



Ministère  
de l'Équipement,  
du Logement,  
des Transports  
et du Tourisme

Direction  
des Routes

**SIMULATIONS NUMÉRIQUES D'ESSAIS  
SUR MAQUETTE  
DESTINÉES À L'ÉTUDE  
DES INCENDIES EN TUNNEL.**



**CENTRE D'ÉTUDES DES TUNNELS**

**SIMULATIONS NUMERIQUES D'ESSAIS  
SUR MAQUETTE  
DESTINES A L'ETUDE  
DES INCENDIES EN TUNNEL.**

**B. RIBOT  
NOVEMBRE 1996**

## **RESUME.**

Ce rapport présente des simulations numériques d'essais sur maquette réalisées avec le code de calcul FLOW 3D. La maquette utilisée représente le tunnel de Puymorens qui relie l'Ariège aux Pyrénées Orientales.

Après avoir présenté le code de calcul FLOW 3D, les méthodes de résolutions, les différents modèles numériques et les équations résolues dans les premières parties, les parties suivantes sont consacrées à la description et à l'analyse de simulations de deux problèmes légèrement distincts.

Le problème simulé dans la quatrième partie est celui de l'injection d'un mélange d'air et d'hélium émis perpendiculairement à la plus grande dimension de la maquette par un orifice rectangulaire situé au centre du plan inférieur définissant la maquette. Ce mélange est injecté dans un écoulement d'air établi. Cette partie comprend également une description des conditions limites appliquées, des hypothèses effectuées, et des équations résolues. Les résultats obtenus sont analysés et comparés à ceux obtenus expérimentalement et ceux obtenus lors de simulations réalisées avec le code CFD 2000.

Enfin, pour terminer cette partie une étude du suivi de trajectoires de particules est présentée et permet une meilleure compréhension des phénomènes tridimensionnels se produisant dans de tels écoulements.

La seconde simulation numérique effectuée constitue la cinquième partie de ce document. Le problème envisagé est similaire au précédent. Toutefois il diffère du problème étudié dans la quatrième partie dans la mesure où le mélange injecté n'est plus un mélange d'air et d'hélium mais un mélange d'air chaud. L'analyse des résultats correspondants aux deux simulations effectuées mettant en jeu un système d'équations différent mais représentant les mêmes phénomènes physiques permet de conclure sur la validité ou non de l'hypothèse selon laquelle l'évolution des fumées créées lors d'un incendie est semblable à celle d'un mélange ayant une densité inférieure à celle de l'air.

Le travail dont rend compte le présent rapport a été réalisé au Centre d'Etudes des Tunnels d'Avril à Septembre 1996 par mademoiselle Bénédicte Ribot dans le cadre d'un stage de Diplôme d'Etudes Approfondies de mécanique de l'Université Claude Bernard Lyon I et d'un travail de fin d'études de l'Institut des Sciences et Techniques de l'Ingénieur de Lyon.

# Sommaire.

Pages :

<b>I - Introduction :</b> .....	1
A - Généralités sur le désenfumage des tunnels routiers en cas d'incendie...	1
B - Les différentes méthodes d'études des incendies en tunnel.....	2
C - Objectif de l'étude .....	4
<b>II - Présentation du code de calcul FLOW 3D :</b> .....	4
A - Sophia .....	5
B - CFDS Flow 3D .....	6
C - CFDS Flavia/Jasper/Cfline .....	7
<b>III - Modèles mathématiques :</b> .....	7
A - Méthode des volumes finis .....	7
B - Equations de transport : .....	8
1 - Principe de conservation .....	8
2 - Forme générale d'une équation de transport .....	11
3 - Forme intégrale d'une équation de transport .....	11
C - Modélisation de la turbulence : .....	12
1 - Description de la turbulence .....	12
2 - Equations générales pour les écoulements turbulents compressibles..	13
D - Les modèles : .....	14
1 - modèle k- $\epsilon$ .....	14
2 - modèle pour les équations de transport .....	16
3 - modèle de compressibilité .....	16
E - Suivi de particules .....	17
F - Algorithme de résolution .....	19

## IV - APPLICATION 1 : Modélisation d'essais d'incendie sur une maquette froide

A - Présentation des essais réalisés sur la maquette : .....	20
1 - Présentation de la maquette .....	20
2 - Résultats mis en évidence lors de l'expérience .....	21
B - Modélisation du problème : .....	23
1 - Maillages .....	23
2 - Hypothèses et Description physique du problème .....	27
3 - Conditions limites .....	28
4 - Equations résolues .....	30
5 - Critère de convergence .....	31
C - Résultats et interprétations : .....	31
1 - Etude détaillée du cas du mélange : 25% d'He et 75% d'air .....	31
a ) visualisations bidimensionnelles en coupe longitudinale:.....	32
$\alpha$ - Profil de vitesse .....	32
$\beta$ - Iso-densité .....	32
$\gamma$ - Iso-contours : $Y_{he}$ .....	32
$\delta$ - Vitesse et fraction massique .....	32
b ) visualisations bidimensionnelles en coupe transversale .....	37
$\alpha$ - Profil de vitesse .....	37
c ) visualisations tridimensionnelles .....	37
$\alpha$ - densité .....	37
$\beta$ - fraction massique .....	37
2 - Comparaison des résultats numériques et expérimentaux : .....	42
a ) Cas du mélange : 25% d'He et 75% d'air .....	42
b ) résultats numériques et résultats expérimentaux .....	42
3-Comparaison des résultats obtenus par les codes STORM et FLOW 3D	45
D - Etude de trajectoire de particules : .....	48
1 - choix des particules .....	48
2 - Résultats et interprétations .....	49
a ) Configuration n° 1 : Absence de backlayering .....	49
b ) Configuration n°2 : Amorçage .....	50
c ) Configuration n° 3 : Présence de backlayering .....	57
d ) Conclusion .....	57

## V - APPLICATION 2 : Modélisation d'une injection d'un jet d'air chaud

A - Modèle .....	61
B - Résultats et interprétations : .....	65
1 - Analyse des résultats .....	65
2 - Comparaison des applications 1 et 2 .....	65
a ) allure générale .....	65
b ) profils de vitesse (u) et de densité .....	65
C - Conclusion .....	71
<b>VI Conclusion</b> .....	<b>86</b>
<b>Bibliographie</b> .....	<b>88</b>
<b>Annexes :</b>	
Annexe 1 .....	89
Annexe 2 .....	91

## - I - INTRODUCTION :

### **A - Généralités sur le désenfumage des tunnels routiers en cas d'incendie :**

« 18 mars 1996 vers 15 h 00 , dans un tunnel de 150 m sur l'autoroute menant à l'aéroport de Punta Raisi, une Alfa Roméo se renverse en travers de la chaussée, un autobus heurte un camion citerne rempli de gaz liquide et les véhicules suivant se heurtent successivement. Ces collisions et l'explosion du camion citerne provoquent un incendie se propageant jusqu'à l'extérieur du tunnel , créant des fumées noires épaisses gênant l'intervention des secours ... »

Le bilan est lourd : 5 morts dont 4 dans l'autobus et 1 dans un véhicule léger, une dizaine de blessés et d'importants dégâts matériels.

Les incendies en tunnel, aussi graves que celui arrivé en mars 1996 en Italie, sont rares. En général, ils sont bénins et très souvent contrôlés par les conducteurs grâce aux différents extincteurs situés dans les multiples niches du tunnel. Cependant, même si la plupart des incendies n'entraînent que rarement la mort des automobilistes, il convient d'assurer la protection des usagers et du personnel de secours. Pour cela, il faut éviter que ces personnes soient exposées à des températures élevées et qu'elles soient affectées par les fumées qui les empêchent d'atteindre les issues de secours ou qui gênent les équipes d'intervention. Ainsi, le désenfumage<sup>(7)</sup> des tunnels c'est à dire le contrôle des fumées et l'évacuation de celles - ci et de la chaleur qu'elles véhiculent prend une place considérable et constitue un thème de recherche prioritaire. La complexité et le peu de travaux réalisés sur ce thème renforcent l'importance de ce sujet. Il apparaît donc nécessaire, compte-tenu de l'augmentation générale des exigences de sécurité de notre société, de comprendre non seulement la phénoménologie des mécanismes régissant les incendies mais aussi d'établir une méthode permettant de les prédire quantitativement.

Enfin la dernière grande famille de prédictions est la simulation numérique. Il s'agit de décrire les phénomènes physiques par des équations. Ce sont donc des prédictions dites « théoriques » puisqu'elles reposent sur l'élaboration d'un modèle mathématique.

Si dans la plupart des cas aujourd'hui la détermination des équations décrivant les phénomènes physiques ne pose pas de problème, il n'en est pas de même pour leur résolution qui n'est possible analytiquement que dans très peu de cas. Pour remédier à ce problème, ces équations exactes sont remplacées par des équations approchées que l'on sait résoudre. Ces équations approchées ne permettent pas de connaître la solution sur tout un domaine mais en des points particuliers du domaine. C'est ce qu'on appelle une approche numérique du modèle mathématique ou encore une discrétisation des équations exactes.

Cette dernière méthode de prédictions présente différents avantages qui expliquent le grand intérêt que l'ensemble des industriels et chercheurs lui confère. Ses principaux avantages sont les suivants :

- Son coût, toujours inférieur à celui d'une expérience.
- Sa rapidité à tester l'influence de différents paramètres.
- Sa capacité à délivrer des informations puisqu'il est possible de connaître les valeurs des différents champs en des points particuliers du domaine.
- Sa capacité à simuler des conditions idéales ou réelles.

Quelques inconvénients existent tout de même :

- Sa difficulté à traiter des géométries complexes et des fortes non-linéarités.
- Ses approximations puisque la description mathématique des phénomènes n'est pas toujours connue. ( Comme le modèle  $k-\epsilon$  pour les écoulements turbulents ou Eddy break-up pour la combustion ...)

En conclusion, on peut dire qu'il n'existe pas de règles absolues quant au choix de la méthode à utiliser. On ne peut pas dire qu'une méthode est meilleure qu'une autre. Le choix étant gouverné par la nature du problème, les contraintes économiques, l'objectif de la prédiction, etc. il convient de trouver la meilleure adéquation entre les contraintes et les objectifs fixés.

## C - Objectif de l'étude :

L'étude et la prédiction de la propagation des fumées créées lors d'un incendie en tunnel constituent depuis quelques années l'un des objectifs essentiels en matière de recherche et de sécurité au C.E.TU. La finalité de ces recherches est de prévoir, avant la réalisation d'un tunnel, le type de ventilation à installer pour combattre de manière efficace tous les incendies susceptibles de se déclarer.

Dans cette optique, le C.E.TU s'est doté en 1991 d'un code de calcul FLOW 3D développé par l'Atomic Energy Authority (A.E.A.) du Royaume-Uni. Pour pouvoir utiliser correctement les résultats de ce code de calcul et donc définir le type de ventilation à adopter pour chaque tunnel, le C.E.TU a entrepris tout une série de simulations permettant de valider les différents modèles et méthodes numériques implantés dans le code de calcul FLOW 3D. Ce travail fait l'objet d'une thèse réalisée par M.BIOLLAY.

Afin de prendre en main le code de calcul et de compléter la phase de validation du code de calcul FLOW 3D, des calculs numériques ont été réalisés pendant une durée de six mois pour simuler des essais sur maquette froide représentant le tunnel de Puymorens reliant l'Ariège aux Pyrénées orientales situé dans le sud de la France.

La démarche suivie pour mener à bien ce travail se décompose en plusieurs étapes :

La première étape a consisté à réaliser la simulation des essais. Pour valider cette simulation plusieurs comparaisons ont été effectuées :

- une première comparaison entre les résultats numériques obtenus par le code FLOW 3D et les résultats mis en évidence lors de l'expérience a été réalisée.

- une deuxième comparaison avec les résultats numériques d'Hélène Cordier obtenus lors d'une simulation des essais sur la maquette avec le code CFD 2000 dans le cadre d'une thèse effectuée à l'Institut de Mécanique des Fluides de Marseille (Université Aix-Marseille II) pour le compte de SCETAUROUTE a été faite.

Enfin pour comprendre et caractériser les phénomènes tridimensionnels, une étude du suivi de trajectoires de particules a été réalisée.

La deuxième étape de l'étude avait pour objectif la vérification de l'hypothèse selon laquelle les fumées chaudes créées lors d'un incendie peuvent être modélisées par un mélange d'air et d'hélium froid de densité inférieure à celle de l'air. A cet effet, a été réalisée une simulation d'une injection d'un jet d'air chaud émis perpendiculairement à un courant d'air froid établi.

## **- II - PRESENTATION DU CODE DE CALCUL : FLOW 3D.**

Le code de calcul CFDS FLOW 3D est un code développé et commercialisé par la société CFDS dépendant des laboratoires de l'A.E.A. (Angleterre). Il permet de prédire l'évolution au sein d'un tunnel des différents champs caractérisant l'écoulement comme des

champs scalaires tels que la pression ou la température, des champs vectoriels tels que la vitesse ou encore des champs tensoriels tels que le tenseur de Reynolds en résolvant localement les équations de la mécanique des fluides.

La résolution de ces équations repose sur des algorithmes numériques. Afin de rendre l'utilisation des codes de calcul plus facile, agréable et interactive, des interfaces sophistiquées permettant de définir par exemple les différents paramètres d'un problème physique ou d'exploiter les résultats numériques, sont souvent implantées dans les codes. Ainsi le code de calcul FLOW 3D est constitué de 3 logiciels, intégrés dans un programme appelé « Environnement », que l'on appelle souvent le pré-processeur, le solveur, et le post-processeur.

Dans la version 3.3 de FLOW 3D <sup>(1)</sup>, on dispose d'un pré-processeur appelé SOPHIA, des solveurs CFDS FLOW 3D et RAD 3D, et des post-processeurs JASPER, CFDS FLAVIA et CFLINE.

## A - SOPHIA :

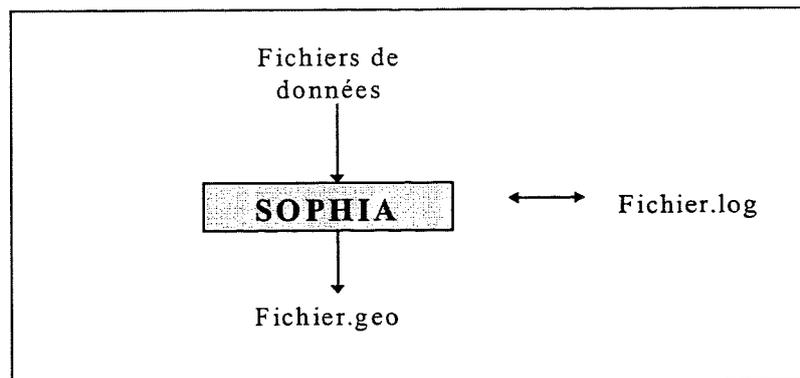


figure n°1.

SOPHIA est le nom du pré-processeur implanté dans le code de calcul. Il permet de créer des maillages utilisables par CFDS FLOW 3D . Ces maillages sont structurés en blocs. Les coordonnées du maillage peuvent être saisies avec la souris ou par le clavier alpha numérique ou encore par l'intermédiaire d'un fichier de données.

La génération du maillage se décompose en quatre étapes :

- ❶ La saisie de la géométrie.
- ❷ La décomposition du domaine en blocs.
- ❸ La définition des zones où seront appliquées des conditions limites particulières. Ces zones sont appelées des « *Patch* ».
- ❹ La génération de la grille à partir de laquelle les calculs sont effectués.

Toutes les informations fournies au cours des étapes précédentes sont stockées automatiquement dans un fichier appelé fichier.géo. Ce fichier est directement utilisable par CFDS FLOW 3D

Remarques :

▪ De nombreuses possibilités de maillage sont disponibles . Par exemple il est possible de juxtaposer des cellules de volumes différents et n'ayant pas forcément des noeuds communs.

▪ Il est intéressant d'utiliser SOPHIA lorsque la géométrie des domaines à mailler est complexe. Toutefois, lorsque la géométrie est simple, il est plus aisé de définir le maillage directement à partir du fichier de commande en introduisant les coordonnées de tous les noeuds.

**B - CFDS FLOW 3D :**

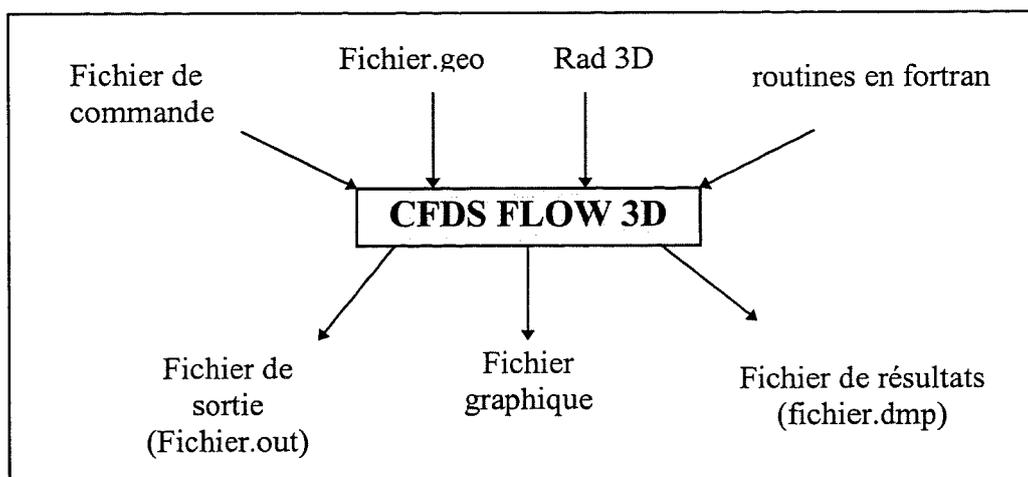


figure n°2

CFDS FLOW 3D est un programme résolvant les équations de la mécanique des fluides à l'aide d'algorithmes mathématiques basés sur la technique des volumes finis. (CFDS sont les initiales en Anglais de la société commercialisant le code : Computational Fluid Dynamics Services ).

Pour utiliser correctement le solveur CFDS FLOW 3D, il faut au préalable créer un fichier d'entrée qu'on appelle souvent le fichier de commande. Ce fichier de commande peut faire appel à un fichier de géométrie et à des routines écrites ou adaptées par l'utilisateur. L'exécution de CFDS FLOW 3D génère plusieurs fichiers : un fichier de sortie, un fichier de résultats et éventuellement un fichier graphique.

Chaque fichier cité ci-dessus a des caractéristiques différentes :

Le fichier de commande est primordial puisque c'est à partir de ce fichier que l'utilisateur définit le problème physique étudié en indiquant les propriétés de l'écoulement comme la dimension du problème, ou le type de l'écoulement (laminaire ou turbulent ) ..., les propriétés des fluides utilisés, les modèles physiques employés, les conditions limites appliquées, les algorithmes de résolution etc. ... L'ensemble de ces commandes est associé à des « mots clés » ce qui facilite la tâche de l'utilisateur .

Des routines en fortran sont prédéfinies et permettent à l'utilisateur de définir des commandes particulières.

Les fichiers résultats créés par CFDS FLOW 3D contiennent toutes les informations nécessaire au redémarrage d'un calcul ainsi que toutes les informations demandées dans le

fichier de commande. Ces fichiers ont un format qui permet de les utiliser directement par les post-processeurs.

Les fichiers de sortie contiennent des informations sur le déroulement du calcul.

### C - CFDS FLAVIA / JASPER / CFLINE :

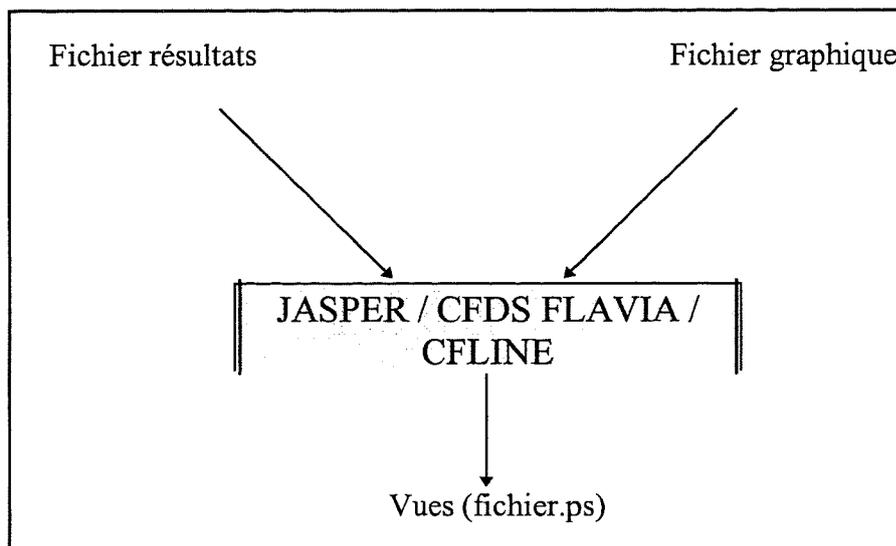


figure n°3

CFDS FLAVIA, JASPER, CFLINE sont des post-processeurs permettant de créer des graphiques sophistiqués pour des analyses ou des présentations de résultats obtenus par CFDS FLOW 3D. Il est possible de créer des graphiques tridimensionnels, de visualiser des iso-surfaces en 2D ou 3D, des lignes de courant, des profils de vitesse selon toutes les coupes souhaitées, la géométrie du domaine, le maillage etc...

