est évacuée par les sorties comme il était préréssenti au paragraphe 6.4.2. On s'aperçoit également que la chaleur provient essentiellement des rhéostats mais aussi du tunnel 1 en raison du déséquilibre au niveau de la ventilation qui favorise les courants d'air dans le sens du tunnel 1 vers la station.

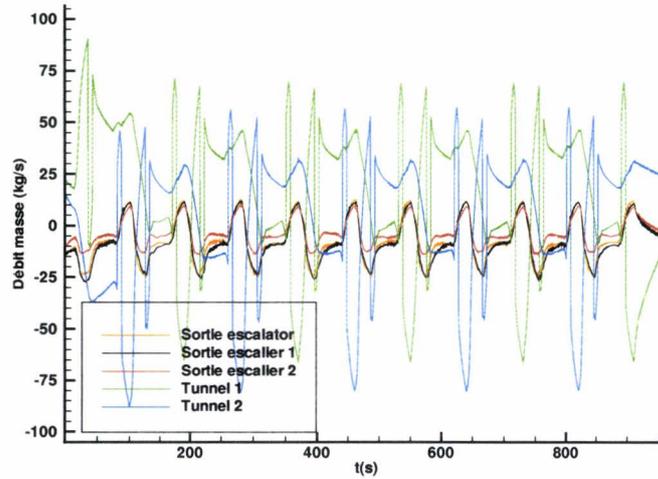


FIG. 6.35: débits masse

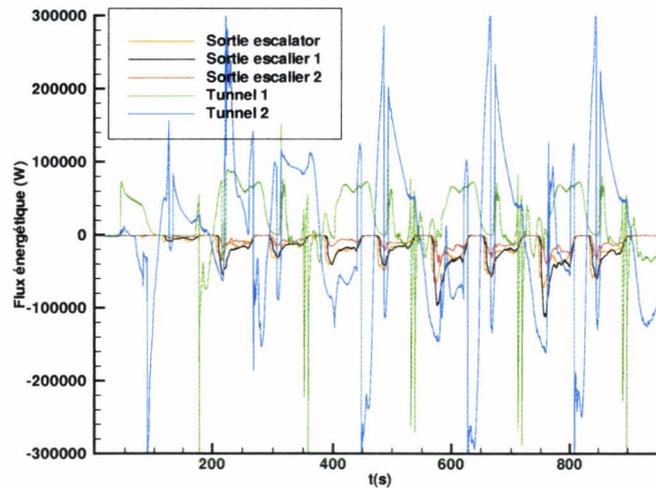


FIG. 6.36: flux d'énergie

Les figures 6.38 et 6.39 montrent l'évolution de la température de l'air extraites des résultats numériques au niveau des points de mesures du paragraphe 1.5, qui sont de nouveau repérés sur la figure 6.1. Ces résultats mettent en évidence l'inertie thermique de la station. Pour chacun des points relevés B, D, F et G, on s'aperçoit qu'en moyenne la température augmente au début du scénario pour osciller ensuite autour d'une valeur moyenne. Cela se traduit physiquement par un réchauffement de la station lors du passage des premières rames. Ensuite, les entrées et les productions de chaleur en station tendent à s'équilibrer avec les quantités de chaleur évacuées au niveau des différentes sorties de la station. La figure 6.38 montre également qu'il se crée au cours du temps un écart moyen de quelques degrés entre la température en fond de station (position B) et celle au niveau des escaliers (position D) avec des niveaux et des écarts de température proches de ceux qui ont été mesurés directement en station. Le champ de température représentés sur la figure 6.40 au temps $t = 750$ s confirme cette tendance. Sur la figure 6.39, la température au niveau des escaliers est fortement influencée par la température de l'air extérieur, en particulier lors des inversions de

débit générés par le départ des rames en station, créant un écoulement d'air entrant. Les accès extérieurs sont donc des endroits où le niveau d'inconfort est particulièrement élevé, puisqu'ils sont caractérisés par des alternances brusques de courants d'air froids et chauds, changeant de sens.