## - III - MODELES MATHÉMATIQUES :

### A - METHODE DES VOLUMES FINIS :

Les techniques numériques utilisées dans les codes de calcul aujourd'hui pour prédire l'évolution des variables caractérisant un écoulement sont au nombre de trois. Ces trois grandes familles de techniques numériques respectent la même structure que l'on peut décomposer en trois phases :

- La première phase consiste à approximer par des fonctions simples les variables caractérisant l'écoulement.
- La deuxième phase est un phase de discrétisation des équations décrivant l'écoulement par substitution des fonctions approchées dans les équations.
- La troisième phase consiste à résoudre les équations algébriques obtenues précédemment.

Ces trois familles de méthodes numériques bien connues qui sont les différences finies, les éléments finis, et les méthodes spectrales diffèrent par leurs méthodes d'approximation des variables et par leurs procédures de discrétisation.

Dans FLOW 3D, la technique numérique utilisée est la méthode des volumes finis. Cette méthode peut être considérée comme étant une méthode des différences finis particulière.

En effet, la méthode des volumes finis consiste à écrire des équations de transport pour toutes les variables caractérisant l'écoulement et traduisant le principe de conservation des différentes quantités physiques. Une fois écrites ces équations doivent être intégrées sur des volumes finis qu'on appelle couramment des volumes de contrôle ou des cellules.

Ces équations sous forme intégrale sont alors ensuite transformées en équations algébriques en utilisant les différentes techniques de discrétisation habituellement utilisées dans la méthode des différences finies. Il ne reste plus alors qu'à résoudre les équations algébriques par des méthodes itératives.

## B - EQUATIONS DE TRANSPORT :

### 1 - Principe de conservation :

Les équations de transport traduisant le principe de conservation sont obtenues en écrivant, sur un volume de contrôle, l'équilibre entre les processus qui tendent à générer une augmentation de la variable considérée et ceux qui tendent à entraîner une diminution.

Pour illustrer ce qui vient d'être écrit, prenons un exemple et écrivons l'équation de conservation de la masse. Pour cela considérons un élément de fluide de taille  $\delta x$ ,  $\delta y$ ,  $\delta z$  comme sur la figure n°4 .

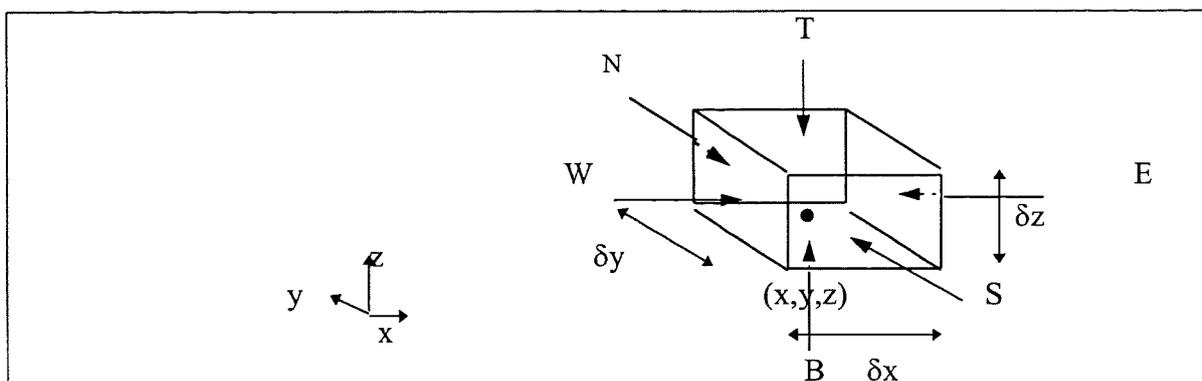


Figure n°4 : Volume de contrôle.

Remarque :

- les faces de la cellule de la figure n°4 sont : North (N) , South (S) , East (E) , West (W) , Top (T) et Bottom (B).
- le centre de la cellule est repéré par le point de coordonnées (x,y,z).

L'équation de conservation de la masse est obtenue en considérant que la masse créée dans l'élément de fluide doit être égale à la différence du flux de masse entrant et sortant de ce même élément. On peut écrire ceci sous la forme suivante :

$$\begin{array}{l} \text{Création de la masse} \\ \text{dans l'élément de fluide} \\ (1) \end{array} = \begin{array}{l} \text{Flux de masse} \\ \text{sortant} \\ (2) \end{array} - \begin{array}{l} \text{Flux de masse} \\ \text{entrant} \end{array}$$

Ainsi on a :

$$(1) = \frac{\partial}{\partial t}(\rho \cdot \delta x \cdot \delta y \cdot \delta z) = \frac{\partial \rho}{\partial t} \cdot \delta x \cdot \delta y \cdot \delta z$$

(2) est obtenue en évaluant le flux de masse à travers toutes les faces comme sur la figure n°5 .

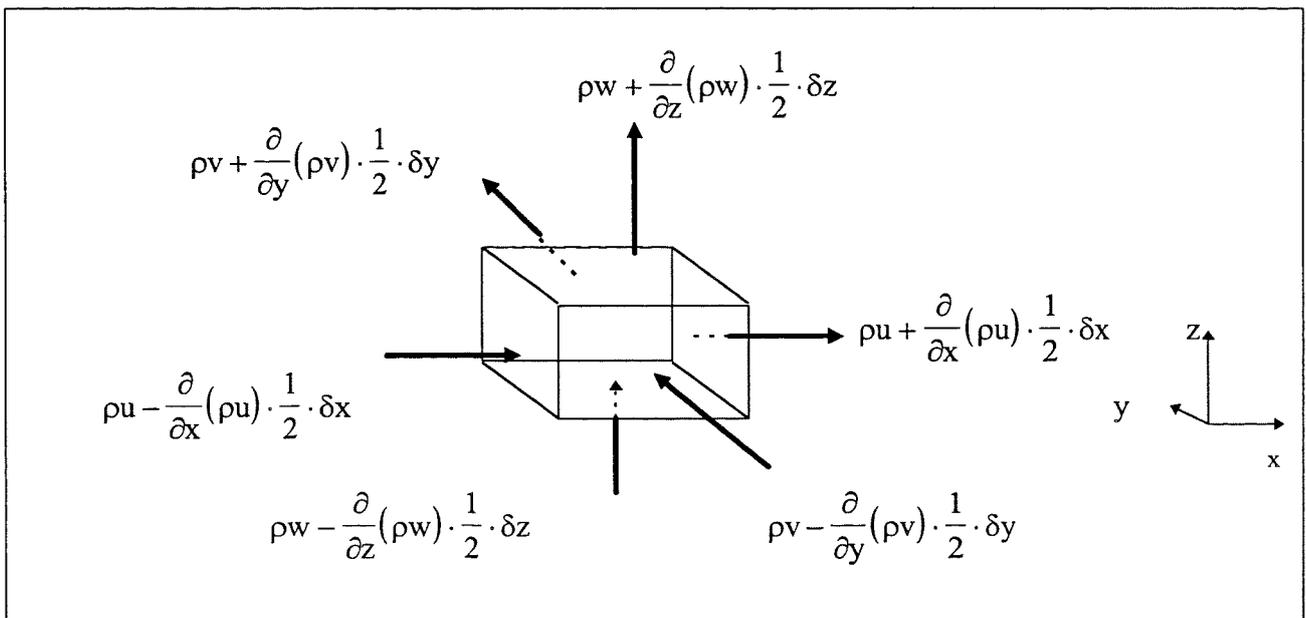


figure n°5 : Calcul des flux à travers un élément de fluide.

Finalement on obtient :

$$\begin{aligned}
 (2) &= (\rho u - \frac{\partial}{\partial x}(\rho u) \cdot \frac{1}{2} \cdot \delta x) \delta y \delta z - (\rho u + \frac{\partial}{\partial x}(\rho u) \cdot \frac{1}{2} \cdot \delta x) \delta y \delta z \\
 &+ (\rho v - \frac{\partial}{\partial y}(\rho v) \cdot \frac{1}{2} \cdot \delta y) \delta x \delta z - (\rho v + \frac{\partial}{\partial y}(\rho v) \cdot \frac{1}{2} \cdot \delta y) \delta x \delta z \\
 &+ (\rho w - \frac{\partial}{\partial z}(\rho w) \cdot \frac{1}{2} \cdot \delta z) \delta x \delta y - (\rho w + \frac{\partial}{\partial z}(\rho w) \cdot \frac{1}{2} \cdot \delta z) \delta x \delta y \\
 &= - \left( \frac{\partial(\rho u)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho v)}{\partial y} + \frac{\partial(\rho w)}{\partial z} \right) \cdot \delta x \delta y \delta z
 \end{aligned}$$

En écrivant :

$$\begin{aligned}
 (1) = (2) &\Leftrightarrow \frac{\partial \rho}{\partial t} \cdot \delta x \cdot \delta y \cdot \delta z = - \left( \frac{\partial(\rho u)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho v)}{\partial y} + \frac{\partial(\rho w)}{\partial z} \right) \cdot \delta x \delta y \delta z \\
 &\Leftrightarrow \frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho v)}{\partial y} + \frac{\partial(\rho w)}{\partial z} = 0 \\
 &\Leftrightarrow \boxed{\frac{\partial \rho}{\partial t} + \text{div}(\rho \vec{u}) = 0} \quad (3)
 \end{aligned}$$

(3) est bien l'équation de conservation que l'on a l'habitude d'utiliser.

Avec un raisonnement similaire, on peut établir les équations de conservation des moments et de l'énergie. Les équations de transport sont les suivantes :

$$\square \text{ masse : } \frac{\partial \rho}{\partial t} + \text{div}(\rho \vec{u}) = 0$$

$$\square \text{ moment en x : } \frac{\partial(\rho u)}{\partial t} + \text{div}(\rho u \vec{u}) = - \frac{\partial p}{\partial x} + \text{div}(\mu \cdot \text{grad} \vec{u}) + S M_x$$

$$\square \text{ moment en y : } \frac{\partial(\rho v)}{\partial t} + \text{div}(\rho v \vec{u}) = - \frac{\partial p}{\partial y} + \text{div}(\mu \cdot \text{grad} \vec{v}) + S M_y$$

$$\square \text{ moment en z : } \frac{\partial(\rho w)}{\partial t} + \text{div}(\rho w \vec{u}) = - \frac{\partial p}{\partial z} + \text{div}(\mu \cdot \text{grad} \vec{w}) + S M_z$$

$$\square \text{ énergie interne : } \frac{\partial(\rho i)}{\partial t} + \text{div}(\rho i \vec{u}) = - p \cdot \text{div} \vec{u} + \text{div}(k \cdot \text{grad} T) + \phi + S_i$$

\(\square\) équation d'état :  $p = p(\rho, T)$  et pour un gaz parfait  $p = \rho r T$  avec  $r = R/M$  où  $R$  est la constante des gaz parfaits et  $M$  la masse molaire du fluide.

## 2 - Forme générale des équations de transport :

D'après les équations ci-dessus, on peut aisément constater qu'elles présentent une même structure. On peut donc donner une expression générale pour les équations de transport. La forme générale des équations de transport est la suivante :

$$\boxed{\frac{\partial(\rho\phi)}{\partial t} + \text{div}(\rho\phi\vec{u}) = \text{div}(\Gamma \cdot \text{grad}\bar{\phi}) + S\phi} \quad (4)$$

où  $\phi$  est la variable dépendante considérée,  
 $\rho$  la masse volumique du fluide ,  
 $u$  le vecteur vitesse,  
 $\Gamma$  le coefficient de diffusion ,  
et  $S\phi$  des termes sources par unité de volume.

L'interprétation physique des termes est la suivante :

(4) peut s'écrire encore sous la forme suivante :  $\boxed{\text{Convection} = \text{diffusion} + \text{sources}}$  (5)

avec : La convection représentant le phénomène de transport d'ensemble de particules le long d'une trajectoire.

La diffusion représentant le phénomène de dispersion dû à l'agitation moléculaire désordonnée.

Les sources représentant les termes de production comme des sources de chaleur pour énergie, ou des forces de gravité , etc... et de dissipations comme la transformation d' énergie cinétique en chaleur.

## 3 - Forme intégrale des équations de transport :

Comme je l'ai mentionné précédemment lors de la présentation générale de la méthode des volumes finis, les équations de transport sont à la base de la méthode. Cependant ces équations doivent être intégrées sur un volume de contrôle (3D). Cette intégration est une étape clé dans la méthode des volumes finis.

Intégrons alors l'équation (4) sur un volume de contrôle (VC) :

$$\iiint_{VC} \frac{\partial(\rho\phi)}{\partial t} dV + \iiint_{VC} \text{div}(\rho\phi\vec{u}) dV = \iiint_{VC} \text{div}(\Gamma \cdot \text{grad}\bar{\phi}) dV + \iiint_{VC} S\phi dV \quad (6)$$

En utilisant le théorème de GAUSS- OSTROGRADSKY , l'équation (6) peut s'écrire :

$$\frac{\partial}{\partial t} \left( \iiint_{VC} \rho \phi dV \right) + \iint_A \vec{n} \cdot (\rho \phi \vec{u}) dA = \iint_A \vec{n} \cdot (\Gamma \cdot \text{grad} \phi) dA + \iiint_{VC} S \phi dV \quad (7)$$

où  $\vec{n} \cdot (\vec{a})$  représente la composante du vecteur  $\vec{a}$  dans la direction du vecteur  $\vec{n}$  qui est le vecteur normal à l'élément de surface A.

Ainsi on peut donner la forme intégrale des équations de transport :

- lorsque le problème est stationnaire :

$$\boxed{\iint_A \vec{n} \cdot (\rho \phi \vec{u}) dA = \iint_A \vec{n} \cdot (\Gamma \cdot \text{grad} \phi) dA + \iiint_{VC} S \phi dV}$$

- lorsque le problème est instationnaire :

$$\boxed{\int_{\Delta t} \frac{\partial}{\partial t} \left( \iiint_{VC} (\rho \phi) dV \right) dt + \int_{\Delta t} \iint_A \vec{n} \cdot (\rho \phi \vec{u}) dA dt = \int_{\Delta t} \iint_A \vec{n} \cdot (\Gamma \cdot \text{grad} \phi) dA dt + \int_{\Delta t} \iiint_{VC} S \phi dV dt}$$

## C - MODELISATION DE LA TURBULENCE :

### 1 - Description de la turbulence :

Les incendies se déclarant dans les tunnels routiers sont caractérisés par un comportement fortement turbulent des fumées créées évoluant sous forme de panaches d'allure complexe. En effet, leur évolution est d'apparence aléatoire, tridimensionnelle et instationnaire qui sont les propriétés des écoulements que l'on qualifie de turbulent. Ainsi pour étudier et quantifier l'évolution du panache développé lors d'un incendie, il faut introduire une description des phénomènes turbulents. La description utilisée est celle qui est la plus répandue et est basée sur la décomposition de Reynolds. Cette décomposition consiste à définir toute grandeur aléatoire comme étant la somme d'une valeur moyenne et d'une fluctuation autour de la moyenne. Si  $F(\vec{x}, t)$  est une variable aléatoire, alors selon la décomposition de Reynolds on peut écrire :

$$F(\vec{x}, t) = \bar{F}(\vec{x}, t) + f(\vec{x}, t)$$

$\swarrow$   
 Champ local  
et instantané

$\downarrow$   
 Champ moyen  
(au sens de la  
moyenne statistique<sup>1</sup>)

$\searrow$   
 Champ fluctuant

En adoptant cette décomposition de Reynolds, on ramène la compréhension de la turbulence à l'étude des interactions entre grandeurs moyennes et leurs fluctuations.

<sup>(1)</sup> La moyenne statistique ou d'ensemble est défini de la manière suivante :

a- on suppose effectuer  $N$  expériences identiques et indépendantes les unes des autres.

b-Si  $F^\alpha(\bar{x}, t)$  est la valeur observée de  $F$  en  $\bar{x}$  et à  $t$  dans la  $\alpha^{i\text{ème}}$  expérience, la moyenne  $\bar{F}(\bar{x}, t)$  de  $F$  en  $\bar{x}$  et à  $t$  est :

$$\bar{F}(\bar{x}, t) = \lim_{N \rightarrow \infty} \frac{1}{N} \sum_{\alpha=1}^N F^\alpha(\bar{x}, t)$$

## 2 - Equations générales pour les écoulements turbulents compressibles :

En appliquant la décomposition de Reynolds à l'équation de continuité (3), aux équations de Navier Stokes et à l'équation de transport sous forme générale (4), et en prenant les notations suivantes :

$$\left\{ \begin{array}{l} \varphi = \Phi + \varphi' \\ p = P + p' \\ \vec{u} = \vec{U} + \vec{u}' \end{array} \right.$$

où si  $\vec{u}$  est un vecteur de composantes  $u, v, w$  alors la dernière relation est équivalente à :

$$\left\{ \begin{array}{l} u = U + u' \\ v = V + v' \\ w = W + w' \end{array} \right.$$

on obtient, après simplification, les équations générales pour les écoulements turbulents compressibles :

$$\text{Continuité : } \frac{\partial \rho}{\partial t} + \text{div}(\rho \vec{U}) = 0 \quad (8)$$

Navier Stokes :

$$\frac{\partial(\rho U)}{\partial t} + \text{div}(\rho U \vec{U}) = -\frac{\partial P}{\partial x} + \text{div}(\mu \cdot \text{grad} \vec{U}) + \left[ -\frac{\partial(\overline{\rho u'^2})}{\partial x} - \frac{\partial(\overline{\rho u' v'})}{\partial y} - \frac{\partial(\overline{\rho u' w'})}{\partial z} \right] + S M_x \quad (9)$$

$$\frac{\partial(\rho V)}{\partial t} + \text{div}(\rho V \bar{U}) = -\frac{\partial P}{\partial y} + \text{div}(\mu \cdot \text{grad} \bar{V}) + \left[ -\frac{\partial(\overline{\rho u' v'})}{\partial x} - \frac{\partial(\overline{\rho v'^2})}{\partial y} - \frac{\partial(\overline{\rho v' w'})}{\partial z} \right] + S_{My} \quad (10)$$

$$\frac{\partial(\rho W)}{\partial t} + \text{div}(\rho W \bar{U}) = -\frac{\partial P}{\partial z} + \text{div}(\mu \cdot \text{grad} \bar{W}) + \left[ -\frac{\partial(\overline{\rho u' w'})}{\partial x} - \frac{\partial(\overline{\rho w' v'})}{\partial y} - \frac{\partial(\overline{\rho w'^2})}{\partial z} \right] + S_{Mz} \quad (11)$$

Equation de transport d'un scalaire :

$$\frac{\partial(\rho \Phi)}{\partial t} + \text{div}(\rho \Phi \bar{U}) = \text{div}(\Gamma \cdot \text{grad} \bar{\Phi}) + \left[ -\frac{\partial(\overline{\rho u' \phi'})}{\partial x} - \frac{\partial(\overline{\rho v' \phi'})}{\partial y} - \frac{\partial(\overline{\rho w' \phi'})}{\partial z} \right] + S_{\Phi} \quad (12)$$

## D - MODELES UTILISES :

### 1 - Modèle k-ε :

Lorsque l'on veut prédire l'évolution du champ moyen de la vitesse, on ne peut pas se contenter des équations écrites précédemment, on est donc amené à utiliser un modèle. En effet, comme je l'ai mentionné auparavant à la page 13 les équations d'évolution sous forme indicielle des champs moyens sont les suivantes :

$$(I) \quad \begin{cases} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial(\rho U_j)}{\partial x_j} = 0 \\ \frac{\partial(\rho U_i)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho U_i U_j)}{\partial x_j} = b_i + \frac{\partial \sigma_{ij}}{\partial x_j} \end{cases}$$

avec :  $b_i = (\rho - \rho_0) g_i$  : force de flottabilité

$\sigma_{ij} = -P \delta_{ij} - \overline{\rho u_i u_j} + \mu \left( \frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right)$  : tenseur des contraintes

$g_i$  : accélération de la pesanteur

$\rho_0$  : densité de référence calculée avec l'équation d'état à l'instant initial

$\mu$  : viscosité dynamique du fluide

En effectuant un bilan des équations et des inconnues du problème, on constate qu'il y a plus d'inconnues que d'équations; on dit que le problème n'est pas fermé et on ne peut donc pas le résoudre. Cependant, si l'on fait une hypothèse sur une des inconnues, le problème peut être résolu. L'hypothèse faite dans le modèle k-ε porte sur le tenseur de Reynolds qui est relié au champ de vitesse moyen par une relation déterminée à partir d'une analogie faite avec la théorie cinétique des gaz.

Cette relation est la suivante :

$$\overline{u_i u_j} = \frac{\overline{q^2}}{3} \cdot \delta_{ij} - \nu_T \left( \frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) \quad (13)$$

avec  $\overline{q^2} = \overline{u_i u_j}$  l'énergie cinétique turbulente

$\nu_T = C_\mu \cdot \frac{\overline{q^2} / 2}{\epsilon}$  la viscosité turbulente.

La relation (13) est appelée *l'hypothèse de viscosité turbulente*.

En substituant l'équation (13) dans (I) que l'on adapte pour faire apparaître les expressions de l'énergie cinétique puis de la dissipation turbulente compte tenu de leur définition, on obtient après de nombreuses simplifications les équations suivantes :

Pour l'énergie cinétique turbulente :

$$\frac{\partial \left( \rho \cdot \frac{\overline{q^2}}{2} \right)}{\partial t} + \text{div} \left( \rho \frac{\overline{q^2}}{2} \vec{U} \right) = \text{div} \left( \left( \mu + \frac{\mu_T}{\sigma_k} \right) \cdot \text{grad} \left( \frac{\overline{q^2}}{2} \right) \right) + P + G - \rho \epsilon$$

Pour la dissipation turbulente :

$$\frac{\partial (\rho \cdot \epsilon)}{\partial t} + \text{div} (\rho \epsilon \vec{U}) = \text{div} \left( \left( \mu + \frac{\mu_T}{\sigma_\epsilon} \right) \cdot \text{grad} (\epsilon) \right) + C_1 \frac{\epsilon}{k} \cdot (P + C_3 \cdot \max(G, 0)) - C_2 \cdot \rho \frac{\epsilon^2}{k}$$

avec  $\bullet P = (\mu + \mu_T) \cdot \text{grad} \vec{U} \cdot (\text{grad} \vec{U} + (\text{grad} \vec{U})^T) - \frac{2}{3} \cdot \text{grad} \vec{U} \cdot ((\mu + \mu_T) \cdot \text{grad} \vec{U} + \rho k$

$\bullet G = - \frac{(\mu + \mu_T)}{\rho \cdot \sigma_T} \cdot \vec{g} \cdot \text{grad} \rho$

(P représente des termes de production de turbulence et G des termes de production dus à la gravité et à la résistance.)

$\bullet C_1, C_2, C_3, C_k, C_\epsilon, C_\mu$  sont les constantes classiques déterminées par Launder et Spalding. Ces constantes sont les suivantes :

- constante dans l'équation de  $\varepsilon$  :  $C_1 = 1.44$
- constante dans l'équation de  $\varepsilon$  :  $C_2 = 1.920$
- constante des termes de flottabilité dans l'équation de  $\varepsilon$  :  $C_3 = 0$
- constante dans la formule de viscosité d'Eddy :  $C_\mu = 0.09$
- constante de Von Karman :  $C_K = 0.419$

## 2 - Modèle pour les équations de transport des scalaires :

Comme pour les équations de la mécanique des fluides, lorsqu'on modélise la turbulence dans une équation de transport d'un scalaire, certaines inconnues apparaissent comme le flux de Reynolds  $\overline{\rho u' \phi'}$ .

Pour fermer le problème, on relie ce flux à  $\Phi$  par une hypothèse dite *hypothèse de diffusivité turbulente* qui consiste à écrire :

$$\overline{\rho u' \phi'} = \Gamma_T \cdot \text{grad} \bar{\phi}$$

- avec
- $\Gamma_T = \frac{\mu_T}{\sigma_T}$  le coefficient de diffusivité turbulente
  - $\sigma_T$  est le nombre de Prandtl turbulent

En appliquant cette hypothèse à l'équation de l'enthalpie (H) et à l'équation de la fraction massique de l'espèce i ( $Y_i$ ) on obtient :

$$\frac{\partial(\rho H)}{\partial t} + \text{div} \left( \rho \bar{U} H - \left( \frac{\lambda}{C_p} + \frac{\mu_T}{\sigma_H} \right) \cdot \text{grad} \bar{H} \right) = \frac{\partial P}{\partial t}$$

$$\frac{\partial(\rho Y_i)}{\partial t} + \text{div} \left( \rho \bar{U} Y_i - \left( \Gamma_i + \frac{\mu_T}{\sigma_i} \right) \cdot \text{grad} \bar{Y}_i \right) = S_i$$

Ainsi, grâce aux différentes hypothèses énoncées ci-dessus, la modélisation de la turbulence est achevée c'est à dire que le problème est totalement fermé, ce qui permettra de connaître toutes les variables caractérisant l'écoulement.

## 3 - Modèle de compressibilité :

Pour modéliser la compressibilité d'un écoulement, le code de calcul FLOW 3D propose 2 modèles : le premier modèle est appelé « fully compressible », et le second « weakly compressible ».

- Modèle « fully compressible » :

Ce modèle a été développé pour représenter la compressibilité dans des écoulements transsoniques ou supersoniques ou dans lesquels les variations de la masse volumique (et donc de la température) sont importantes.

Dans ce modèle, les équations résolues sont les suivantes :

$$\text{Equation des gaz parfaits : } \rho = \frac{P \cdot W}{RT}$$

$$\text{Equation de l'enthalpie : } \frac{\partial(\rho H)}{\partial t} + \text{div}(\rho \vec{u} H) - \text{div}(\lambda \cdot \text{grad} \vec{T}) = \frac{\partial p}{\partial t}$$

- Modèle « weakly compressible » :

Ce modèle est utilisé pour des écoulements subsoniques c'est à dire des écoulements pour lesquels le Mach est inférieur à 0.3.

Dans ce second modèle plusieurs approximations sont effectuées :

- La vitesse du son est supposée infinie et la densité indépendante des fluctuations de pression qui sont négligées ainsi que les phénomènes de propagation d'ondes.

- L'énergie cinétique est supposée négligeable devant l'énergie interne de sorte qu'aucun transfert n'a lieu entre l'énergie cinétique et l'énergie interne. Cette approximation conduit donc à l'ignorance du terme cinétique dans l'enthalpie totale. Dans ce modèle l'enthalpie considérée est donc une enthalpie statique.

Les équations sont alors :

$$\text{Equation des gaz parfaits : } \rho = \frac{P_{\text{ref}} \cdot W}{RT}$$

$$\text{Equation d'enthalpie : } \frac{\partial(\rho h)}{\partial t} + \text{div}(\rho \vec{u} h) - \text{div}(\lambda \cdot \text{grad} \vec{T}) = 0$$

Remarque : L'enthalpie est définie de la manière suivante :

$$H = h + \frac{1}{2} \cdot U^2 \quad \text{avec } H \text{ l'enthalpie totale et } h \text{ l'enthalpie statique .}$$

## **E - SUIVI DE PARTICULES :**

Avec le code de calcul FLOW 3D, il est possible à partir d'un fichier de commande d'étudier les interactions de particules pouvant être des bulles ou des gouttelettes avec le fluide dans lequel elles évoluent souvent appelé fluide porteur. Toutefois l'étude des

trajectoires suivies par des particules placées dans l'écoulement est possible et peut être envisagé comme un cas simplifié de l'étude des interactions entre particules et fluide puisque dans ce cas aucune interaction avec le fluide porteur n'est prise en compte (pas de transfert de masse, pas d'échange de chaleur, etc....).

Le code de calcul résout les équations de position et de mouvement dans un calcul indépendant de celui réalisé pour résoudre les équations de Navier Stokes. La description utilisée est une description Lagrangienne consistant à suivre le mouvement d'une particule le long de sa trajectoire.

Les équations sont les suivantes :

- Equations de trajectoire :

$$\frac{d\xi}{dt} = C \quad \Leftrightarrow \quad C = \left( \frac{\partial x}{\partial \xi} \right)^{-1} \cdot U$$

avec  $\xi$  et  $C$  respectivement les coordonnées et la vitesse dans l'espace de calcul et  $x$  et  $U$  les coordonnées et vitesse dans l'espace physique.

- Equation de la dynamique :

$$\boxed{\bar{F} = m \cdot \frac{d\bar{u}}{dt}} \quad \text{où} \quad \bar{F} \text{ représente les forces exercées sur la particule.}$$

$m$  est la masse de la particule.

Les forces s'exerçant sur une particule peuvent être :

- une force de traînée :

C'est une force exercée par le fluide porteur sur la particule qui a pour expression :

$$\boxed{\bar{F}_D = \frac{1}{8} \cdot \pi \cdot d^2 \cdot \rho \cdot C_D |V_R| \bar{V}_R}$$

$$\text{avec } C_D = \frac{24 \cdot (1 + 0.15 \cdot Re^{0.687})}{Re} \quad \text{où} \quad Re = \frac{\rho \cdot |V_R| \cdot d}{\mu}$$

$d$  : diamètre de la particule  
 $V_R$  : vitesse relative  
 $\rho$  : la densité du fluide porteur  
 $\mu$  : viscosité dynamique du fluide porteur.

□ une force due au gradient de pression :

$$\vec{F}_P = -\frac{1}{4} \cdot \pi \cdot d^3 \cdot \vec{\nabla} P$$

avec P la pression du fluide porteur.

□ une force de gravité :

$$\vec{F}_B = \frac{1}{6} \cdot \pi \cdot d^3 \cdot (\rho_p - \rho) \cdot \vec{g}$$

avec  $\rho_p$  la densité de la particule.

□ une force de masse ajoutée :

$$\vec{F}_A = -\frac{1}{6} \cdot \pi \cdot d^3 \cdot \rho \cdot \frac{d\vec{u}}{dt}$$

□ une force due à une rotation :

$$\vec{F}_R = \frac{1}{6} \cdot \pi \cdot d^3 \cdot \rho_p \cdot (-2\vec{\omega} \otimes \vec{u} - \vec{\omega} \otimes \vec{\omega} \otimes \vec{x})$$

## **F - ALGORITHME DE RESOLUTION :**

L'algorithme de résolution utilisé pour résoudre les équations de conservation dont la forme générale est donnée à la page 11 est l'algorithme SIMPLE.

SIMPLE signifie Semi-Implicit Method for Pressure Linked Equations et a été proposé par Patankar et Spalding en 1972.

Cet algorithme est basé sur le mécanisme suivant : on suppose que le champ de pression est connu initialement. A partir de ce champ, les équations de Navier Stokes sont résolues ce qui permet de déterminer le champ de vitesse. On définit une pression et une vitesse corrigées comme étant la différence entre la valeur exacte et la valeur supposée. Il suffit alors de substituer ces valeurs dans les équations discrétisées pour obtenir des équations de corrections.

Ainsi on peut, connaissant les valeurs corrigées, calculer la pression et la vitesse exactes et éventuellement résoudre les équations de transport de scalaire. Un critère de convergence permet soit d'arrêter le calcul soit de réitérer le processus jusqu'à la satisfaction de ce dernier. Il existe d'autres algorithmes comme SIMPLER, SIMPLEC, PISO, STONE, TDMA ou la méthode des gradients conjugués ... Chacun de ces algorithmes possède des propriétés particulières facilitant les calculs. Il convient donc pour chaque problème à modéliser de choisir l'algorithme le mieux adapté permettant d'obtenir un calcul qui converge dans les plus brefs délais.

## - IV - APPLICATION 1 : MODELISATION D'ESSAIS D'INCENDIE SUR UNE MAQUETTE FROIDE.

### A - PRESENTATION DES ESSAIS :

L'objectif de l'étude expérimentale, à partir d'essais sur la maquette froide à échelle réduite du tunnel de Puymorens, est de caractériser l'existence d'un phénomène de remontée des fumées connu en anglais sous le nom de « backlayering ».

En effet, dans les tunnels routiers il existe généralement un courant d'air longitudinal permettant le balayage vers l'extérieur de la pollution issue des gaz d'échappement des automobiles. Dans le cas d'incendies, pour certains systèmes de ventilation ce courant d'air devient important puisqu'il doit être capable de repousser la totalité des fumées vers l'extérieur permettant ainsi l'évacuation des automobilistes et l'intervention des pompiers. Cependant, dans certains cas, l'intégralité des fumées produites par le foyer n'est pas repoussée de sorte que l'on voit apparaître le long du plafond une couche de fumées se propageant dans le sens opposé à celui imposé par la ventilation. C'est pour caractériser ce phénomène qu'il a été décidé de réaliser des essais d'incendies sur une maquette froide.

### 1 - Présentation de la maquette :

La maquette utilisée est celle de la figure n° 6.

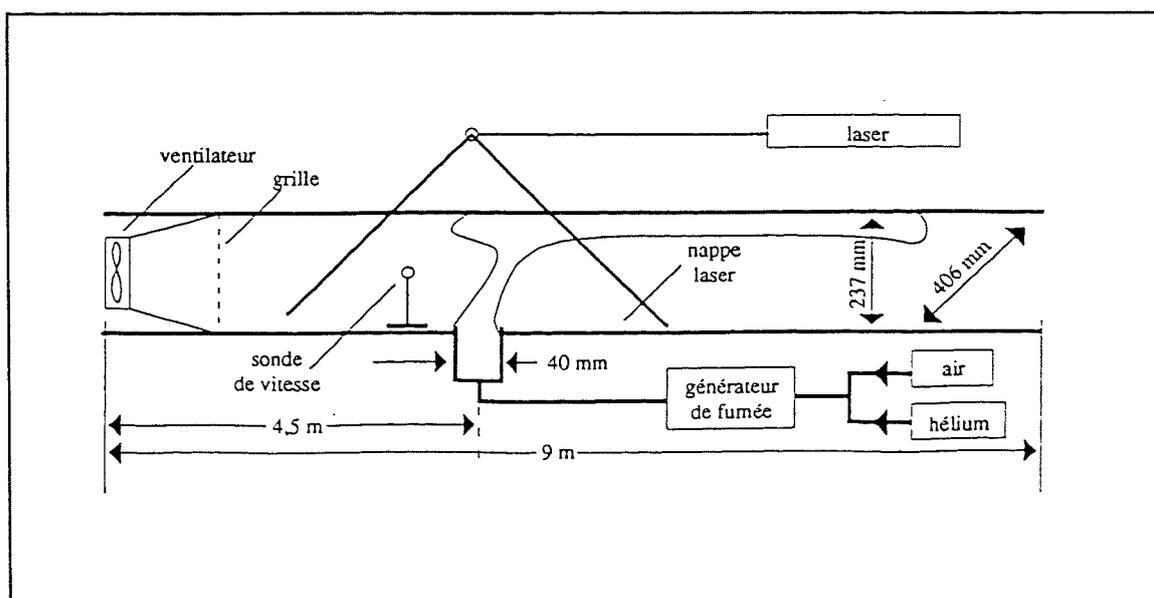


figure n° 6 : Maquette du tunnel de Puymorens<sup>(4)</sup>

Il s'agit d'une maquette représentant le tunnel routier de Puymorens. (L'échelle est d'environ 1/20).

Le tunnel est représenté par une conduite de Plexiglas de 9 m de long et de section droite rectangulaire :  $S = 0.237 \times 0.406 = 0.1 \text{ m}^2$ . La fumée est représentée par un mélange d'air et d'hélium de densité inférieure à celle de l'air. Ainsi, comme pour des fumées, le mélange sous l'effet de la gravité et de sa quantité de mouvement va s'élever. Ce mélange est injecté verticalement de façon continue par une conduite de section carrée ( $s = 12.25 \text{ cm}^2$ ) placée à 4.5 m de l'entrée. Un ventilateur, à l'entrée, assure un courant d'air longitudinal dont la vitesse est contrôlée à partir d'une sonde à fil chaud. La présence de la grille permet de casser la structure du jet et de créer la turbulence. Les fumées sont éclairées par une nappe laser placée dans le plan de symétrie du tunnel. Les essais sont filmés puis enregistrés à l'aide d'une caméra CCD placée perpendiculairement au plan de la nappe. Les visualisations réalisées sont des photos traitées résultant d'une moyenne effectuée sur 60 vues.

## 2 - Résultats mis en évidence lors de l'expérience :

M. VAUQUELIN, de l'Institut de Mécanique des Fluides de Marseille, dans son article intitulé « Caractérisation expérimentale de l'apparition d'une nappe de retour » (Juin 1995), montre que la similitude de la trajectoire d'un panache est assurée sur la maquette en conservant 2 paramètres :

- Le paramètre de jet représentant le rapport entre la vitesse  $v$  d'injection du mélange et la vitesse  $u$  du courant d'air longitudinal :

$$m = \frac{v}{u}$$

- Le nombre de Froude densimétrique représentant le rapport entre les termes d'inertie et les termes de gravité:

$$Fr = \frac{v}{\sqrt{\frac{g \cdot D \cdot \Delta \rho}{\rho_a}}} = \frac{\text{Inerties}}{\text{Gravité}} \quad (\text{source})$$

(avec  $D$  le diamètre de la source et  $\rho_a$  la densité de l'air.)

### Remarque :

Tous les autres groupements adimensionnels intervenant dans un tel problème, sont conservés excepté les nombres de Reynolds du jet et du flux qui sont toutefois maintenus à des valeurs suffisamment élevées pour assurer la turbulence de l'écoulement.

$$Re_{\text{jet}} = \frac{v \cdot D}{\nu} \quad \text{et} \quad Re_{\text{flux}} = \frac{u \cdot H}{\nu} \quad (\text{où } H \text{ est la hauteur du tunnel})$$

En outre, M.VAUQUELIN a mis en évidence une loi linéaire semi-empirique. L'expression de cette loi a été obtenue en faisant varier  $u$  de 0.08 à 0.4 m/s,  $v$  de 0.4 à 1 m/s et la densité de 1.1 à 0.43 kg/m<sup>3</sup>. ( $u$ ,  $v$  et la densité sont les seuls paramètres susceptibles d'influencer l'écoulement compte tenu de la définition des 2 paramètres caractéristiques introduite ci-dessus). Pour chaque expérience 3 photos sont prises définissant les 3 zones recherchées : la zone d'absence, d'amorçage et de présence de backlayering. En reportant tous ces résultats sur un graphique (figure n°8) en fonction des 2 paramètres caractéristiques du problème, M.VAUQUELIN<sup>(4)</sup> a pu déterminer l'expression de la loi linéaire semi-empirique correspondant à l'amorçage du backlayering :

$$\text{Log}(\text{Fr}) + 0.51 = 1.5 * \text{Log}(m)$$

Résultats graphiques :

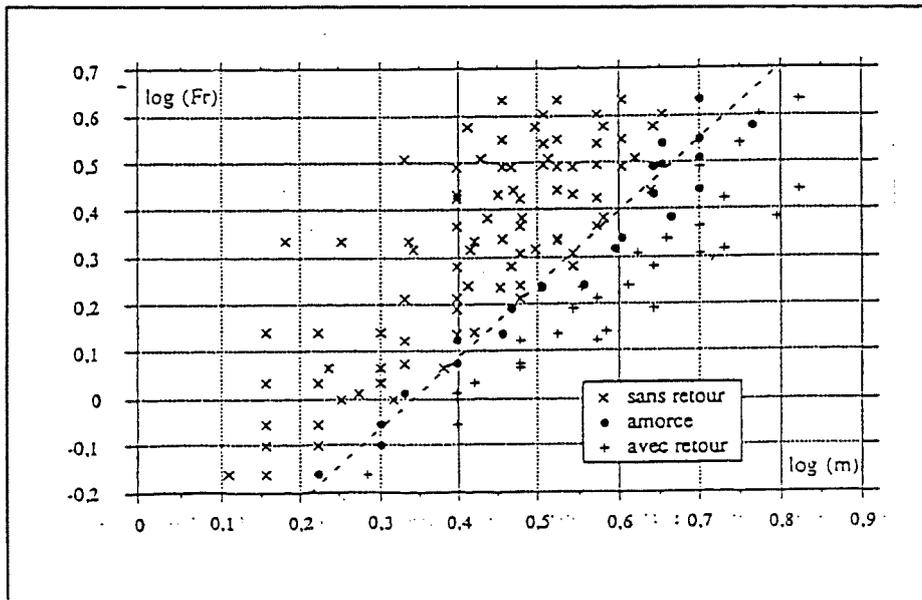


figure n°8 : Résultats expérimentaux<sup>(4)</sup>

## B - MODELISATION DU PROBLEME :

### 1 - Maillage utilisé :

Le tunnel de Puymorens représenté par la maquette schématisé page 20 est modélisé par une conduite rectangulaire tridimensionnelle comme sur la figure n°9 ci - dessous, que l'on a décomposée en un seul bloc. La zone d'injection du mélange est schématisée par un orifice rectangulaire d'aire  $s = 0.122 \text{ m}^2$ . La totalité de la maquette n'est pas modélisée, en particulier la longueur prise en compte selon la plus grande dimension de la maquette n'est que d'environ 4 m au lieu de 9 m. En effet l'objectif de la modélisation étant de caractériser le phénomène du backlayering se déroulant en amont du jet, il n'est pas nécessaire de modéliser la totalité de la partie de la maquette située en aval du jet. D'autre part cette hypothèse permet de diminuer considérablement les temps de calcul puisque le domaine tridimensionnel est moins important et a pour dimension :

- L = 4.035 m
- H = 0.237 m
- l = 0.436 m

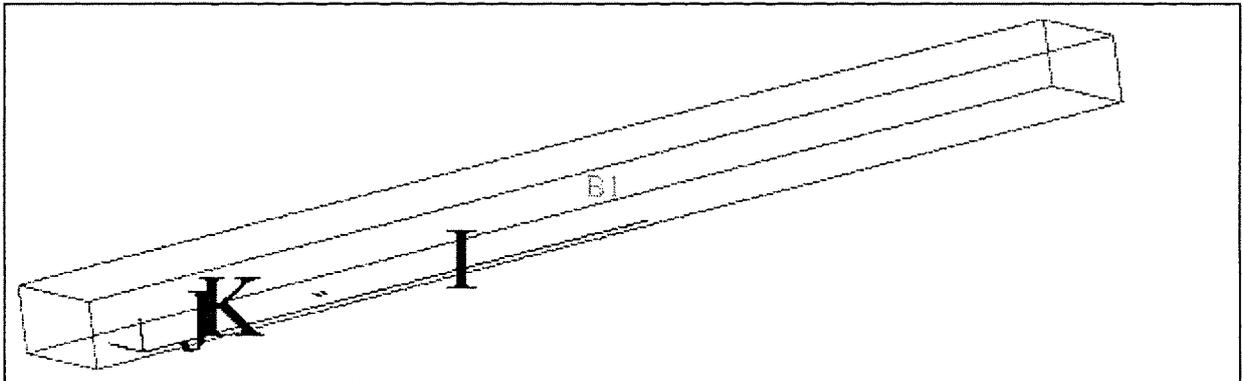
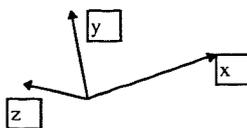


figure n° 9 : modélisation de la maquette.