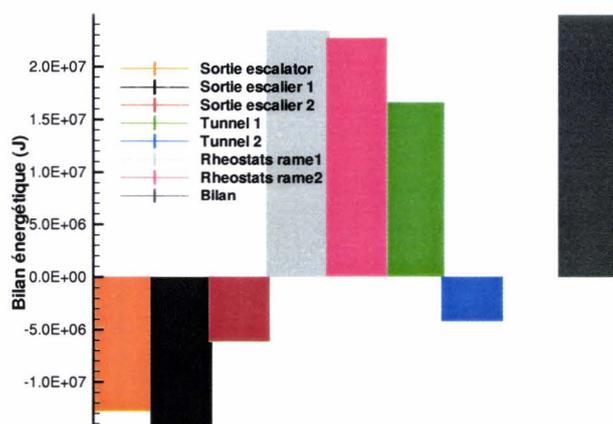


FIG. 6.37: bilans énergétiques

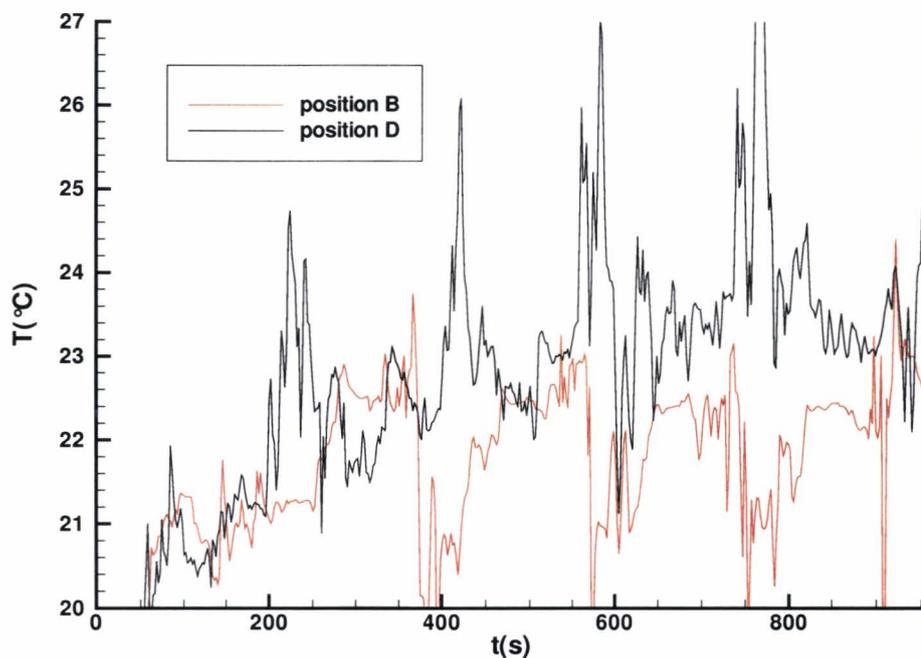


FIG. 6.38: évolution de la température - position B et D

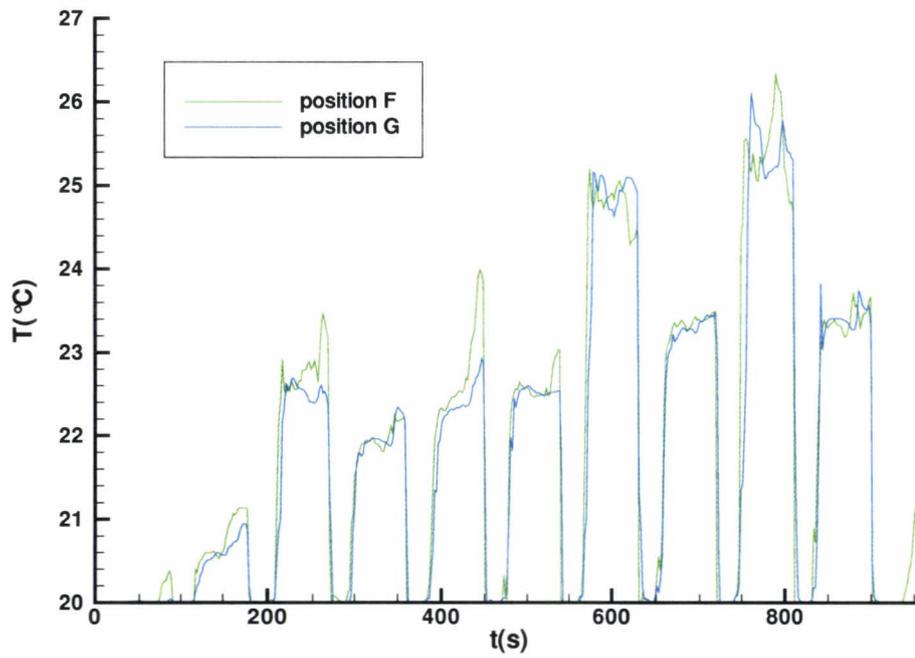


FIG. 6.39: évolution de la température - position F et G

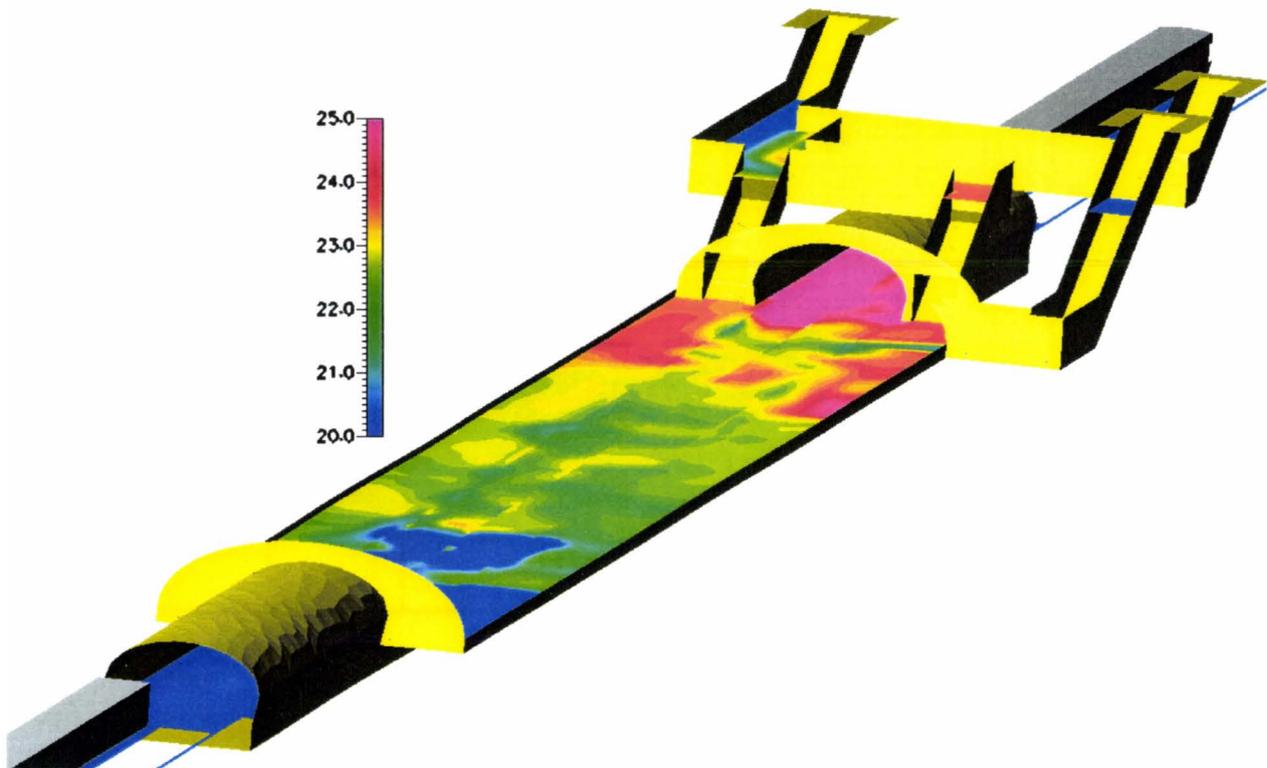


FIG. 6.40: champ de températures sur les quais

6.6 Conclusion

Les applications développées dans ce chapitre ont montré que le modèle numérique reproduit les principaux effets aérothermiques que l'on peut rencontrer dans les stations. Nous avons mis en évidence l'influence des rhéostats sur l'évolution de la température en station et la manière dont se répartit la chaleur en fonction du mode de ventilation et du passage des rames en station.

La technique des maillages glissants a fait ses preuves et il est désormais possible d'obtenir sur une modélisation tridimensionnelle des propriétés de l'air en tenant compte du passage des rames quelle que soit la configuration d'exploitation de la station.

De plus, les résultats obtenus sont en cohérence avec les phénomènes physiques prévisibles comme le sens des déplacements d'air générés par la circulation des rames et les systèmes de ventilation ou encore les répartitions de chaleur produite par les rhéostats. Aussi, les niveaux de vitesse et de température calculés sont en accord avec ceux qui ont été enregistrés lors de la campagne de mesure dans la station Simplon.

Conclusion et Perspectives

Ce travail s'inscrit dans une perspective d'évaluation du confort thermique dans les stations de métro, nécessaire à l'obtention des critères de qualité visés par les exploitants des transports ferroviaires souterrains en réponse à la demande forte des usagers de ce type de transport en commun. L'objectif de cette étude a été de mettre en place un outil de simulation numérique capable de donner une estimation sur les paramètres pouvant intervenir sur le confort thermique des usagers, en l'occurrence la vitesse et la température de l'air dans la station, quelle que soit la configuration d'exploitation.

Les travaux de cette thèse ont commencé par un bref état des paramètres intervenant dans les effets aérothermiques d'un tel milieu comme la géométrie du réseau souterrain, la circulation des rames, les systèmes de ventilation et les sources de chaleur que l'on peut rencontrer. Pour cela, nous nous sommes appuyés sur des résultats antérieurs comme les travaux numériques unidimensionnels de Vardy ou de Pope. Des mesures in-situ ont également été réalisées afin de mettre en évidence la complexité et le caractère fortement instationnaire des phénomènes physiques mis en jeu.

Par la suite, les efforts ont essentiellement porté sur l'outil de simulation. Devant la complexité et la diversité des phénomènes à prendre en compte, des compromis ont été faits entre le niveau de précision des modélisations et les contraintes en moyens de calcul. Comme il s'agit de modéliser des phénomènes instationnaires dans une large gamme d'échelles de temps et dans un domaine spatial très étendu, le recours aux équations complètes de la mécanique des fluides s'avère absolument impraticable. L'originalité de la démarche suivie repose sur diverses méthodes qui ont été développées dans ce mémoire :

- Les processus de transfert dans les tunnels se font essentiellement dans le sens de leur longueur, avec des effets transversaux pouvant être modélisés de manière simplifiée. Le problème peut donc être réduit à un modèle unidimensionnel de propagation longitudinal dont la simulation sur ordinateur est bien moins coûteuse, tant en moyens qu'en temps de calcul.
- La connaissance précise des propriétés thermiques et aérauliques dans la station impose de maintenir la tridimensionnalité du problème. Pour assurer une certaine rapidité de résolu-

tion, les équations de transport de la mécanique des fluides ont été simplifiées à un système d'équations d'Euler où les principaux effets visqueux ou phénomènes locaux, comme les sources de chaleur des freins et des rhéostats sur les rames, les installations fixes, les systèmes d'extraction et d'insufflation, les passagers, sont introduits sous forme de termes source.

- Une des principales difficultés pour la simulation des stations est la prise en compte des rames, dont la contribution aux caractéristiques thermiques et aérauliques du réseau est prépondérante. Pour représenter les séquences d'entrée, d'arrêt et de sortie, on se retrouve confronté à un problème de systèmes en mouvement relatifs. Dans la méthode qui a été développée, les problèmes de maillages associés sont traités de manière entièrement autonome grâce à une technique de maillages glissants s'appuyant sur un algorithme de génération automatique de maillages cartésiens mis au point avec l'Université de Stuttgart dans le cadre d'un programme de collaboration soutenu par le CNRS, le MENRT et la DFG (Deutsche Forschungsgemeinschaft).
- La résolution des équations d'Euler discrétisées par la méthode des volumes finis a été réalisée grâce à l'algorithme SIMPLE couplé à la méthode de Van Leer de second ordre en espace et en temps. On a vu que cette méthode permettait de maintenir une certaine précision dans la solution obtenue tout en maintenant des pas de temps raisonnables.

Dans un souci de validation et de vérification systématique des modèles sélectionnés, tous les aspects n'ont pas été abordés de front. La stratégie de validation progressive a permis jusqu'à présent d'intégrer les éléments suivants dans le modèle de station :

- Schémas numériques de discrétisation dans l'espace et dans le temps.
- Traitement spécifique de conditions aux frontières où l'écoulement peut être indifféremment entrant ou sortant.
- Maillages cartésiens avec recoupement automatique des surfaces et maillages glissants incorporant les rames en mouvement.
- Convection naturelle, très importante pour les transferts de chaleur des rames à l'arrêt.
- Interaction entre les effets en tunnel et les effets en station

Les résultats obtenus ont permis d'identifier et de quantifier les principaux échanges et phénomènes physiques auxquels on pouvait s'attendre. Une des principales difficultés reste l'évaluation des sources et l'obtention de données expérimentales in situ. A cet égard, les mesures de températures et de vitesses obtenues sont incomplètes mais elles permettent d'obtenir une première idée des phénomènes mis en jeu. Il est prévu de poursuivre ces essais de manière plus systématique dans la suite du projet. Une contribution importante des ingénieurs de la RATP réside également dans la collecte d'informations sur les équipements embarqués et les systèmes de ventilation installés sur le réseau parisien.

Par ailleurs, la difficulté des mesures sur site rend indispensable le recours à des simulations sur maquette. Même si tous les aspects du problème réel ne sont pas reproductibles, la possibilité de mettre en œuvre les moyens de mesure les plus sophistiqués dont dispose le LME, qu'il n'est pas possible de déployer en extérieur, donne tout son intérêt à ce type de démarche.

L'étude d'une maquette à l'échelle 1/20 est menée en collaboration avec l'équipe du LME spécialisée dans les incendies en tunnel. Un banc d'essais de station avec tunnels sera mis en place et adapté aux besoins spécifiques des utilisateurs. En ce qui concerne le présent projet, il s'agit de la circulation des rames. Des mesures de vitesses sont prévues à l'aide du système PIV ainsi que des visualisations par tranches laser, avec une exploitation complémentaire par traitement d'images.

Dans le but d'optimiser le positionnement de filtres à particules dans la station, la RATP propose également d'étendre le modèle à l'étude de la dispersion des poussières issues des matériaux de freinage qui, en concentration élevée, peuvent être nocives à l'usager. Une première étude est en cours au LME. L'objectif est d'utiliser l'outil de simulation d'écoulements en station que nous avons développé en intégrant de nouvelles équations pour les concentrations de poussières ainsi qu'un algorithme de raffinement automatique du maillage pour les zones à fort gradient de concentration.

Bibliographie

- Althabegoity, F. : 1996, Echanges thermiques de l'homme dans un environnement fortement hétérogène. Cas de la voiture, Thèse de doctorat, Université de Toulouse III.
- ASHRAE : 1992, Thermal Environmental Conditions for Human Occupancy and Addendum, ASHRAE, New York, pp. 8.1–8.31.
- Benek, J. A., Buning, P. G. & Steger, J. L. : 1985, A 3-D Chimera Grid Embedding Technique, *AIAA Paper 85-1523*.
- CFD-RC : 2002, *CFD-GEOM, Interactive Geometric Modeling and Grid Generation Software*, CFDRC, Huntsville, Alabama.
- Danielson, U. : 1993, Convection coefficients in clothing air layer, Doctoral thesis, The Royal Institute of Technology, Stockholm. ISSN 1104-3008.
- Deister, F., Rocher, D., Hirschel, E. H. & Monnoyer, F. : 2001, Self-organizing hybrid cartesian grid generation and solutions for arbitrary geometries, in H. E. H. (ed.), *Numerical Flow Simulation II*, Vol. 75 of *Notes on Numerical Fluid Mechanics*, Springer, Berlin, Heidelberg, New-York, pp. 19–33. ISBN 3-540-41608-0.
- Fischenden, M. & Saunders, O. A. : 1980, *Convective Heat and Mass Transfer*, 2nd édition, Mc Graw Hill - New York. ISBN 0-07-033457-9.
- Gabay, D. : 1996, Méthodologie de l'approche du confort bioclimatique dans un vaste réseau souterrain ferroviaire et application au métro de Paris, *Société Française des Thermiciens*, Vol. 4, Elsevier, Valenciennes, pp. 9–17.
- Gagge, P. : 1973, Rational temperature indices of man's thermal environment and their use with a two nodes model of his temperature regulation, *Federation proceeding*, Vol. 32, N°5, pp. 1573–1582.
- Guoping, D. & Vardy, A. : 1994, Tunnel Temperature Control by Ventilation, in A. S. Caserta (ed.), *Aerodynamics and Ventilation of Vehicle Tunnels*, BHRA, Liverpool, pp. 175–197.
- Hirsch, C. : 1992, *Numerical Computation of Internal and External Flows*, Vol. 2 : Computational Methods for Inviscid and Viscous Flows, Wiley & Sons, Chichester-New York.
- ISO-8996 : 1990, *Ergonomie - Détermination de la production de chaleur métabolique*, Vol. 1990-12-15 Version française - première édition, ed. AFNOR.
- Kerslake, D. M. : 1972, The stress of hot environments, *Monograph of the physiological society* N°29, Cambridge University Press, London, p. 316.