Orientation :



Pour mailler le domaine défini sur la figure n°9, j'ai utilisé un maillage défini de la manière suivante :

$$° \text{ Maillage n°1 : } 56 * 16 * 28 = 25088$$

#### a - Maillage n°1 :

Ce maillage comporte 25088 cellules. Ces cellules sont définies de la manière suivante.

- Selon la plus grande dimension du tunnel c'est à dire selon x, il y a 56 cellules réparties en trois zones :

- la première est constituée de 21 mailles dont la taille suit une loi géométrique inverse de raison 1.2. La taille de la plus petite maille est de  $4.375 \cdot 10^{-3}$  m et celle de la plus grande est de 0.167 m.
- la deuxième comprend 8 mailles de même taille ( $4.375 \cdot 10^{-3}$  m).
- la troisième comprend 27 mailles dont la taille suit une loi géométrique de raison 1.2. La taille des mailles varie de  $4.375 \cdot 10^{-3}$  à 0.5 m.

Le maillage correspondant est celui de la figure n°10 p 25 .

- Selon la hauteur, il y a 16 mailles dont la taille suit une loi géométrique symétrique de raison 1.2. Le maillage correspondant est celui de la figure n°11 p 25. La taille de ces mailles est comprise entre  $8.6 \cdot 10^{-3}$  et 0.025 m.

- Selon la largeur, 28 mailles sont réparties en 3 zones :

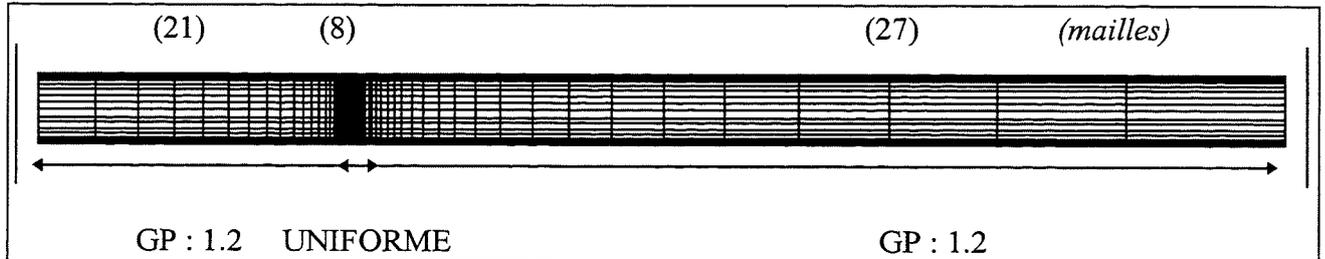
- la première zone comprend 12 mailles dont la taille est régie par une loi géométrique symétrique de raison 1.2 et est comprise entre 0.0105 et 0.026 m.
- la deuxième zone est constituée de 4 mailles de même taille ( $8.75 \cdot 10^{-3}$  m).
- la troisième zone est identique à la première.

La dimension des mailles aux parois a été déterminée de façon à ce que les lois de parois introduites dans le modèle de turbulence soient respectées.

Tout ceci est représenté sur la figure n°12 p 25.

## VISUALISATION DU MAILLAGE :

Plan XY (z = 0.218) :



x  
figure n°10

Plan YZ (x = 0.201) :

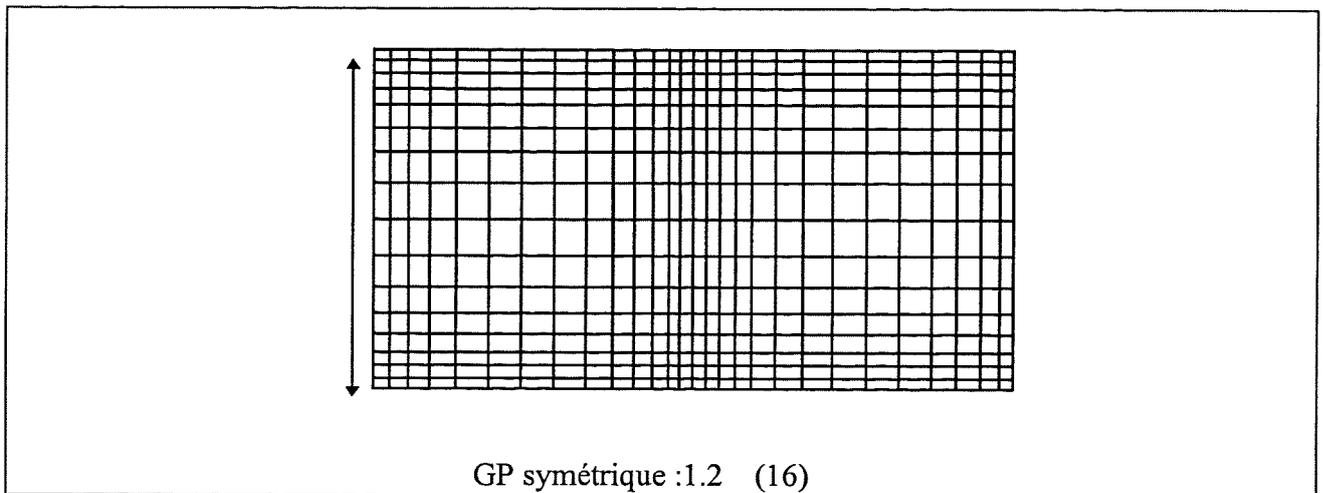


figure n°11

Plan XZ (y = 0.1196) :

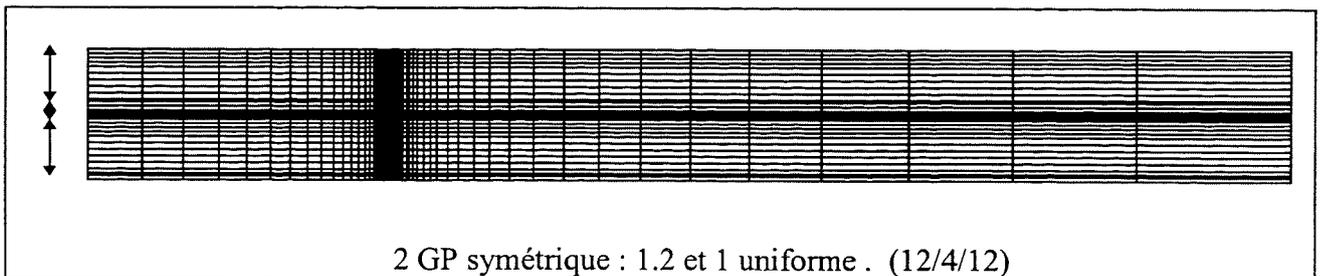


figure n° 12

## VISUALISATION EN 3D DU MAILLAGE :

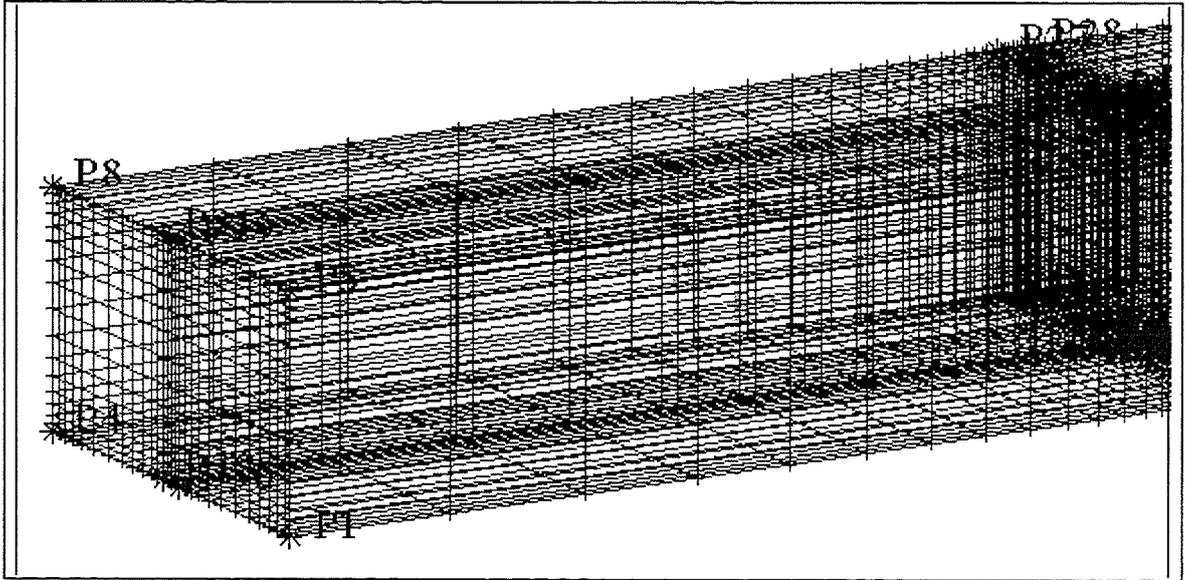


figure n° 13 : maillage de la partie amont du tunnel.

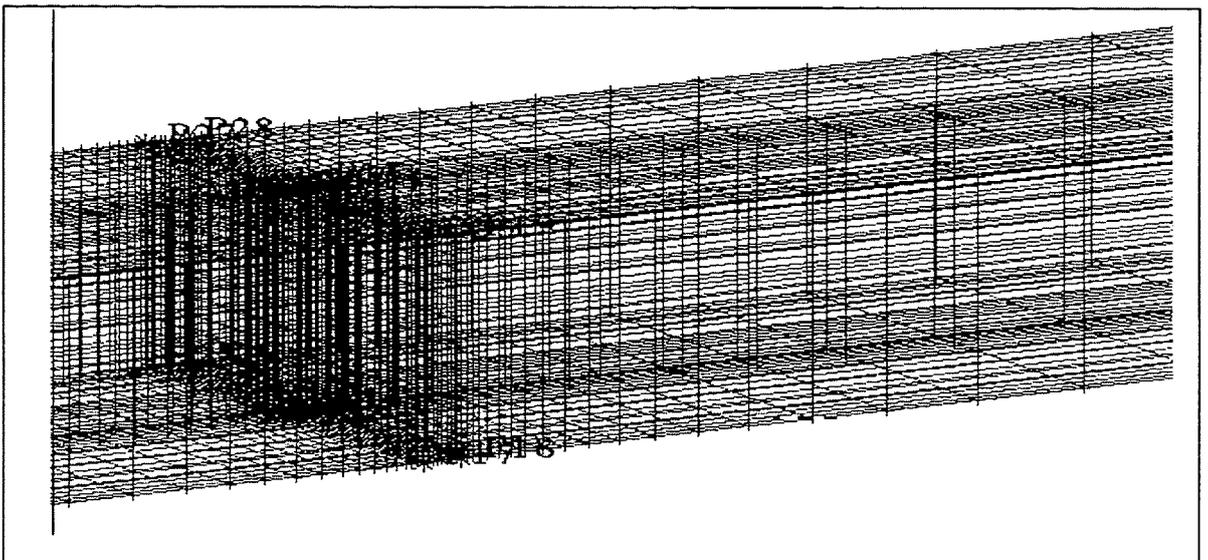


figure n°14 : maillage de la zone d'injection du mélange .

## 2 - Description physique du problème et hypothèses :

L'étude d'un jet léger émis perpendiculairement à un écoulement d'air établi dans un canal de section droite rectangulaire constitue un problème physique complexe faisant intervenir beaucoup de phénomènes. Afin de prédire l'évolution du mélange injecté, nous faisons des hypothèses permettant de caractériser l'écoulement, et de résoudre numériquement les équations décrivant le problème.

Ainsi nous considérons que l'écoulement est :

- Tri dimensionnel
- Stationnaire
- Turbulent
- Compressible
- Soumis aux effets de gravité
- Isotherme

Quelques explications supplémentaires permettent de justifier les hypothèses faites ci-dessus. En effet, la dimension du problème étudié est très importante en modélisation puisque plus la dimension est élevée plus le maillage est important et donc plus le calcul est long. La capacité des ordinateurs ne permettant pas de traiter des domaines importants, il est préférable de considérer des modélisations bidimensionnelles. Cependant dans notre cas une modélisation tridimensionnelle s'impose en raison de la nature des phénomènes se produisant en aval de la zone d'injection. La prise en compte de la turbulence de l'écoulement est aussi nécessaire puisque les nombres de Reynolds correspondent à des nombres de Reynolds d'écoulements turbulents. L'hypothèse de compressibilité de l'écoulement est liée aux variations de densité des différents fluides. Enfin, nous considérons que l'écoulement est isotherme c'est à dire que la température est constante. Les variations de température observées dans les incendies sont traduites ici par les variations de densité du mélange injecté.

Pour traiter numériquement le problème défini ci-dessus, plusieurs modèles ont été utilisés. Ces modèles ont été détaillés précédemment dans la partie *III - Modèles mathématiques, D - les modèles utilisés* pages 14 et sont les suivants :

- Pour modéliser les propriétés de la turbulence, j'ai utilisé le modèle le plus connu et le plus répandu à savoir le *modèle k-ε* avec les constantes classiques déterminées par Launder et Spalding ( cf. page 16 ).
- Pour représenter la compressibilité de l'écoulement, j'ai utilisé l'option « *weakly compressible* ». (cf page 16 ).
- Pour les effets de gravité, j'ai défini le vecteur gravité :  $\mathbf{g} = - 9.8 \mathbf{y}$ .

La définition des propriétés des différents fluides intervenant dans le problème doit être effectuée dans le code de calcul en introduisant des constantes les caractérisant. Ainsi, les constantes qui ont été introduites sont les suivantes :

⇒ Pour l'air :

- constante des gaz universelle : 8314
- pression de référence : 1.013e5 Pa
- température de référence : 288 K
- viscosité laminaire : 1.88e-5 poise
- masse molaire : 28.36 g.mol<sup>-1</sup>

⇒ Pour l'Hélium : | - masse molaire : 4 g.mol<sup>-1</sup>

⇒ Coefficient de diffusivité : 6.9E-05 m<sup>2</sup>.s<sup>-1</sup>

Comme pour la définition des propriétés des fluides, il faut indiquer dans le code de calcul l'algorithme de résolution. L'algorithme de résolution utilisé pour résoudre les équations est « simple ». Cet algorithme a été expliqué en détails dans la partie *III- Modèles mathématiques F- Algorithme de résolution* page 19 .

### 3 - Conditions limites :

Toutes les méthodes de calcul utilisées pour prédire l'évolution des écoulements nécessitent la définition de conditions limites et de conditions initiales. Il est important de les définir correctement et de comprendre leur rôle dans les algorithmes de résolution. Pour le problème étudié, les conditions introduites sont des conditions limites. Aucune condition initiale est indiquée puisque le problème est supposé stationnaire. Les conditions limites qui ont été appliquées sont représentées sur la figure n° 15 ci-dessous.

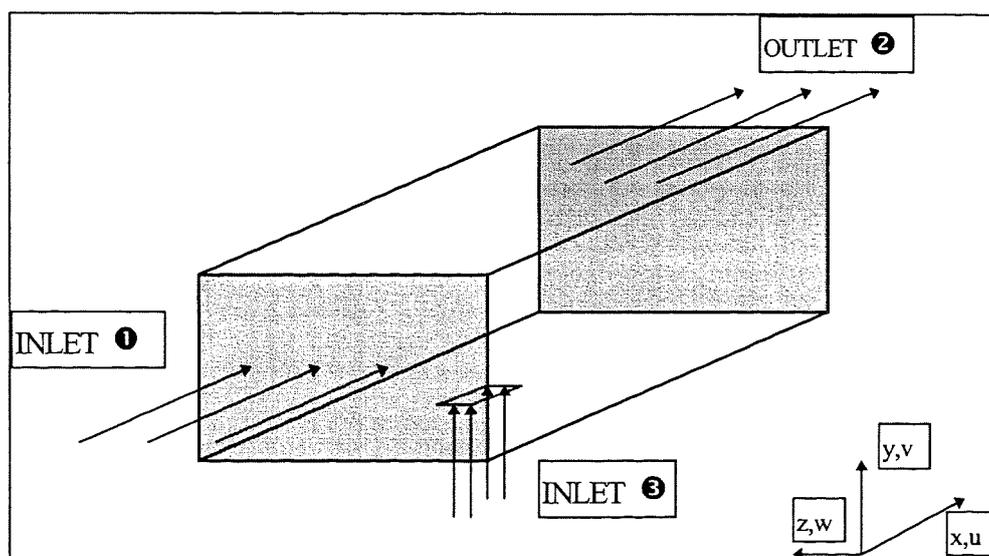


figure n°15 : Conditions limites appliquées.

En entrée (Surface bleue n°①) on a imposé des conditions de DIRICHLET ou plus couramment appelées des INLET c'est à dire que des valeurs numériques ont été imposées à différentes variables. Dans ce cas présent, on a défini :

- La vitesse du courant d'air longitudinal :  $u = \text{cte}$  ,  $v = w = 0$ .

- L'énergie cinétique turbulente :  $kinl = 0.02 * \frac{1}{2} * \rho * u^2$

- La dissipation turbulente :  $\epsilon_{inl} = \frac{kinl^{\frac{3}{2}}}{Cp2 * Dh}$   
avec  $Cp2 = 0.03$  et  $D_h = 0.306$

- Fraction massique d'hélium :  $Y_{he} = 0$ .

Au niveau de l'injection du Jet (Surface rouge n°②), on a aussi appliqué des conditions de DIRICHLET (INLET) qui portent sur :

- La vitesse du jet :  $v = \text{cte}$  ,  $u = w = 0$ .

- L'énergie cinétique turbulente :  $kinl = 0.02 * \frac{1}{2} * \rho * v^2$

- La dissipation turbulente :  $\epsilon_{inl} = \frac{kinl^{\frac{3}{2}}}{Cp2 * Dh}$

- La fraction massique d'Hélium :  $Y_{he} = \frac{\rho_{he}}{\rho_{mé lange}} * X_{he}$   
où  $X_{he}$  est la fraction volumique.

Remarque : La relation permettant d'obtenir une fraction massique à partir d'une fraction volumique a été introduite afin de faciliter la tâche de l'utilisateur. En effet, les résultats expérimentaux donnés considèrent des fractions volumiques alors que dans le code de calcul ce sont des fractions massiques qui sont envisagées.

En sortie (Surface bleue n°③), on a utilisé des conditions de NEUMANN ou encore nommées OUTLET sur toutes les variables c'est à dire qu' on a imposé une valeur aux dérivées des variables considérées :

$$- \frac{\partial \phi}{\partial x} = 0 \quad \text{avec } \phi : u, v, w, p, k, \epsilon, Y_{he}.$$

Enfin, sur toutes les autres surfaces (non colorées), des conditions de non-adhérence ont été appliquées pour toutes les variables.

Remarque: Les valeurs imposées pour l'énergie cinétique turbulente ( 2% de l'énergie cinétique ) suivent la règle généralement employée. Pour les valeurs de la dissipation turbulente, une formule donnée par le code de calcul FLOW 3D a été utilisée.