- Lotens, W. A. : 1988, Comparison of thermal predictive models for clothed humans, *ASHRAE Trans.* **94(1)**, 1321–1341.
- Melton, J. E. : 1996, Automated Three-Dimensional Cartesian Grid Generation and Euler Flow Solutions for Arbitrary Geometries, Phd thesis, Université de Californie, Davis.
- Mirels, H. : 1956, Boundary layer behind a shock or thin expansion wave moving into a stationary fluid, *Technical note*, Vol. 37-12, National Advisory Committee on Aeronautics (NACA).
- Mitchell, J. W., Nadel, E. R. & Stolwijk, J. A. : 1972, Respiratory weight losses during exercise, *Journal Applied Physiology* **32(4)**, 474–476.
- Nakahashi, K. & Togashi, F. : 1999, An Intergrid Boundary definition method for Overset Unstructured grid approach, *AIAA Paper 99-3304*.
- Patankar, S. V. : 1981, A Calculation Procedure for two-dimensionnal Elliptic Situations, *Numerical Heat Transfer* **4**, 409–425.
- Peric, M. : 1985, A finite volume method for the prediction of three dimensionnal fluid fund flow in a complex duct, Phd thesis, University of London.
- Pope, C. W., Newman, D. G. & Henson, D. A. : 2000, The factors affecting draught relief and air temperature in an underground metro system, in S. A. Caserta (ed.), *Aerodynamics and Ventilation of Vehicle Tunnels*, BHRA, Boston, pp. 153–169.
- Rhie, C. & Chow, W. : 1983, Numerical Study of the turbulent flow past an airfoil with trailing edge separation, *AIAA Journal* **21**, pp 1525–1535.
- Ribot, B. : 1999, Modélisation numérique d'un système de ventilation d'un tunnel routier par une trappe de désenfumage dans le cas d'un incendie, Thèse de doctorat, Université de Lyon I.
- Schlichting, H. : 1979, *Boundary layer theory*, 7^{me} édition, Mc Graw-Hill - New York. ISBN 0-07-055334-3.
- Schneider, G. E. & Zedan, M. : 1981, A modified Strongly Implicit Procedure for the Numerical Solution of Field Problems, *Numerical Heat Transfer* **4**, 1–19.
- Steger, J. L., Dougherty, F. A. & Benek, J. A. : 1982, A Chimera Grid Scheme, *ASME Mini Symposium on Advances in Grid Generation*.
- Stone, H. L. : 1968, Iterative Solution of Implicit Approximations of Multidimensional Partial Differential Equations, *SIAM J. Numer. Heat Transfer* **5**, 530–558.
- Sutherland, I. & Hodgman, G. : 1974, Reentrant Polygon Clipping, *Communication of the ACM* **17**, 151–153.
- Suzuki, K., Kameyama, S. & Komatsu, M. : 1999, Reasearch of an Efficient Air-Conditionning System in a Station Concourses, *World Congress Rail Research*, Tokyo-Japan.
- Tabarra, M., Matthews, R. D. & Kenrick, B. J. : 2000, The revival of Saccardo ejectors - history, fundamentals, and applications, *Aerodynamics and Ventilation of Vehicle Tunnels*, BHRA, Boston, pp. 1037–1055.
- Van Doormaal, J. P. & Raithby, G. D. : 1984, Enhancements of the SIMPLE method for predicting incompressible fluid flow, *Numerical Heat Transfer* **7**, 147–163.
- Van Leer, B. : 1979, Towards the ultimate conservative difference scheme V : A second order sequel to Godunov's method, *Journal of Computational Physics* **32**, 101–136.

- Walz, A. : 1969, *Boundary Layers of Flow and Temperature*, MIT Press, Cambridge (Massachusetts) and London.
- Waymel, F. : 1999, Estimation numérique des flux nets rayonnés par les parois d'une station de métro, *Rapport de DEA-Génie Mécanique Energétique*, UVHC-Valenciennes.
- Waymel, F. : 2000, Mesures aérothermiques dans la station Simplon du réseau métropolitain Parisien, *Rapport interne LME - UVHC*, UVHC-Valenciennes.
- Waymel, F., Monnoyer, F. & William-Louis, M. J.-P. : 2001, Thermal and Dynamic Modeling of Subway Stations, in ECCOMAS (ed.), *ECCOMAS CFD 2001*, Swansea, Wales. ISBN 0-905091-12-4.
- William-Louis, M. : 1994, Etude aérothermique des ondes de pression lors de la circulation des trains en tunnels simples ou ramifiés, Thèse de doctorat, Université de Valenciennes.
- Woods, W. : 1980, Unsteady one-dimensional flows in complex networks and pressurized vessels, *Lecture series 1980-1*, Von Karman Institute for fluid dynamics.

Annexe A

Coefficients de convection naturelle

Dans cette annexe sont regroupées les lois empiriques utilisées dans le modèle pour les échanges de chaleur par convection naturelle entre l'air à la température T_a et les parois à la température T_p .

Le coefficient de convection h est déterminé à partir du nombre de Nusselt :

$$Nu = \frac{hL}{\lambda} \quad (\text{A.1})$$

où L est une longueur caractéristique de l'écoulement.

Les caractéristiques du fluide sont déterminées à une température moyenne T_f entre l'air et la paroi sous la forme :

$$T_f = \frac{T_a + T_p}{2} \quad (\text{A.2})$$

Pour la convection naturelle, le nombre de Nusselt est déterminé à partir du nombre de Rayleigh :

$$Ra = \frac{g\beta\Delta TL^3}{a\nu} \quad (\text{A.3})$$

Les lois empiriques utilisées pour les différentes configurations géométriques rencontrées sont les suivantes :

Plaque plane verticale isotherme

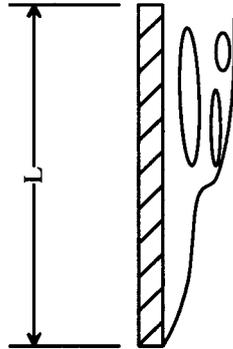


FIG. A.1: convection naturelle sur plaque plane verticale

– laminaire ($10^4 < Ra < 10^9$)

$$Nu = 0,59Ra^{1/4} \quad (\text{A.4})$$

– turbulent ($Ra \geq 10^9$)

$$Nu = 0,13Ra^{1/3} \quad (\text{A.5})$$

Plaque plane horizontale face chaude orientée vers le haut ou face froide orientée vers le bas

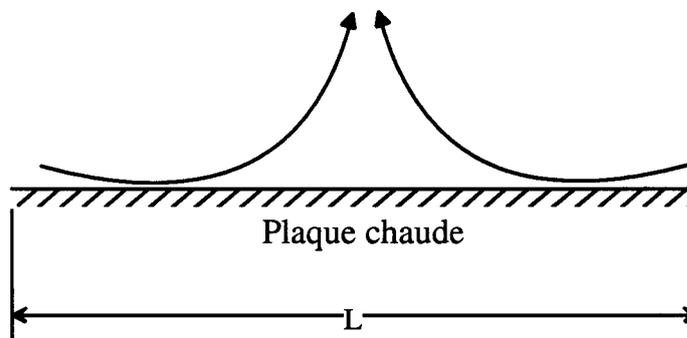


FIG. A.2: plaque plane horizontale chaude orientée vers le haut

– laminaire ($10^5 < Ra < 2 \cdot 10^7$)

$$Nu = 0,54Ra^{1/4} \quad (\text{A.6})$$

– turbulent ($2 \cdot 10^7 < Ra < 3 \cdot 10^{11}$)

$$Nu = 0,14Ra^{1/3} \quad (\text{A.7})$$

Fischenden & Saunders (1980).

Plaque plane horizontale face chaude orientée vers le bas ou face froide orientée vers le haut

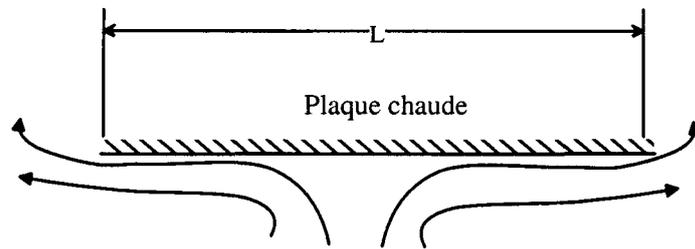


FIG. A.3: plaque plane horizontale chaude orientée vers le bas

Pour un nombre de Raileigh variant de $3 \cdot 10^5$ à $3 \cdot 10^{10}$, ce qui correspond à la gamme correspondant aux types d'échanges dans le cas de cette étude, le nombre de Nusselt s'exprime par :

$$Nu = 0,27Ra^{1/4} \quad (A.8)$$

Annexe B

Méthode des moindres carrés pour la reconstruction des gradients

Soit ω une variable physique du problème calculée au centre de chaque cellule d'un maillage quelconque. Une cellule particulière de centre P est entourée de N cellules de centre M_1 à M_N .

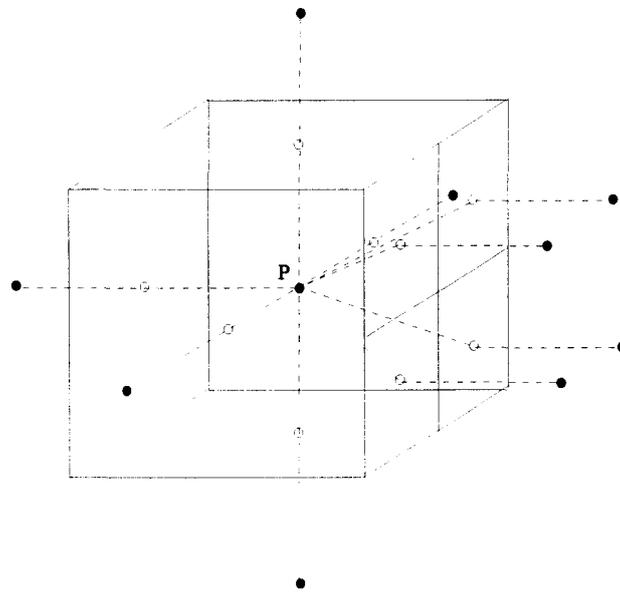


FIG. B.1: représentation d'une cellule avec ses voisines

On note ω^c la valeur de ω calculée à partir du modèle numérique et ω^g celle reconstruite à partir de la valeur en P et de son gradient. Pour les n cellules voisines de la cellule de centre P , les valeurs de ω reconstruites en leur centre s'écrivent :

$$\begin{cases} \omega_1^g = \omega_P^c + (\vec{\nabla}\omega)_P \cdot P\vec{M}_1 \\ \vdots \\ \omega_N^g = \omega_P^c + (\vec{\nabla}_P\omega)_P \cdot P\vec{M}_N \end{cases} \quad (\text{B.1})$$

La différence quadratique entre la valeur reconstruite et la valeur calculée est déterminée pour l'ensemble des cellules voisines par :

$$\begin{cases} (\omega_1^g - \omega_P^c)^2 = ((\vec{\nabla}\omega)_P \cdot P\vec{M}_1 - \omega_1^c)^2 \\ \vdots \\ (\omega_N^g - \omega_P^c)^2 = ((\vec{\nabla}\omega)_P \cdot P\vec{M}_N - \omega_N^c)^2 \end{cases} \quad (\text{B.2})$$

Le gradient de ω au point P peut s'écrire dans le repère cartésien (O, x, y, z) sous la forme :

$$(\vec{\nabla}\omega)_P = g_x \vec{i} + g_y \vec{j} + g_z \vec{k} \quad (\text{B.3})$$

L'équation B.2 devient :

$$\begin{cases} (\omega_1^g - \omega_1^c)^2 = (\omega_P^c - \omega_1^c)^2 + 2(\omega_P^c - \omega_1^c)[g_x((x_1 - x_P) + g_y(y_1 - y_P) + g_z(z_1 - z_P))] \\ \quad + [g_x(x_1 - x_P) + g_y(y_1 - y_P) + g_z(z_1 - z_P)]^2 \\ \vdots \\ (\omega_N^g - \omega_N^c)^2 = (\omega_P^c - \omega_N^c)^2 + 2(\omega_P^c - \omega_N^c)[g_x((x_N - x_P) + g_y(y_N - y_P) + g_z(z_N - z_P))] \\ \quad + [g_x(x_N - x_P) + g_y(y_N - y_P) + g_z(z_N - z_P)]^2 \end{cases} \quad (\text{B.4})$$

La somme des différences quadratiques entre les valeurs de ω reconstruites par gradient et celles calculées à chaque noeud de chaque cellule voisine à la cellule de centre P et pondérée par l'aire A_k des interfaces située entre les cellule P et K vaut donc :

$$\begin{aligned} S &= \sum_{K=1}^N (\omega_K^g - \omega_K^c)^2 A_k = \sum_{K=1}^N (\omega_P^c - \omega_K^c)^2 A_k \\ &\quad + 2 \sum_{K=1}^N (\omega_P^c - \omega_K^c) [g_x(x_K - x_P) + g_y(y_K - y_P) + g_z(z_K - z_P)] A_k \\ &\quad + 2 \sum_{K=1}^N [g_x(x_K - x_P) + g_y(y_K - y_P) + g_z(z_K - z_P)]^2 A_k \end{aligned} \quad (\text{B.5})$$