#### 4 - Equations résolues :

Les équations dans cette partie sont juste rappelées et modifiées en fonction des hypothèses de la page 27 . Pour avoir plus de détails se référer à la partie III - *Modèles mathématiques* située en page 7.

<p><u>équation de continuité</u> : <math>\frac{\partial(\rho U_j)}{\partial x_j} = 0</math></p> <p><u>équation des gaz parfait</u> : <math>\rho = \frac{p_{ref} * M}{R * T}</math></p> <p><u>équation des moments</u> : <math>\frac{\partial(\rho U_i U_j)}{\partial x_j} = b_i + \frac{\partial \sigma_{ij}}{\partial x_j}</math></p>	<p>avec : <math>b_i = (\rho - \rho_0) g_i</math> : force de flottabilité</p> <p><math>\sigma_{ij} = -P\delta_{ij} - \rho \overline{u_i u_j} + \mu \left( \frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right)</math></p> <p>tenseur des contraintes</p> <p><math>g_i</math> : accélération de la pesanteur</p> <p><math>\rho_0</math> : densité de référence calculée avec l'équation d'état à l'instant initial</p> <p><math>\mu</math> : viscosité dynamique du fluide</p>
<p><u>équation de l'énergie cinétique turbulente</u> :</p> $\text{div} \left( \rho \frac{\overline{q^2}}{2} \vec{U} \right) = \text{div} \left( \left( \mu + \frac{\mu_T}{\sigma_k} \right) \cdot \text{grad} \left( \frac{\overline{q^2}}{2} \right) \right) + P + G - \rho \varepsilon$	
<p><u>équation de la dissipation turbulente</u> :</p> $\text{div}(\rho \varepsilon \vec{U}) = \text{div} \left( \left( \mu + \frac{\mu_T}{\sigma_\varepsilon} \right) \cdot \text{grad}(\varepsilon) \right) + C_1 \frac{\varepsilon}{k} \cdot (P + C_3 \cdot \max(G, 0)) - C_2 \cdot \rho \frac{\varepsilon^2}{k}$	
<p><u>équation de la fraction massique</u> :</p> $\text{div} \left( \rho \vec{U} Y_{he} - \left( \Gamma_{he} + \frac{\mu_T}{\sigma_{he}} \right) \cdot \text{grad} Y_{he} \right) = S_{he}$	

*Rmq:* Dans les équations ci-dessus les expressions de P,G, etc... ne sont pas rappelées. Pour les connaître il suffit de se reporter à la partie dans laquelle les modèles mathématiques sont présentés.

## 5 - Critère de convergence :

Le code de calcul fournit à chaque itération, les valeurs des champs ( la vitesse, pression, énergie cinétique turbulente ...) en un point choisi par l'utilisateur ainsi que les résidus sur chaque variable.

Les résidus affichés dans les fichiers de sortie à chaque itération et pour chaque variable sont des résidus totaux. Ils résultent d'une sommation des valeurs absolues de tous les résidus calculés pour chacune des cellules du maillage en effectuant une différence des flux entrant et sortant à travers toutes les faces de cette cellule.

On a considéré qu'un calcul avait convergé lorsque ces résidus étaient tous inférieurs aux valeurs des champs qui n'évoluaient plus. Dans certains cas la convergence était atteinte rapidement entraînant l'arrêt automatique du calcul (notamment lorsque le résidu sur la masse était inférieur à  $10^{-6}$ .)

Tous les calculs réalisés ont convergé correctement.

## C - RESULTATS ET INTERPRETATIONS :

### 1 - Etude détaillée : Cas d'un mélange de 25% d'He et 75% d'air.

On a choisi d'étudier les résultats obtenus dans le cas d'une injection d'un mélange constitué de 25 % d'He et 75 % d'air car on dispose de résultats expérimentaux et des résultats numériques obtenus par le code CFD 2000 ou STORM. Ainsi, il est intéressant d'analyser ce cas seul puis de le confronter à d'autres résultats.

Pour ce mélange, on a représenté à chaque fois trois figures correspondant aux trois phases que l'on cherche à mettre en évidence:

- ° le cas d'absence de backlayering qu'on a appelé le cas (a) obtenu pour

$$u = 0.3 \text{ m/s et } v = 0.4 \text{ m/s.}$$

- ° le cas d'amorçage de backlayering qu'on a appelé le cas (b) obtenu pour

$$u = 0.15 \text{ m/s et } v = 0.4 \text{ m/s.}$$

- ° le cas de présence de backlayering qu'on a appelé le cas (c) obtenu pour

$$u = 0.1 \text{ m/s et } v = 0.4 \text{ m/s.}$$

Les visualisations ont été réalisées avec JASPER dont la description a été faite dans la partie II - *Présentation du code de calcul FLOW 3D* située à la page 7.

a - Visualisations bidimensionnelles en coupe longitudinale :

*$\alpha$  - Profil de vitesse :*

Sur la page 33, on a représenté les profils de la norme de la vitesse dans le plan médian correspondant à  $z = 0.218$ .

Sur la figure n° 16, on constate qu'il n'y a pas de nappe de retour. La totalité du mélange injecté est balayée et est poussée vers l'extrémité droite du tunnel. On peut affirmer que l'on se trouve dans un cas d'absence de backlayering.

Sur la figure n° 17, on constate une légère zone de recirculation au droit de l'injection. On est dans le cas d'amorçage du backlayering.

Enfin sur la figure n° 18, on observe une zone de recirculation bien développée caractérisée par des vitesses négatives apparaissant en rose dans la partie supérieure du tunnel à gauche du mélange injecté. La présence d'une nappe de mélange d'air et d'Helium est donc tout à fait visible.

*$\beta$  - Iso-surface : densité .*

Sur la page 34, on a représenté des iso-surfaces de la densité dans le plan médian correspondant à  $z = 0.218$ .

A partir des figures n° 19, 20 et 21, les mêmes observations que celles faites pour les profils de vitesse peuvent être effectuées.

*$\gamma$  - Iso-contours : fraction massique d'Helium .*

Sur la page 35, on a représenté des iso-contours de la fraction massique d'He dans le plan médian avec un facteur d'échelle de 5.

Les figures n° 22, 23 et 24 permettent de renforcer les commentaires précédents.

*$\delta$  - Vitesse et fraction massique:*

sur la page 36, on a représenté des iso-contours de fraction massique d'he superposés à des profils de vitesse. Ces vues sont effectuées dans le plan médian avec un facteur d'échelle égale à 5.

Des observations similaires aux précédentes peuvent être faites à partir des figures n° 25, 26 et 27.

## VISUALISATION DES PROFILS DE VITESSE:

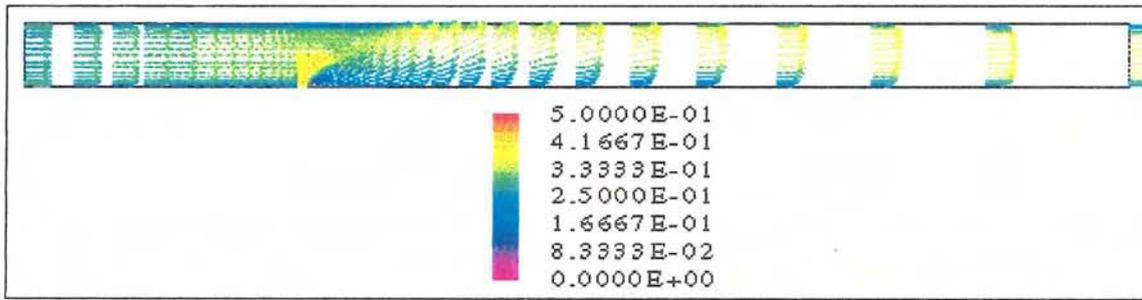


figure n° 16 : cas (a)

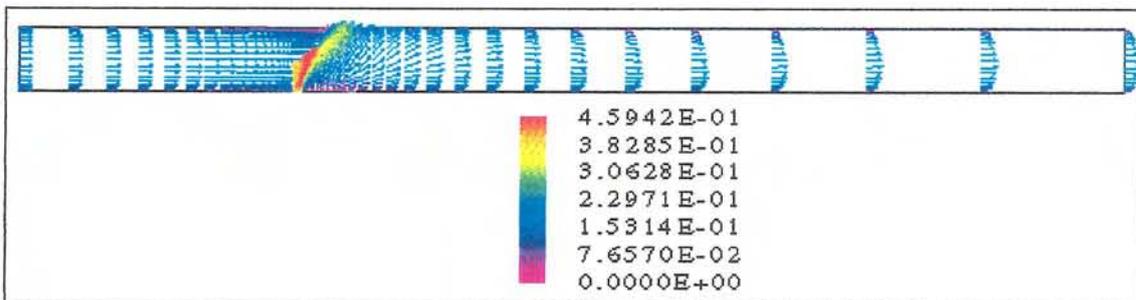


figure n° 17 : cas (b)

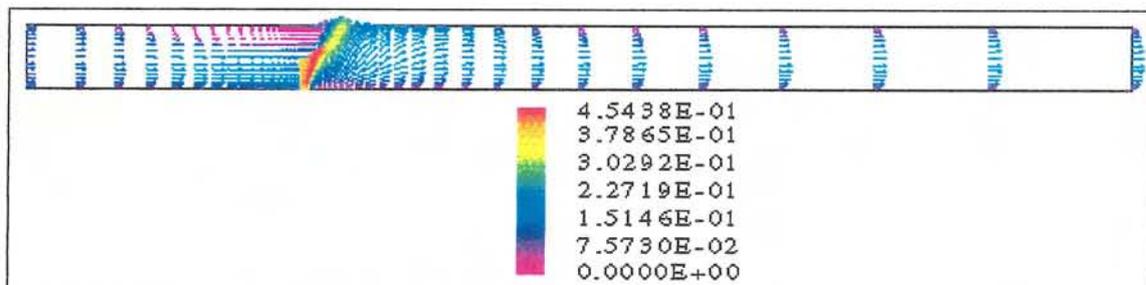


figure n° 18 : cas (c)

## VISUALISATION DES ISO-SURFACES DE DENSITE :

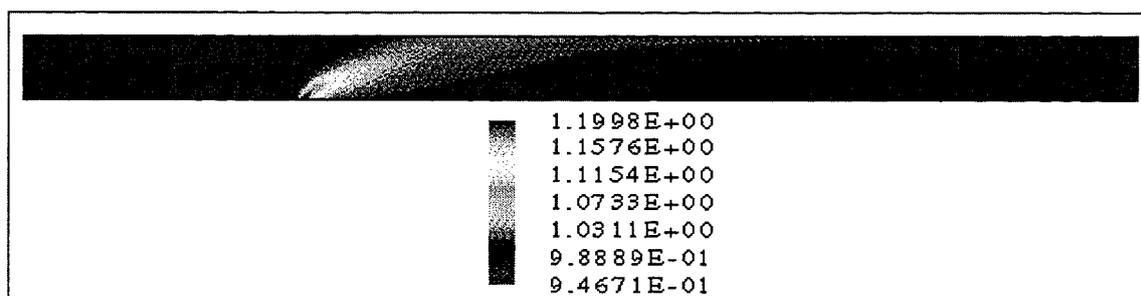


figure n° 19 : cas (a)

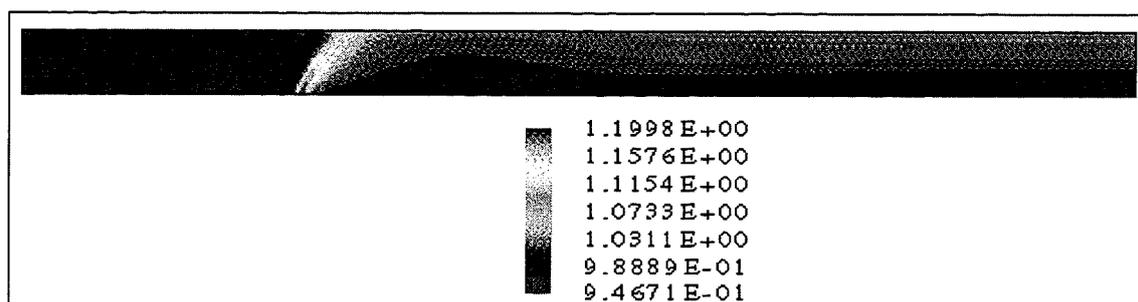


figure n° 20 : cas (b)

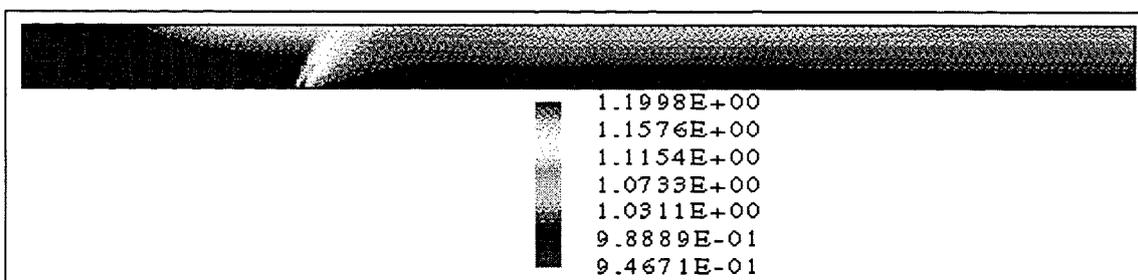


figure n° 21 : cas (c)

**VISUALISATION DES ISO-CONTOURS  
DE LA FRACTION MASSIQUE D'He :(échelle 5)**

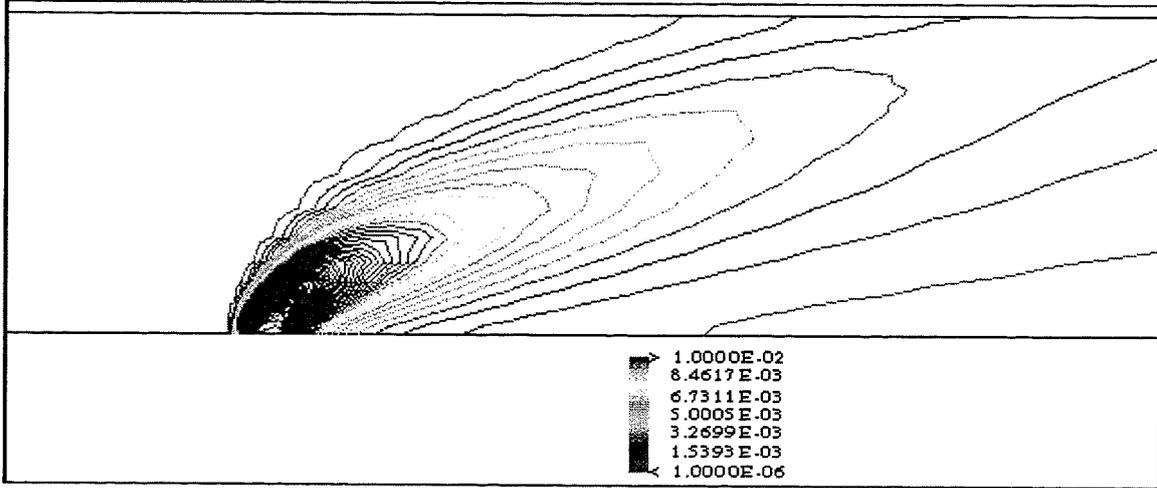


figure n° 22 : cas (a)

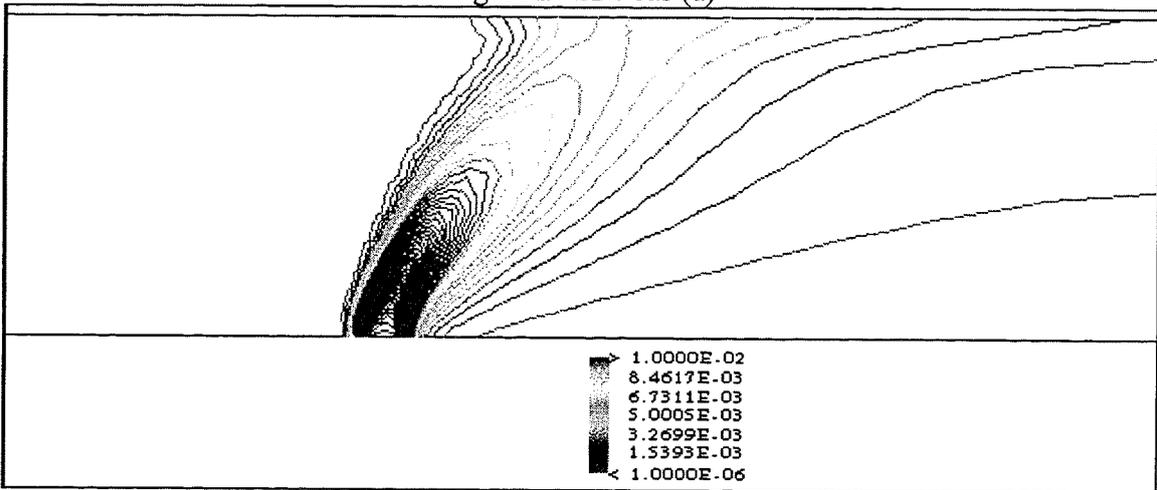


figure n° 23 : cas (b)

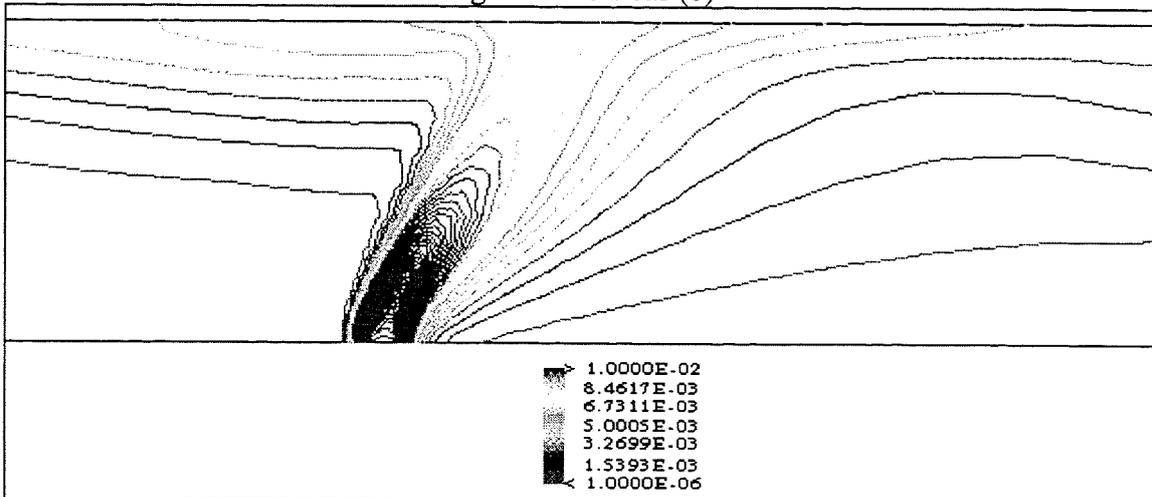


figure n° 24 : cas (c)

# VISUALISATION DE LA VITESSE ET DE LA FRACTION MASSIQUE :

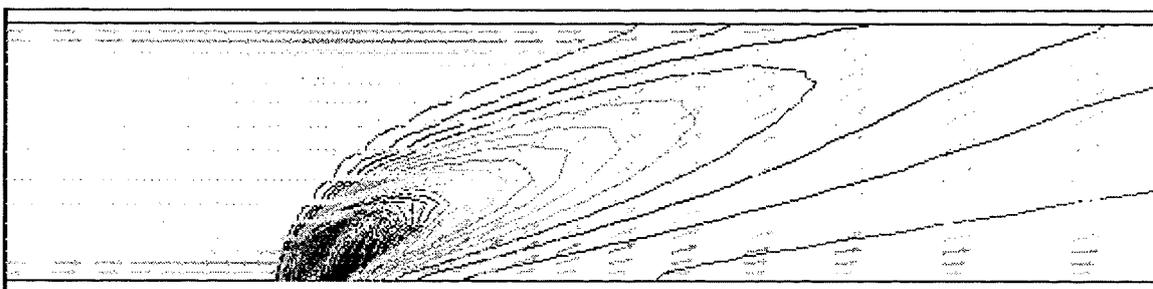


figure n° 25 : cas (a)

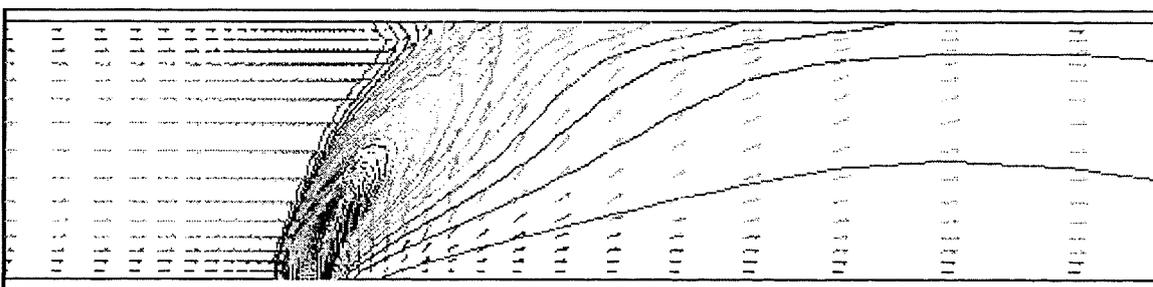


figure n° 26 : cas (b)

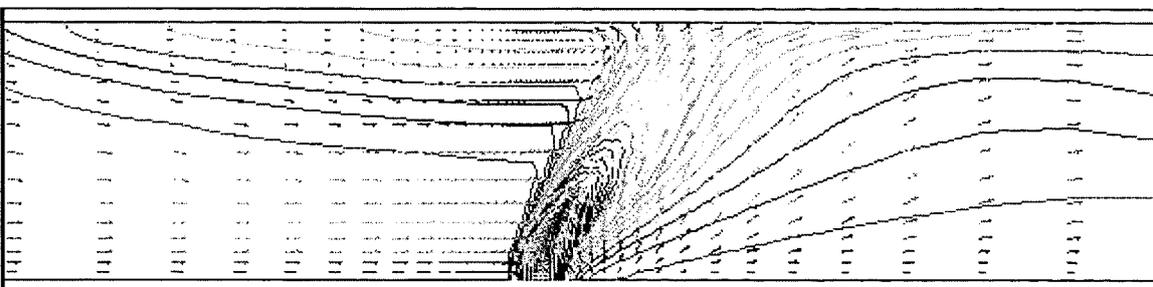


figure n° 27 : cas (c)

### *$\varepsilon$ - Conclusion :*

L'ensemble des visualisations longitudinales bidimensionnelles réalisées avec JASPER dans le plan médian ( $z = 0.218$ ) permet d'affirmer que pour les trois cas de vitesse longitudinale imposée  $u$ , on observe les trois phases que l'on cherchait à mettre en évidence à savoir l'absence, l'amorçage et la présence d'une nappe de retour. On peut donc conclure que pour un mélange donné à une vitesse d'injection constante le courant d'air longitudinal peut ou non refouler la totalité du mélange vers l'aval du tunnel. Ce résultat n'est pas surprenant et est bien connu.