Pour obtenir une bonne reconstruction de la variable ω aux centres des cellules voisines, c'est à dire pour que la valeur reconstruite soit proche de la valeur calculée quelle que soit la cellule, il faut minimiser le terme S . Or, S est une fonction à 3 variables $S(g_x, g_y, g_z)$ et le minimum de cette fonction est obtenu lorsque les trois conditions suivantes sont satisfaites :

$$\begin{cases} \frac{\partial S}{\partial g_x} = 0 \\ \frac{\partial S}{\partial g_y} = 0 \\ \frac{\partial S}{\partial g_z} = 0 \end{cases} \quad (\text{B.6})$$

qui se traduit par le système suivant :

$$\begin{cases} 2\Sigma_K(\omega_P^c - \omega_K^c)(x_K - x_P)A_k + g_x\Sigma_K 2(x_K - x_P)^2 A_k & +2g_y\Sigma_K(x_K - x_P)(y_K - y_P)A_k \\ & +2g_z\Sigma_K(x_K - x_P)(z_K - z_P)A_k = 0 \\ 2\Sigma_K(\omega_P^c - \omega_K^c)(y_K - y_P)A_k + g_y\Sigma_K 2(y_K - y_P)^2 A_k & +2g_x\Sigma_K(x_K - x_P)(y_K - y_P)A_k \\ & +2g_z\Sigma_K(y_K - y_P)(z_K - z_P)A_k = 0 \\ 2\Sigma_K(\omega_P^c - \omega_K^c)(z_K - z_P)A_k + g_z\Sigma_K 2(z_K - z_P)^2 A_k & +2g_x\Sigma_K(x_K - x_P)(z_K - z_P)A_k \\ & +2g_y\Sigma_K(y_K - y_P)(z_K - z_P)A_k = 0 \end{cases} \quad (\text{B.7})$$

Si on pose

$$\begin{aligned} i_{xx} &= \sum_K (x_K - x_P)^2 A_k & i_{xy} &= \sum_K (x_K - x_P)(y_K - y_P) A_k \\ i_{yy} &= \sum_K (y_K - y_P)^2 A_k & i_{xz} &= \sum_K (x_K - x_P)(z_K - z_P) A_k \\ i_{zz} &= \sum_K (z_K - z_P)^2 A_k & i_{yz} &= \sum_K (y_K - y_P)(z_K - z_P) A_k \end{aligned} \quad (\text{B.8})$$

$$\begin{aligned} S_x &= \sum_K (\omega_K - \omega_P)(x_K - x_P) A_k \\ S_y &= \sum_K (\omega_K - \omega_P)(y_K - y_P) A_k \\ S_z &= \sum_K (\omega_K - \omega_P)(z_K - z_P) A_k \end{aligned} \quad (\text{B.9})$$

l'équation B.7 s'écrit alors :

$$\begin{cases} i_{xx}g_x + i_{xy}g_y + i_{xz}g_z = S_x \\ i_{xy}g_x + i_{yy}g_y + i_{yz}g_z = S_y \\ i_{xz}g_x + i_{yz}g_y + i_{zz}g_z = S_z \end{cases} \quad (\text{B.10})$$

La résolution de ce système permet d'en déduire les composantes dans le repère cartésien du gradient de ω en P :

$$\left\{ \begin{array}{l} g_x = \frac{1}{\Delta} \begin{vmatrix} S_x & i_{xy} & i_{xz} \\ S_y & i_{yy} & i_{yz} \\ S_z & i_{yz} & i_{zz} \end{vmatrix} \\ g_y = \frac{1}{\Delta} \begin{vmatrix} i_{xx} & S_x & i_{xz} \\ i_{xy} & S_y & i_{yz} \\ i_{xz} & S_z & i_{zz} \end{vmatrix} \\ g_z = \frac{1}{\Delta} \begin{vmatrix} i_{xx} & i_{xy} & S_x \\ i_{xy} & i_{yy} & S_y \\ i_{xz} & i_{yz} & S_z \end{vmatrix} \end{array} \right. \quad (\text{B.11})$$

avec

$$\Delta = \begin{vmatrix} i_{xx} & i_{xy} & i_{xz} \\ i_{xy} & i_{yy} & i_{yz} \\ i_{xz} & i_{yz} & i_{zz} \end{vmatrix} \quad (\text{B.12})$$

Présentation du logiciel METAS

C.1 Structure du logiciel

METAS est le logiciel qui a été développé dans le cadre de cette thèse suivant le cahier des charges fixé par la RATP. La structure de ce logiciel est schématisée sur la figure C.1. Avant de lancer toute application, les maillages cartésiens des différents blocs nécessaires à la modélisation du domaine de calcul sont obtenus à partir des maillages surfaciques relatifs à chacun des blocs à l'aide du logiciel CARTFLOW, décrit dans le paragraphe 3.2. Certains paramètres doivent être également définis pour le contrôle des différents modules du programme. Ces paramètres sont contenus dans un fichier à partir duquel ils peuvent être modifiés suivant l'application réalisée. Dans ce fichier, les paramètres sont classés en trois parties :

1. paramètres relatifs au positionnement et dimensionnement des maillages 3D et 1D figurant dans la fenêtre C.2.
2. paramètres relatifs au fonctionnement du solveur figurant dans la fenêtre C.3
3. paramètres relatifs au positionnement des rames et au glissement des maillages dans la fenêtre C.4

Les paramètres physiques aux conditions aux limites sont également définis dans un fichier pour chacun des maillages constituant le domaine de calcul.

Lorsque ces étapes de préparation ont été correctement effectuées, METAS peut alors fonctionner de lui même. Il comporte tout d'abord une phase de préparation au cours de laquelle il procède à la lecture des différents maillages, des paramètres nécessaires à son fonctionnement ainsi que des données relatives aux conditions aux limites. Au cours de cette phase qui est en fait une étape d'initialisation, les maillages sont redimensionnés suivant leurs dimensions réelles et correctement positionnés les uns par rapport aux autres afin d'obtenir la continuité du domaine de calcul. C'est à ce stade qu'il procède au regroupement des petites cellules pour chaque maillage. Les champs des variables physiques du problème sont également initialisés au cours de cette phase.

La deuxième étape est la phase de résolution qui peut se décomposer en deux grandes parties :

connect-up connect-dn	connection 1D tunnel amont et aval	.FALSE. .FALSE.	.TRUE. .TRUE.
ncell-up ncell-dn	nombre de cell. tunnel amont et aval	x x	275 346
length-up length-dn	longueur tunnel amont et aval	x x	275.0 346.0
p-tun-up p-tun-dn	périmètre tunnel amont et aval	x x	20.0 20.0
stop-up stop-dn	pos. d'arrêt station amont et aval	x x	-525.0 675.0
l-train	longueur des rames	x	90.0
surf-train	surface au vent des rames	x	5.52
p-train	périmètre des rames	x	9.0
cf-tun	coefficient de frott. tunnel	x	0.005
cf-train	coefficient de frott. rames	x	0.005
link-subd-num	nombre de zone pour la connexion	x	100
merge-s merge-l merge-2	activation du merging	.TRUE. x x	.TRUE. .TRUE. .FALSE.
vol-fac-s vol-fac-l vol-fac-r	épaisseur de merging	0.078 x x	0.3 0.3 0.3
simple	activation alg. SIMPLE	.TRUE.	.TRUE.
pressure-wave	activation faibl. compressible	.FALSE.	.FALSE.
teta	surrelaxation interne cor. pr.	1.0	1.0
res-cell	residu max / cell.	0.005	0.5
res-c	résidu global max	1.E-5	1.E-5
gamma-p	critère de conv. corr. pr.	0.3	0.3
alpha-p	sous-relaxation après corr. pr.	0.7	0.8
start-time end-time	début et fin de la simulation	0.0 400.0	0.0 200.0
p-start t-start	pression et température initiales	101300. 25.0	101300. 20.0
dtime-s	intervalle entre 2 fichiers sol.	1.0	0.5-2.0
dtime-b	intervalle entre 2 bilans aux CL	0.1	0.1
slide	activation du glissement	.FALSE.	.TRUE.
trans-1-num trans-2-num	nombre de déplacement/passage	x x	250 250
train-num	nombre de passage de rame voie 1,2	x	0 ou 1
vit-tun-	vit. rames en tunnel voie 1,2	x	15.0
acc-	acc. au démarrage voie 1,2	x	1.4
dec-	dec. au freinage voie 1,2	x	1.4
wait-	temps d'arrêt station voie 1,2	x	25.0
dir-1 dir-2	sens de déplacement voie 1,2	x x	1.0 -1.0
stop-pos	position d'arrêt en station	x	75.0