### b - Visualisations bidimensionnelles en coupe transversale :

#### *$\alpha$ - Profil de la vitesse :*

On a effectué, pour les 3 phases, des vues de la section transversale en deux abscisses:  $x = 1.2$  sur la page 38 et  $x = 1.7$  sur la page 39. Ces 2 sections sont situées juste après la zone d'injection du mélange.

On remarque sur les figures n°28, 29 et 30 la présence de 2 tourbillons contrarotatifs symétriques. En regardant la figure 28 on peut remarquer que les 2 tourbillons sont totalement développés et occupent toute la section du tunnel. En revanche sur les figures 29 et 30 ces tourbillons sont moins importants et restent confinés dans la partie supérieure du tunnel. Ainsi, on peut affirmer qu'en présence d'une nappe de retour du mélange, les tourbillons contrarotatifs sont moins importants.

En comparant les figures de la page 38 et de la page 39, on constate que dans une zone éloignée de la zone d'injection ( $x = 1.7$ ), la présence des tourbillons est à peine discernable pour les cas d'amorçage (figure n° 32) et de présence de backlayering (figure n°33). En revanche, lorsque l'on n'a pas de baklayering les tourbillons sont tout à fait visibles et similaires à ceux observés immédiatement après le jet.

Cette étude permet donc de conclure que le mélange ou les fumées en aval du jet est fortement dilué sous l'effet de la turbulence convectée et des 2 tourbillons contrarotatifs liés à la dynamique du jet et au processus de mélange. Ainsi, l'écoulement en aval de la source est essentiellement tridimensionnel et par conséquent impossible à caractériser avec des visualisations limitées au seul plan de symétrie.

### c - Visualisations tridimensionnelles :

On a reporté sur les pages 40 et 41 des visualisations tridimensionnelles d'iso-densité et d'iso-fraction massique d'Helium pour les 3 phases étudiées. Ces visualisations ont été réalisées avec CFDS-FLAVIA dont la présentation a été faite à la page 7.

Les figures n° 34 à 39 permettent de caractériser le caractère tridimensionnel de l'écoulement. On peut souligner le mouvement descendant du mélange injecté le long des parois latérales du tunnel. Ce mouvement résulte de la présence des tourbillons mis en évidence lors de l'étude précédente.

**VISUALISATION DES PROFILS DE VITESSE  
TRANSVERSALE (x = 1.2 m et zoom : × 5) :**

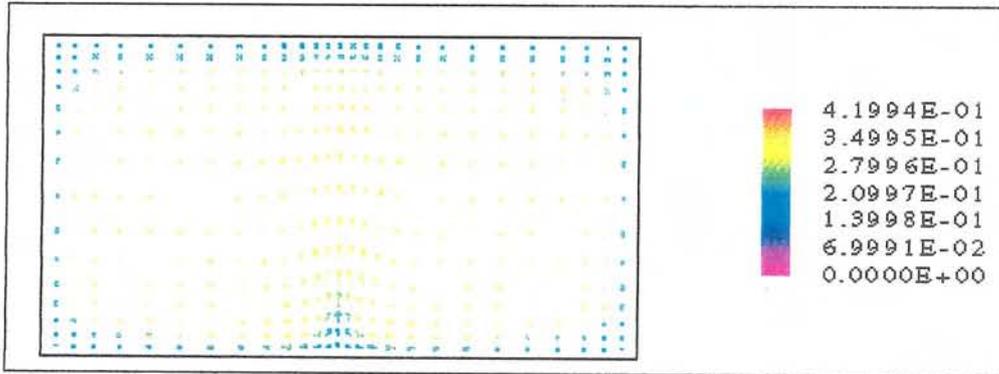


figure n° 28 : cas (a)

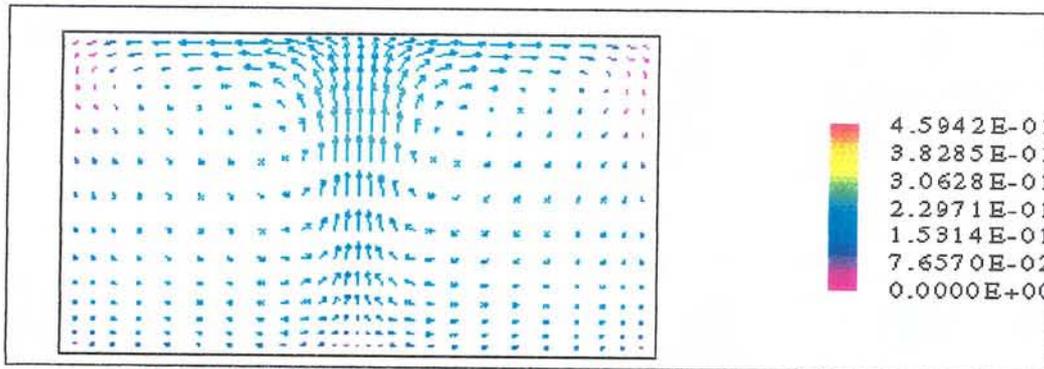


figure n° 29 : cas (b)

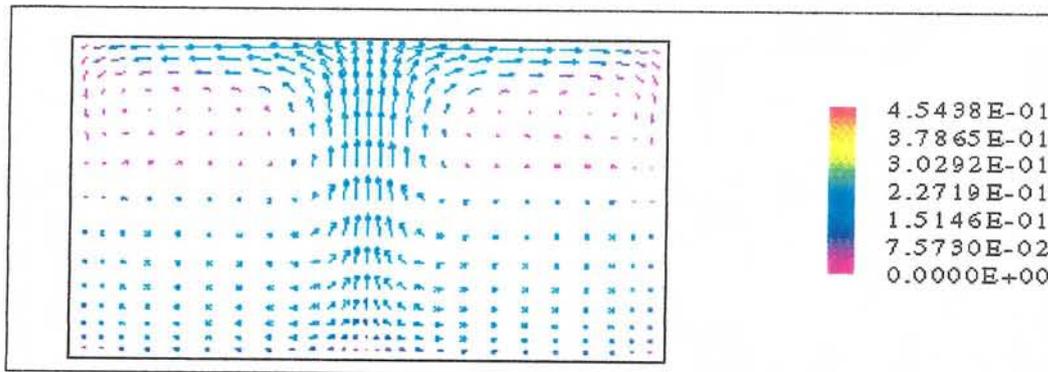


figure n° 30 : cas (c)

**VISUALISATION DES PROFILS DE VITESSE  
TRANSVERSALE (x = 1.7 m et zoom : × 5) :**

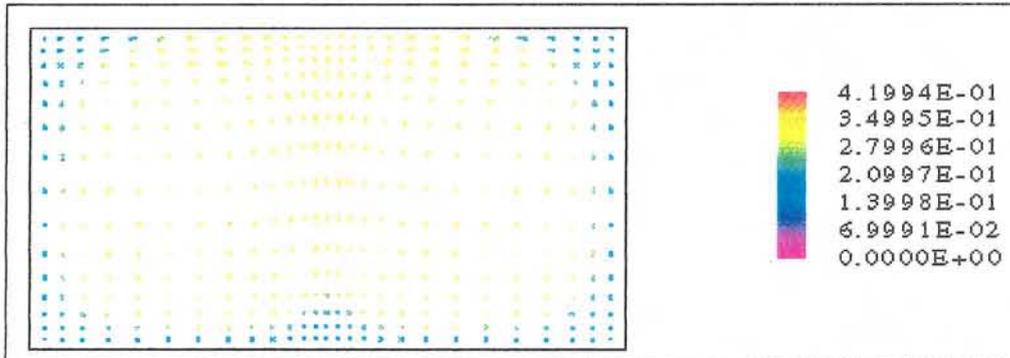


figure n° 31 : cas (a)

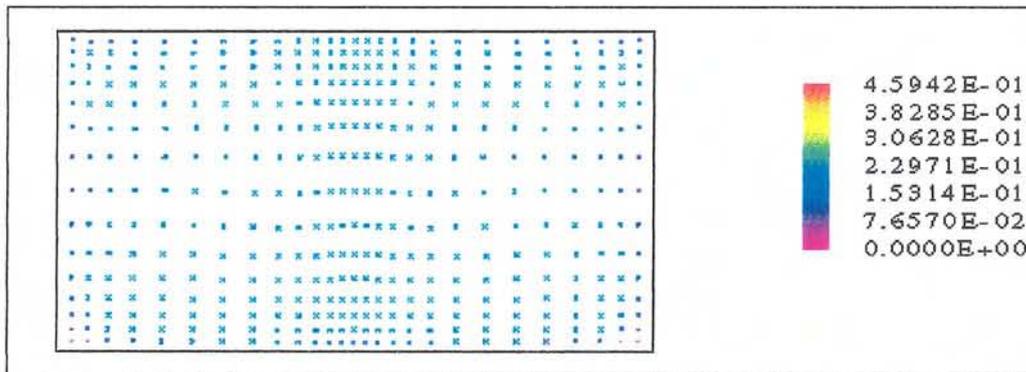


figure n° 32 : cas (b)

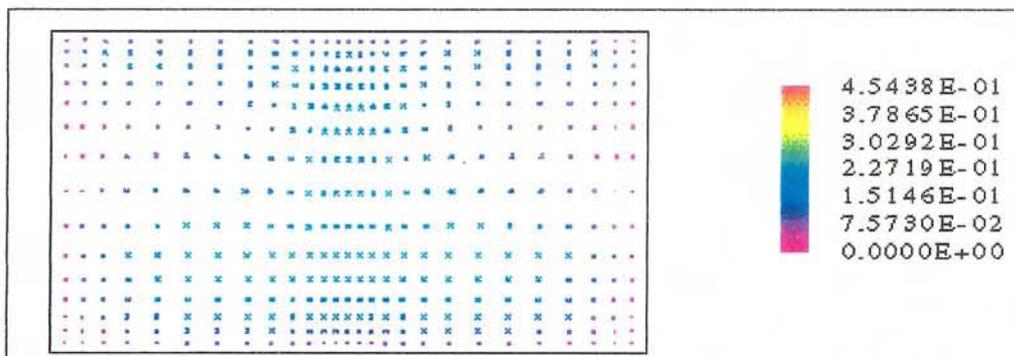


figure n° 33 : cas ©

**VISUALISATION 3D : ISO- DENSITE ( $\rho=1.18$ ) :**

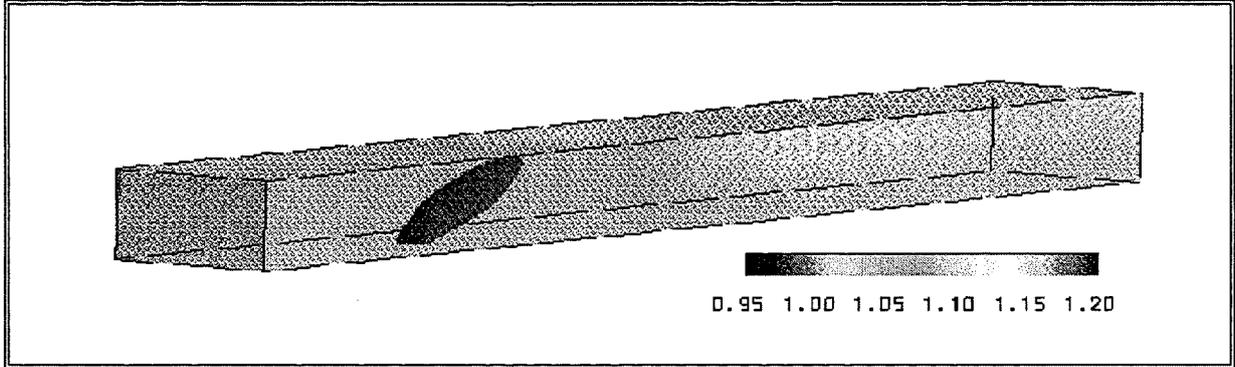


figure n°34 : cas (a)

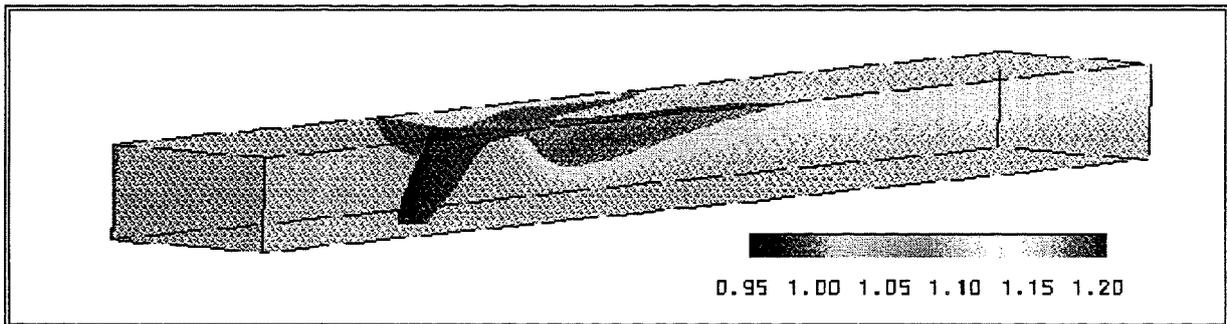


figure n° 35 : cas (b)

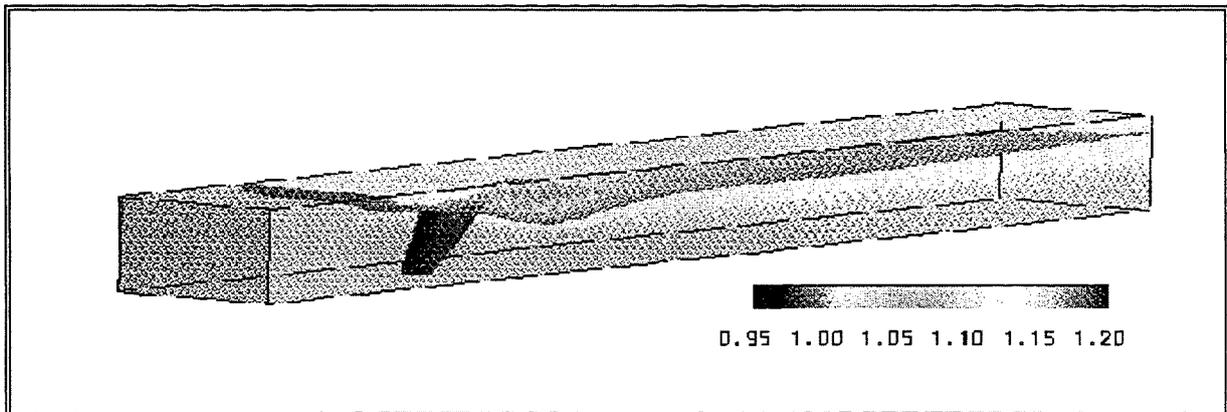


figure n° 36 : cas (c)

**VISUALISATION 3D : ISO-FRACTION MASSIQUE He :  
(Y = 0.0035)**

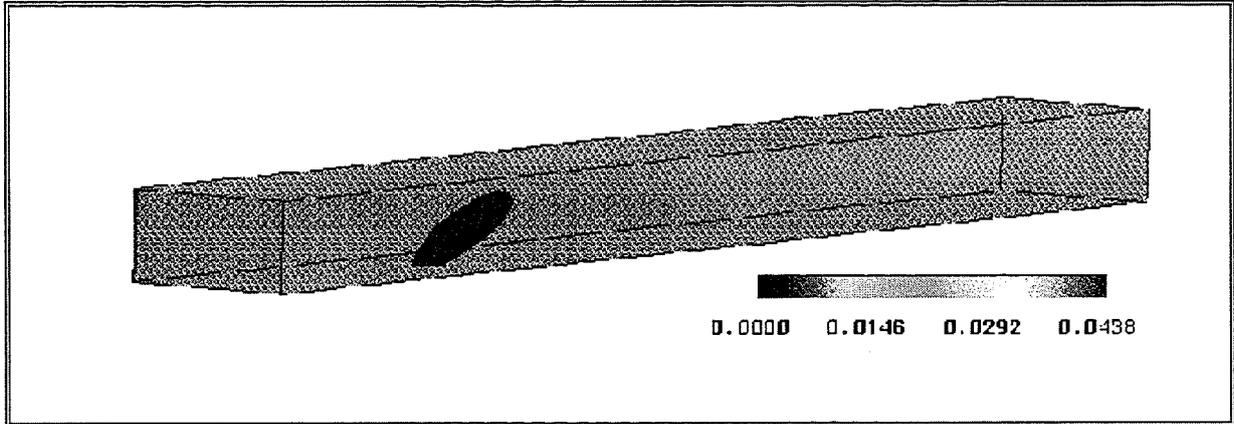


figure n° 37 : cas (a)

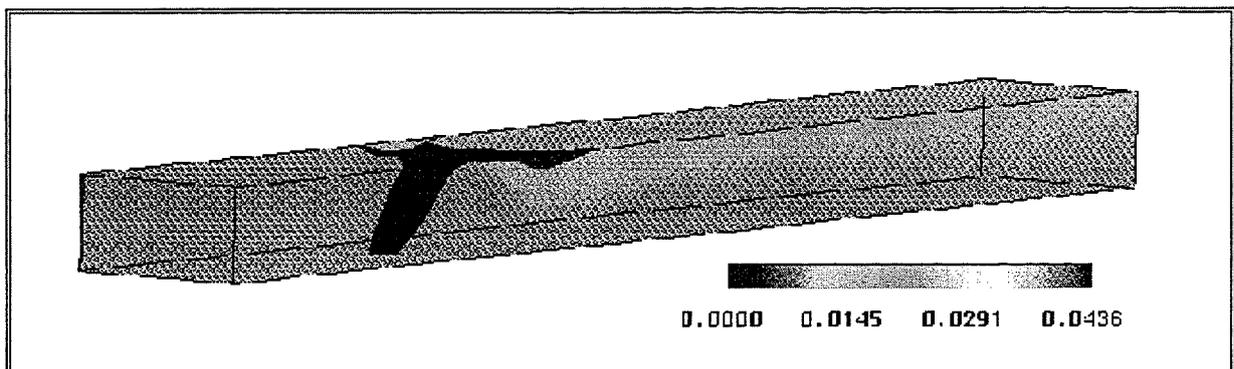


figure n° 38 : cas (b)

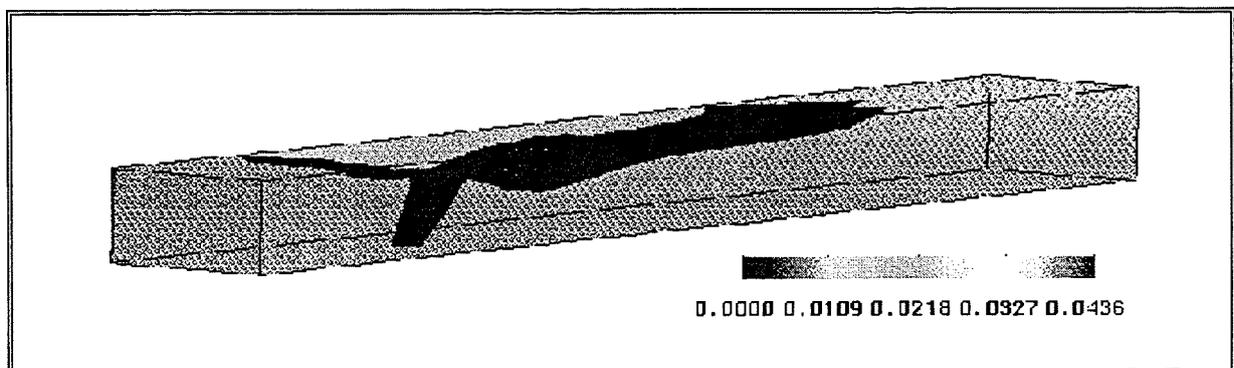


figure n° 39 : cas (c)

## 2 - Comparaison des résultats numériques et expérimentaux :

a - Cas du mélange : 25% d'He et 75% d'air .