TAB. C.1: paramètres du code METAS

Annexe D

Champs de températures et de vitesses en tunnel

Dans cette annexe, sur les figures D.1 et D.2 sont représentés les champs de température et de vitesse obtenus pour une rame seule en circulation sur la voie 1 en direction de la Porte de Clignancourt avec ou sans ventilation. Ces résultats permettent, d'une part, de quantifier de manière générale les propriétés thermiques et aérauliques en tunnel et d'autre part, de mieux comprendre les résultats obtenus dans le paragraphe 6.4.

Au temps $t = 30s$, la rame se dirige vers la station en circulant dans le tunnel 1. Elle génère ainsi un courant d'air vers la station atteignant les 1,6 m/s sans ventilation et 2,2 m/s en cas d'insufflation d'air. On constate dans ce dernier cas que l'aspiration d'air en queue de rame est fortement limitée. Au niveau des champs de température, on s'aperçoit que la quantité de chaleur libérée en tunnel provoque une élévation de température de l'ordre de 1,1°C suivi d'un renouvellement d'air en début de tunnel en particulier lorsqu'il n'y a pas de ventilation.

Lorsque la rame a dépassé le poste de ventilation ($t = 40s$), l'air frais apporté par l'insufflation d'air chasse la chaleur libérée par la rame suivant deux directions : celle située en amont du poste de ventilation est repoussée vers la station de départ et l'autre partie est amenée en station Simplon. La rame quitte ensuite la station et, au temps $t = 90s$, l'aspiration d'air en queue de rame entraîne la chaleur libérée par les rhéostats en station vers le tunnel de sortie. La température atteinte en début de tunnel dépasse les 25°C. Lorsque la ventilation est activée, cette température est plus faible car, comme le montre le champ de vitesse, l'insufflation d'air dans le tunnel 2 limite le transport de l'air de la station vers ce tunnel.

Au temps $t = 110s$, la rame franchit le poste de ventilation du tunnel 2. La chaleur libérée par la rame en tunnel provoque un plateau à la température de 21,1°C qui se partage en deux parties lorsque la ventilation est activée. On peut également remarquer que dans cette configuration il n'y a plus de transfert de chaleur entre le tunnel 1 et la station à cet instant.

La rame termine ensuite son parcours en quittant le tunnel de sortie 2 ($t \geq 120s$). L'inertie de l'air maintient les courants d'air générés par la rame qui transfèrent la chaleur issue de la convection des rhéostats en station vers l'extérieur du tunnel 2 en l'absence de ventilation. Dans le cas contraire, l'apport d'air frais en inter-station empêche cette progression. A partir d'un temps suffisamment long ($t > 160s$), on retrouve au début du tunnel 2 côté station un plateau à une température

avoisinant les $20,8^{\circ}\text{C}$ qui correspond à la chaleur qui a été libérée par la rame dans le tunnel 1 puis transportée jusqu'au tunnel de sortie.

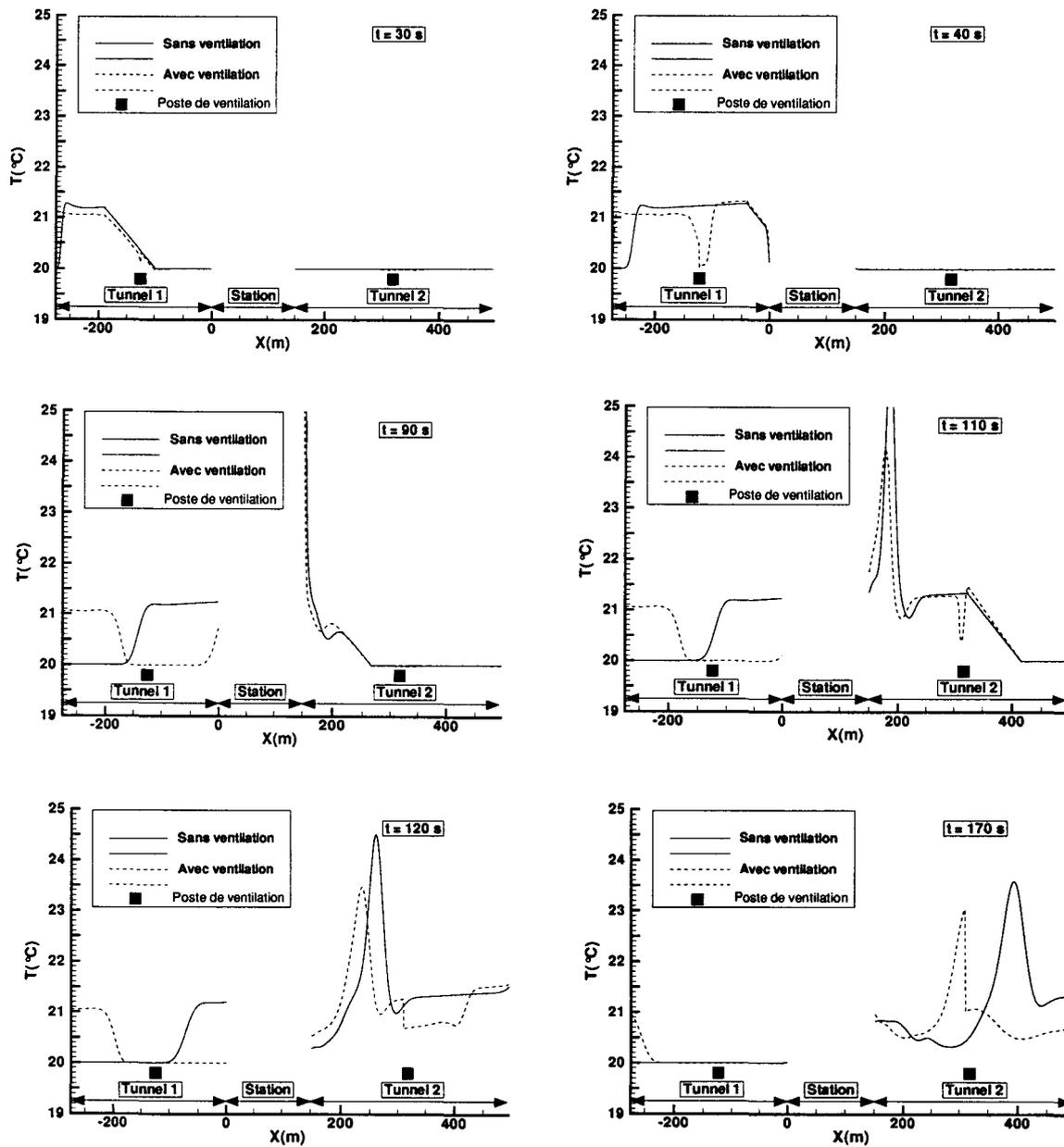


FIG. D.1: champ de températures dans les tunnels

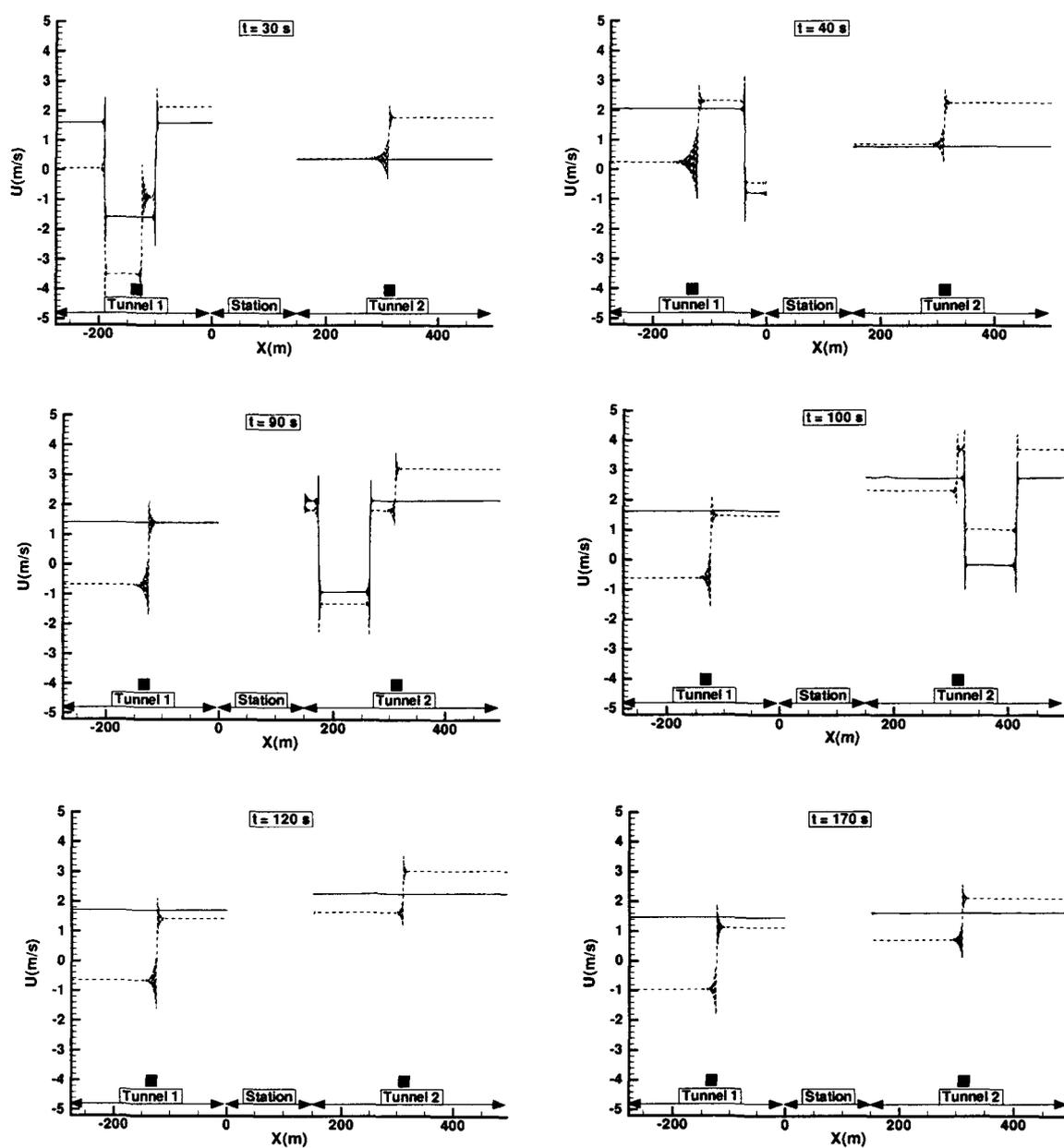


FIG. D.2: champ de vitesses dans les tunnels

RESUMÉ

Ce travail porte sur la modélisation physique et numérique des écoulements d'air et des échanges de chaleur dans les stations de métro en vue d'obtenir une meilleure compréhension des conditions climatiques dans les réseaux ferroviaires souterrains. L'étude est basée sur une description mathématique des écoulements par les équations d'Euler tridimensionnelles instationnaires auxquelles sont ajoutés des termes source pour prendre en compte certains phénomènes physiques. Ces équations sont ensuite discrétisées par une formulation de volumes finis et résolues par un algorithme de type SIMPLE couplé à un schéma à pas de temps intermédiaire de Van Leer. La description de la géométrie du domaine de calcul est assurée par un maillage cartésien obtenu à partir d'un mailleur automatique. Afin de prendre en compte le déplacement des rames dans la station, une technique de maillage glissant est élaborée, reposant sur une décomposition de la station en trois maillages distincts. Le modèle numérique est validé sur des écoulements générés par convection mixte dans un canal de section rectangulaire contenant une plaque chauffante dans sa partie centrale. L'étude se termine par quelques applications du code de calcul dans une station de métro type du métropolitain parisien. Divers paramètres sont étudiés comme les effets piston générés par la circulation des rames, les déplacements d'air provoqués par la ventilation en inter-station et les transferts de chaleur en provenance des rhéostats situés en bas de caisse des rames de métro.

TITLE : Thermal and dynamic modelling of subway stations

ABSTRACT

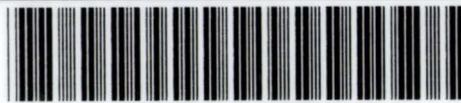
This work aims at the physical and the numerical modelling of air motion and heat transport phenomena in subway stations in order to obtain a better understanding of the climatic conditions in underground networks. The study is based on a mathematical approach described by the unsteady three-dimensional Euler's equations completed by source terms taking additional effects into account. These equations are discretized with a finite volume method and solved by a SIMPLE algorithm coupled with an intermediate time step scheme as proposed by Van Leer. The spatial discretization is made by a cartesian grid obtained from an automatic grid generator. In order to take the relative motions of the coaches inside the station into account, a sliding grid method is implemented, lying on the subdivision of the domain into three cartesian blocks connected at fixed boundaries. To validate the model, calculations are compared to measurements of the flow generated by mixed convection in a rectangular open duct equipped with a heated plate in its central part. The study ends by some applications of the numerical code in the case of a typical Parisian subway station. Several parameters are considered, like piston effects generated by the circulation of the coaches, air displacements caused by inter-station ventilation system and heat transfers coming from the rheostats placed in the bottom of the coaches.

DISCIPLINE : Mécanique des fluides et Énergétique

MOTS-CLÉS : Aéraulique, Thermique, Volumes finis, Instationnaires, Cartésien, Métro

ADRESSE :
LME-UVHC
Le Mont Houy – 59313 VALE

Bibliothèque Universitaire de Valenciennes



510 013