La comparaison entre les résultats obtenus par le code de calcul et ceux mesurés lors d'une expérience ne peut être qu'approximative et grossière compte tenu de la nature des documents décrivant les résultats expérimentaux que je détiens. En effet les résultats expérimentaux concernant la maquette sont peu précis et le manque d'informations concernant leur réalisation ne permet pas de faire une comparaison rigoureuse. Toutefois, il est possible de faire une comparaison qualitative des phénomènes. Les résultats expérimentaux sont présentés sous forme d'images numériques résultant d'une moyenne effectuée sur une soixantaine d'images fournies par une caméra CCD.

Les résultats expérimentaux correspondant au mélange 25% d'He et 75% d'air pour les trois configurations testées sont fournis en page 47 .

Une comparaison de ces résultats avec ceux de la page 35 (fraction massique échelle 5) permet d'affirmer que les résultats du code de calcul sont cohérents avec les essais puisqu'ils permettent de retrouver les 3 configurations mises en évidence par l'expérience.

b - Résultats numériques et résultats expérimentaux :

Lorsqu'on a présenté les résultats déduits de l'étude expérimentale dans la partie *IV-A-2 résultats mis en évidence lors de l'expérience*, on a mentionné l'existence d'une loi linéaire semi-empirique définie par des points d'amorçage caractérisant une zone de transition entre la zone de présence et la zone d'absence de backlayering. Afin de voir si les calculs numériques permettent de vérifier aussi cette loi, une étude a été faite en faisant varier  $\rho$ ,  $u$  et  $v$  les 3 paramètres susceptibles d'influencer l'écoulement. Les différentes configurations envisagées sont répertoriées dans le tableau n° 1 ci-dessous ainsi que les résultats obtenus.

MELANGE (en fraction volumique)		VITESSE LONGITUDINALE	VITESSE D' INJECTION	RESULTATS ( R , B , A )
Air	Hélium	( U en m/s )	( V en m/s )	(*)
75%	25%	0,3	0,4	R
75%	25%	0,15	0,4	A
75%	25%	0,1	0,4	B
75%	25%	0,3	1	R
75%	25%	0,21	1	A
75%	25%	0,14	1	B
75%	25%	0,3	0,6	R
75%	25%	0,15	0,6	A
75%	25%	0,18	0,6	A
75%	25%	0,1	0,6	B

MELANGE (en fraction volumique)		VITESSE LONGITUDINALE	VITESSE D' INJECTION	RESULTATS ( R , B , A )
Air	Hélium	( U en m/s )	( V en m/s )	(*)
25%	75%	0,25	0,6	A
25%	75%	0,3	0,6	R
25%	75%	0,35	0,6	R
25%	75%	0,2	0,6	B
25%	75%	0,25	0,4	A
25%	75%	0,3	0,4	R
25%	75%	0,35	0,4	R
25%	75%	0,16	0,4	B
25%	75%	0,22	0,4	A
25%	75%	0,298	1	A
25%	75%	0,44	1	R
25%	75%	0,199	1	B

tableau n° 1 : configurations testées.

(\*) : Afin de ne pas surcharger le tableau ci-dessus, la notation suivante a été introduite :

- R : Absence de backlayering.
- A : Amorçage du backlayering.
- B : Présence du backlayering.

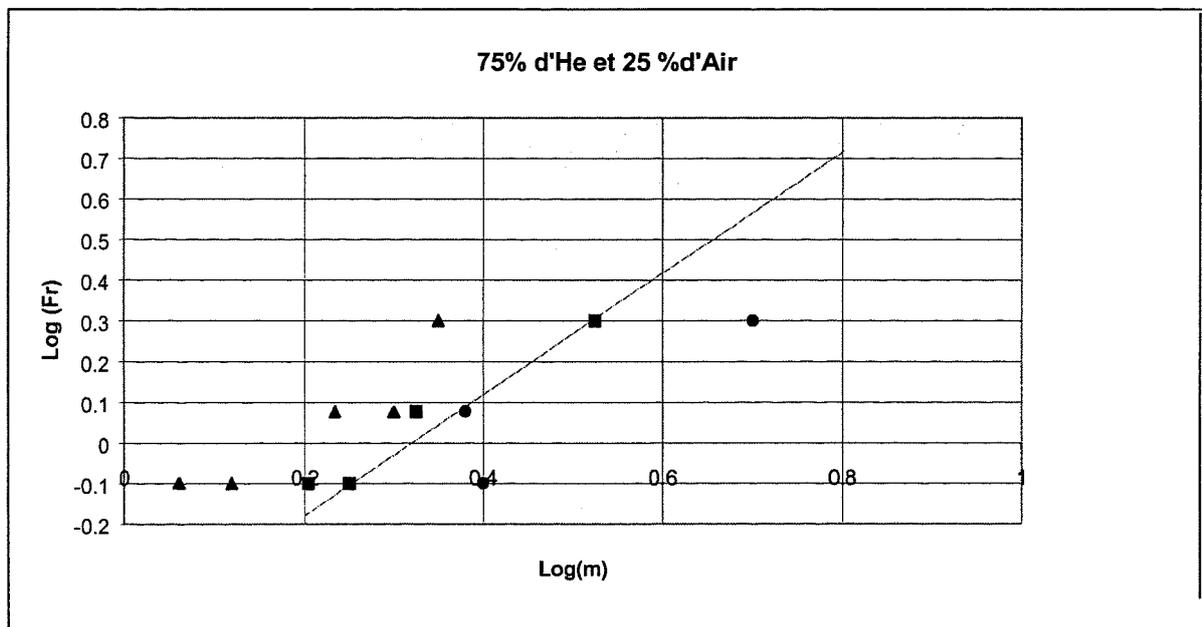
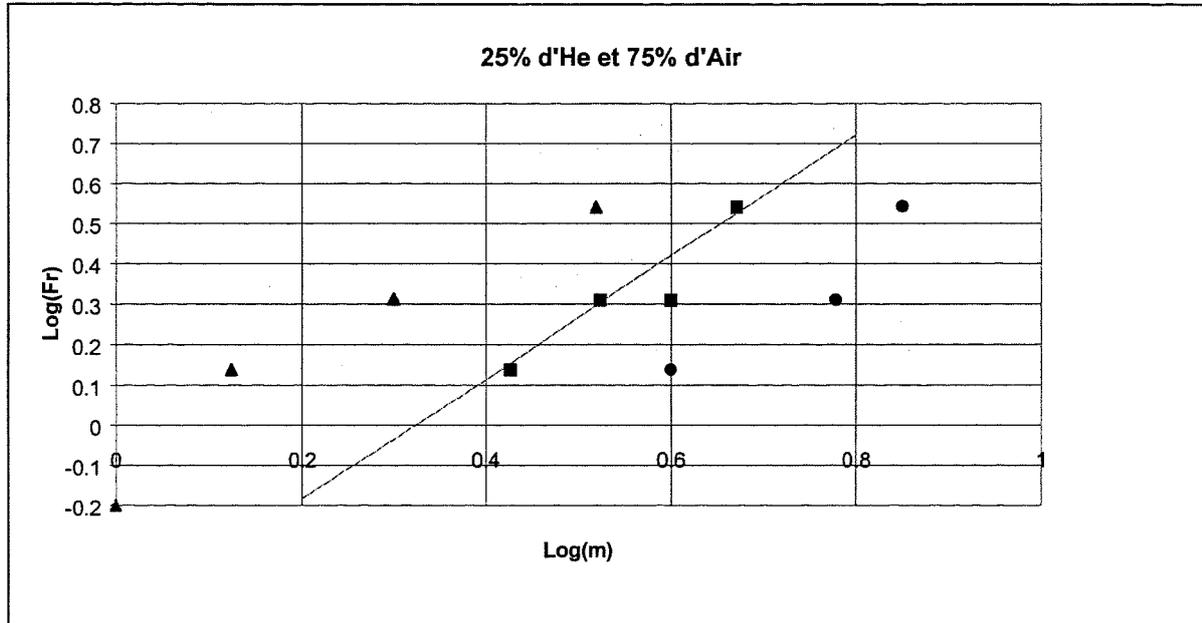
Tous ces résultats sont reportés sur des graphiques similaires à celui effectué par M. VAUQUELIN afin de pouvoir effectuer une comparaison. On a donc réalisé 2 graphiques correspondant à chacun des mélanges considérés . Ces graphiques se trouvent à la page 44.

Dans les deux cas on a tracé en rouge la droite semi-empirique mise en évidence par M.VAUQUELIN et on peut constater que cette loi correspond tout à fait aux points définissant l'amorçage c'est à dire les points apparaissant sous forme de rectangles. Ainsi on peut d'ores et déjà affirmer que la modélisation effectuée permet de retrouver des résultats qualitatifs semblables à ceux de l'expérience.

En outre, les points ronds permettent de définir une zone claire située à droite de la loi précédente que l'on peut considérer comme une zone pour laquelle un retour du mélange ou des fumées se produit. De même les petits triangles définissent une zone dans laquelle le retour des fumées n'est jamais observé.

En conclusion on peut considérer que les résultats de la simulation numérique menée reflètent correctement les résultats expérimentaux.

## RESULTATS NUMERIQUES



- Légende :**
- Amorçage.
  - ▲ Absence de Backlayering.
  - Présence de Backlayering
  - Loi semi-empirique expérimentale.

### **3 - Comparaison des résultats obtenus par les codes de calcul STORM et FLOW 3D :**

Une première comparaison approximative des résultats numériques obtenus par les codes de calcul STORM et FLOW 3D peut être effectuée en comparant la figure n°8 p 22 avec les graphes de la page précédente et celui situé en annexe 1. Cette comparaison nous amène à conclure que les deux simulations réalisées par des codes distincts ont donné des résultats cohérents avec l'expérience puisqu'elles permettent de mettre en évidence l'existence d'une même loi linéaire semi-empirique.

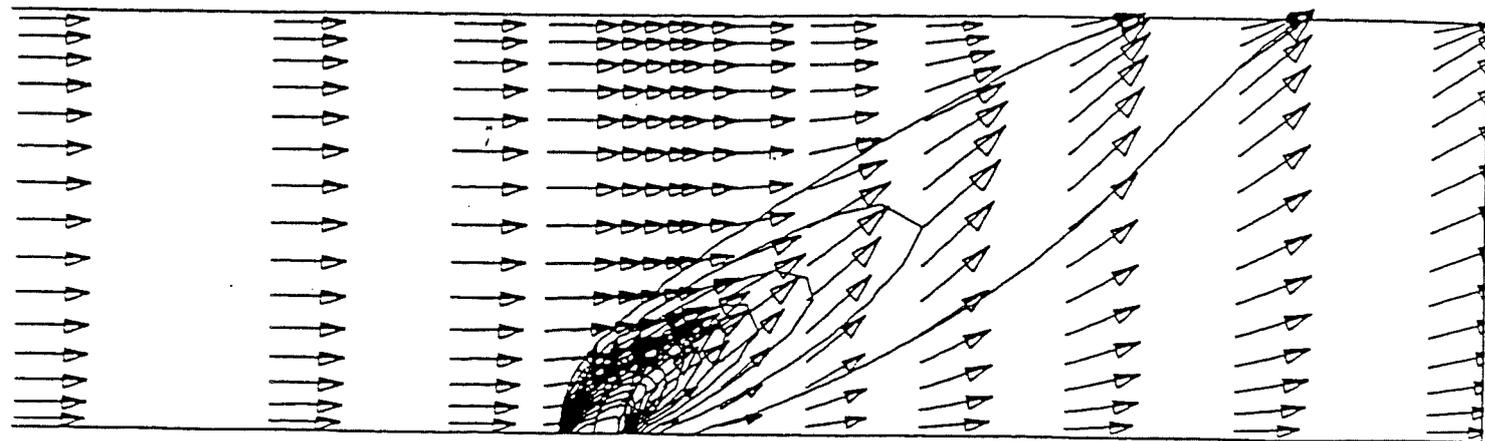
Cette comparaison est succincte et n'est pas suffisante pour comparer deux codes de calcul. Ainsi une étude détaillée des résultats numériques fournis par les deux codes doit être réalisée. Afin d'effectuer cette étude, des profils de la composante longitudinale (U) de la vitesse, en différentes sections, ont été tracés à partir de fichiers résultats obtenus par les codes FLOW 3D et STORM. Ces différents profils constituent l'annexe 2 de ce document. (Les sections choisies pour tracer les profils sont les mêmes que celles présentées à la page 70 sur la figure n°83).

En regardant les figures des annexes 2-1 et 2-2 correspondant respectivement aux profils tracés aux abscisses  $x = 0.1$  m et  $x = 0.76$  m, on constate que les courbes obtenues par FLOW 3D sont plus « plates » que celles obtenues par STORM. Cette différence peut s'expliquer par la taille du domaine utilisé. Dans le calcul effectué par H. CORDIER avec le code STORM le domaine utilisé comportait une partie située à l'amont de la zone d'injection du mélange d'une longueur de 4 m alors que le domaine envisagé pour le calcul avec FLOW 3D avait une longueur de 1m. Ainsi la distance plus importante pour le premier domaine permet à l'écoulement de mieux s'établir et explique par conséquent la forme parabolique des profils.

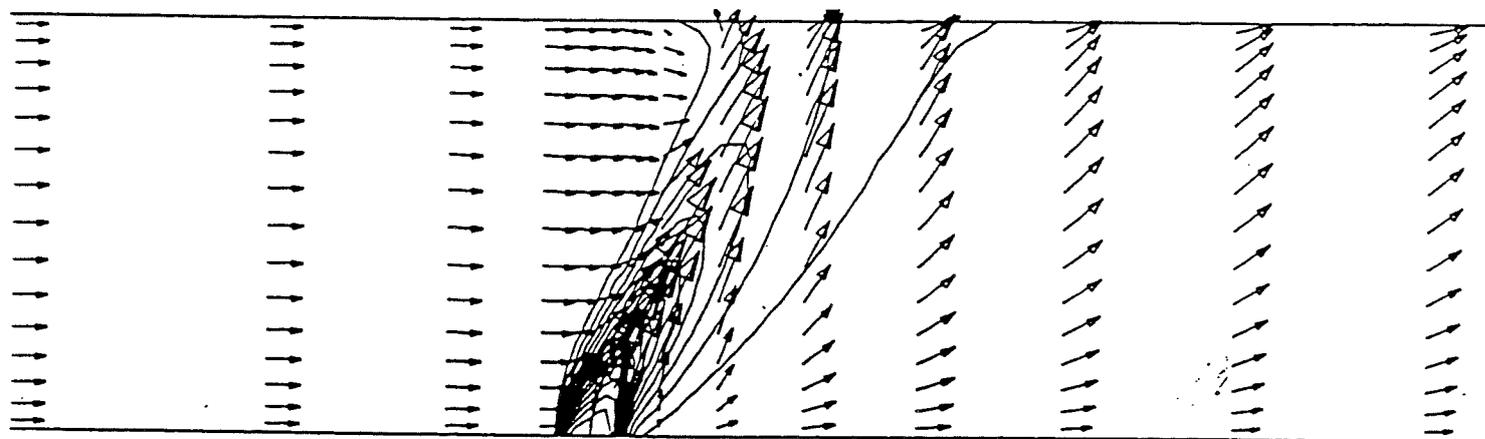
Les figures des annexes 2-3 et 2-4 permettent d'affirmer que les profils au voisinage de la zone d'injection du mélange ont la même allure générale.

Enfin les 3 dernières annexes (2-5, 2-6, 2-7) regroupent des profils de vitesse pour des sections situées en aval de la zone d'injection du mélange. De grandes différences peuvent être observées entre les allures des courbes. Les raisons de ces différences sont diverses. D'une part les sections retenues pour tracer les profils n'étaient pas rigoureusement les mêmes dans la mesure où les domaines et donc les maillages utilisés pour les 2 simulations étaient différents. D'autre part les calculs effectués au cours des simulations différaient légèrement. C'était par exemple le cas pour les algorithmes employés. La simulation réalisée avec le code STORM employait l'algorithme PISO alors que celle effectuée par le biais de FLOW 3D employait l'algorithme SIMPLE.

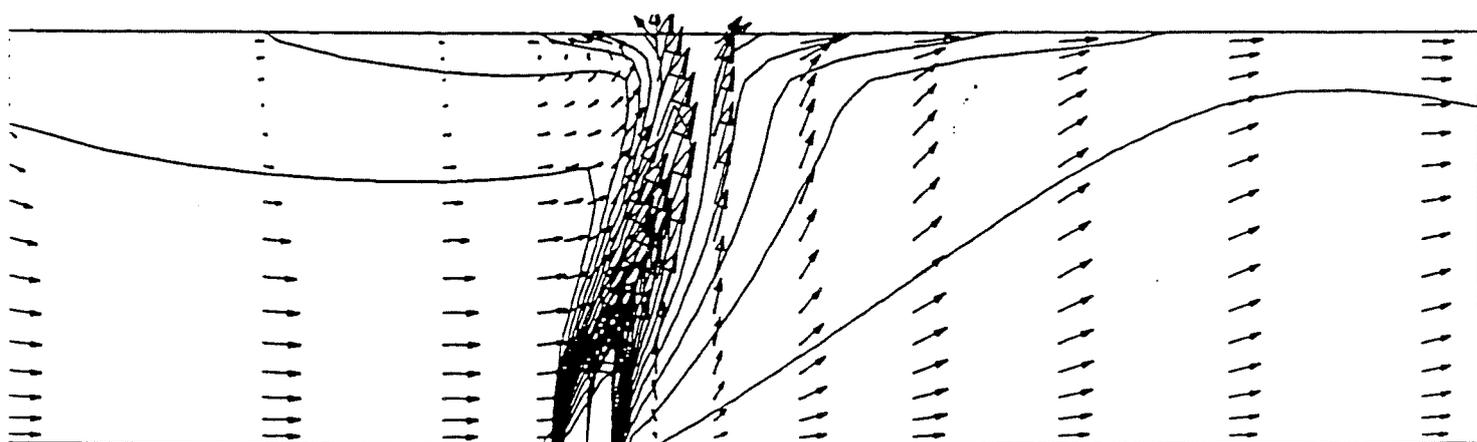
Cette étude ne permet pas de conclure sur la validité de l'une ou l'autre des simulations réalisées. Pour pouvoir comparer deux codes de calcul il faut simuler exactement le même problème en prenant le même domaine, le même maillage, les mêmes conditions limites ... Il faut surtout disposer de données expérimentales permettant de valider les résultats obtenus, ce qui n'est pas le cas ici ou à un niveau global.



(a)



(b)

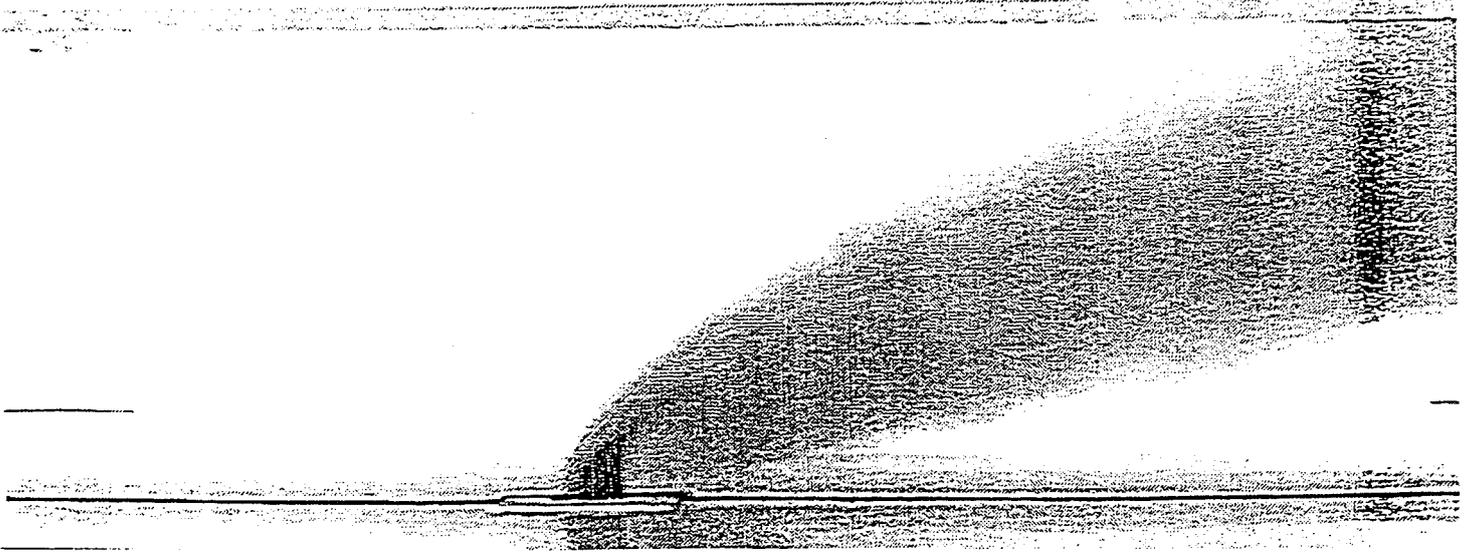


(c)

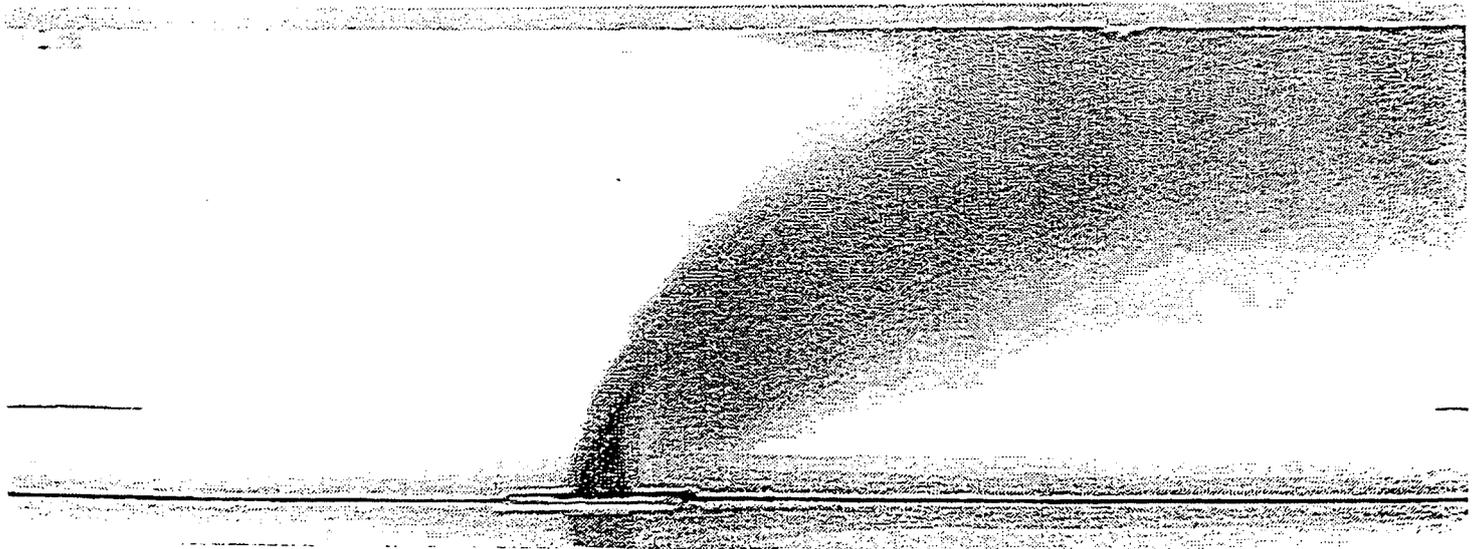
Fig. 8 — 3-D modelling for :  $W = 0.4 \text{ m/s}$ ,  $\rho = 0.945 \text{ kg/m}^3$   
and  $U = 0.3, 0.15$  and  $0.10 \text{ m/s}$ , respectively

- VUES EXPERIMENTALES -

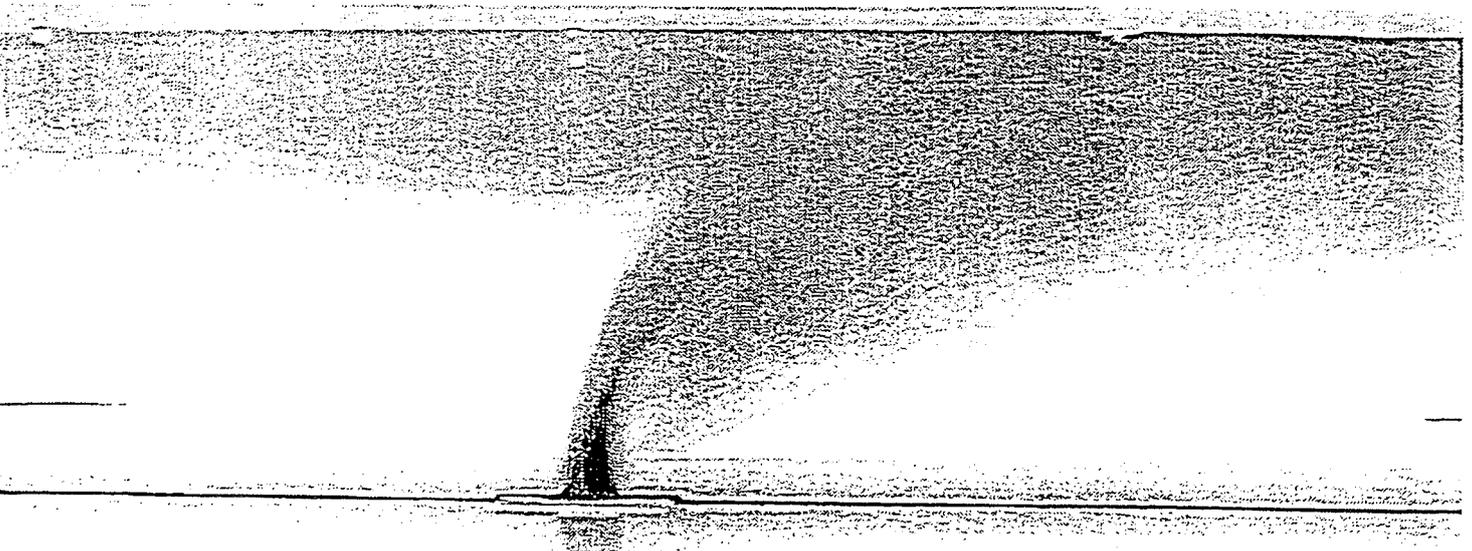
AIR 75% / HELIUM 25% -  $W = 0,40 \text{ m/s}$  -  $U = 0,30 \text{ m/s}$



AIR 75% / HELIUM 25% -  $W = 0,40 \text{ m/s}$  -  $U = 0,19 \text{ m/s}$



AIR 75% / HELIUM 25% -  $W = 0,40 \text{ m/s}$  -  $U = 0,13 \text{ m/s}$



## D - ETUDE DE TRAJECTOIRE DE PARTICULES :

### 1 - Choix des particules :

Pour réaliser cette étude, on a choisi de considérer 4 particules. Ces particules sont situées à l'entrée de la conduite rectangulaire au début du calcul. Afin de bien illustrer les différents mouvements de l'air dans un tunnel dans lequel est injecté perpendiculairement un mélange de densité inférieure, trois plans (xz) ont été sélectionnés pour positionner les particules. La position des particules est illustrée sur la figure n° 40.

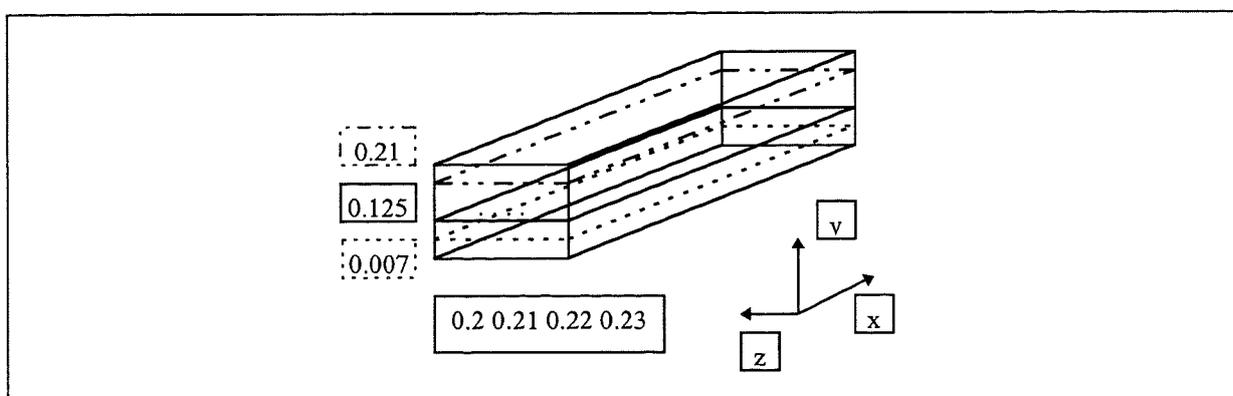


figure n° 40 : Position des particules.

Les 4 particules sont situées au centre des cellules n° 13, 14, 15 et 16 définies suivant la direction de l'axe z, au centre de la première cellule suivant la direction de l'axe x et aux cellules n° 2, 9.5 et 14 selon y.

Les cellules n° 13.5, 14.5, 15.5, 16.5, 2, 9.5, et 14 sont situées par rapport à l'origine respectivement aux distances suivantes : 0.2 m, 0.21 m, 0.22 m, 0.23 m, 0.07 m, 0.125 m, et 0.21 m.

Les particules injectées sont supposées être des bulles d'air de forme sphérique. Le code de calcul exige la donnée de quelques paramètres définissant les bulles. Ainsi, j'ai défini leur diamètre que j'ai considéré comme étant égal à 0.1 mm et leur densité que j'ai prise égale à celle de l'air déjà introduite et qui valait  $1.205 \text{ kg/m}^3$ . On a supposé que ces particules avaient une épaisseur négligeable et que leur masse était constante c'est à dire que les interactions entre ces particules et le milieu environnant qui est l'air ont été négligées.

Pour mener à bout l'étude du suivi de trajectoire, il est nécessaire de définir des conditions limites concernant les particules. Dans mon étude on a considéré que les particules avaient une vitesse longitudinale initiale ( $u$ ) égale à celle du fluide porteur qui est l'air.

La description des équations résolues et l'explication de la méthode utilisée par le code pour déterminer la trajectoire des particules ont déjà été données lors de la présentation des modèles mathématiques constituant la partie *III - E - Suivi de particules* située à la page 17.

Par conséquent sont indiquées uniquement dans cette partie les données utilisées pour effectuer le calcul. En particulier, on a considéré toutes les forces définies par défaut dans le code, j'ai pris en compte la gravité . Comme le calcul du transport de particules est indépendant du calcul effectué pour l'écoulement, le nombre d'itérations est pris égal à l'unité puisque seule la trajectoire de la particule nous intéresse (et non son interaction avec l'air).

## 2 - Résultats et interprétations :

Cette étude a été réalisée en considérant que le mélange injecté était constitué de 25% d'Hélium et 75% d'air. La simulation du problème ayant déjà été réalisée, les calculs ont été effectués en prenant pour point de départ les fichiers résultats convergés obtenus.

On a donc étudié la trajectoire suivie par les 4 particules situées dans 3 plans distincts pour les 3 configurations suivantes :

- Absence de backlayering. (  $u = 0.3$  m/s et  $v = 0.4$  m/s)
- Amorçage . (  $u = 0.15$  m/s et  $v = 0.4$  m/s)
- Présence de backlayering. (  $u = 0.1$  m/s et  $v = 0.4$  m/s)

Pour chaque phase étudiée, on a visualisé les trajectoires suivies à l'aide de CFDS-FLAVIA (le post processeur de FLOW 3D).

On a représenté à chaque fois les vues pour les 3 plans considérés et défini la légende suivante :

cas 1 : plan  $y = 0.21$

cas 2 : plan  $y = 0.125$

cas 3 : plan  $y = 0.007$

Rmq : La couleur est utilisée comme échelle du temps.

### a) 1<sup>ère</sup> configuration : Absence de backlayering :

Les figures n° 41,42 et 43 permettent d'avoir une vision globale des différentes trajectoires suivies par les particules. Ainsi on constate qu'en l'absence de backlayering c'est à dire lorsque le courant d'air longitudinal est important aucune particule n'effectue de retour. Quel que soit le plan envisagé toutes les particules suivent en premier lieu une trajectoire à  $y$  constant puis elles sont animées d'un mouvement fortement ascendant qui est suivi par un mouvement descendant.

Pour définir de façon plus exacte la trajectoire des particules il convient de se référer à des vues bidimensionnelles. Ainsi les figures n°44 à 47 permettent d'affirmer que les particules sont déviées vers les parois latérales du tunnel. Cette déviation se produit dans une zone située à l'aval du jet. On constate clairement que ce sont les particules situées au centre qui sont le plus déviées. Sur la figure n° 46 on discerne la zone où est injecté le mélange qui est contournée par les particules. Cette zone est moins perceptible sur les figures 44 et 45 compte tenu de l'évolution du jet.

Les figures n° 48 à 50 permettent de renforcer les observations faites précédemment. En effet on constate, pour les 3 cas visualisés, que les particules sont déviées vers les parois latérales du tunnel, que ce sont les particules situées au centre qui subissent le plus cette déviation. Ces vues permettent aussi de mettre en évidence la symétrie de cette déviation.

#### b) 2<sup>ème</sup> configuration : Amorçage :

Une description détaillée ne sera pas effectuée dans la mesure où l'allure globale des trajectoires décrites par les particules dans ce cas (cf figures n° 51 à 53 de la page 54 ) est similaire à celle des trajectoires suivies par les particules dans le cas où l'on n'observe pas de retour du mélange. Seuls les éléments nouveaux caractéristiques de l'amorçage seront analysés.

Ainsi, on peut noter que sur les figures n° 51 à 53 les particules subissent un fort mouvement ascendant puis sont déviées vers les parois latérales dans un mouvement quasiment perpendiculaire à la plus grande dimension du tunnel. Ce mouvement résulte de la valeur très faible de la vitesse des particules à la fin de leur ascension au niveau de la paroi supérieure. N'ayant pratiquement pas de vitesse, les particules sont entraînées immédiatement par les tourbillons contrarotatifs qui sont situés dans un plan perpendiculaire à la plus grande dimension du tunnel.

Sur les figures n°54 à 57, on constate que la déviation la plus importante est celle des particules situées au centre comme pour le cas précédent.

Les figures n° 58 à 60 permettent de mettre en évidence l'action des tourbillons sur les particules tout au long du tunnel. Ces derniers ont un effet très important dans une zone située immédiatement après le jet, puis cet effet va en décroissant. Les tourbillons s'estompent petit à petit ce qui explique que les particules en fin de tunnel retrouvent une trajectoire presque totalement rectiligne. Une façon de comprendre l'évolution de ces tourbillons est de s'imaginer que le mouvement qu'ils génèrent est semblable à un mouvement hélicoïdal.

**VUE 3D : ABSENCE DE BACKLAYERING :**

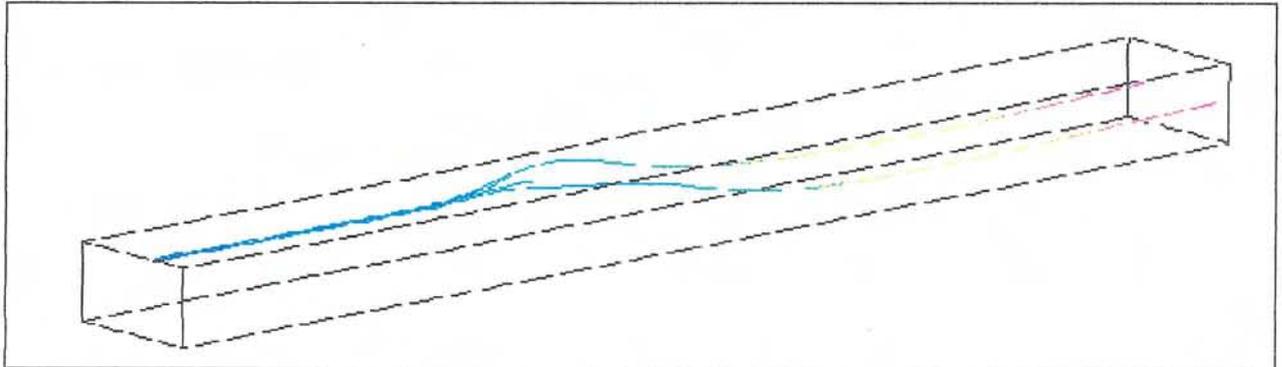


figure n°41 : cas 1

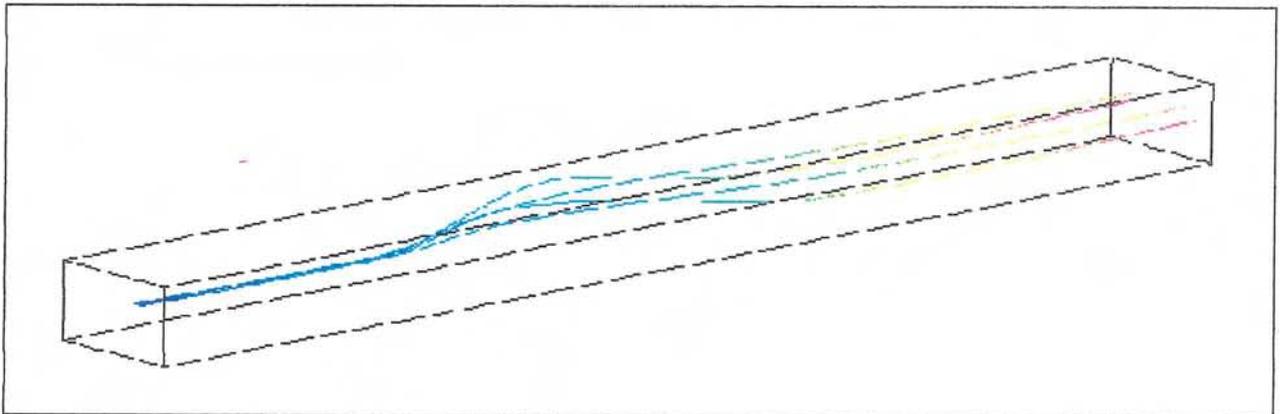


figure n°42 : cas 2

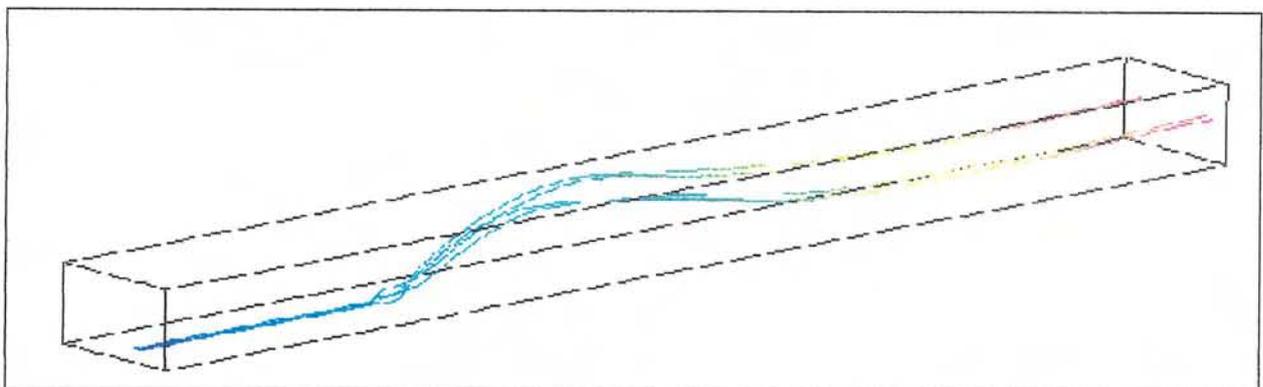


figure n° 43 : cas 3

**VUE DE DESSUS :**

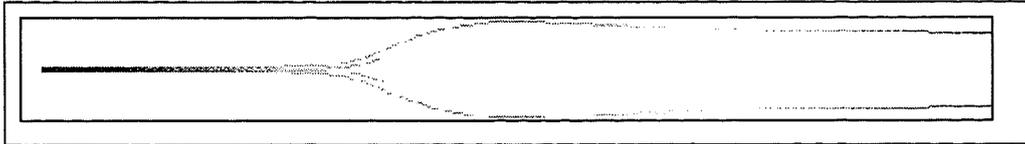


figure n°44 : cas 1

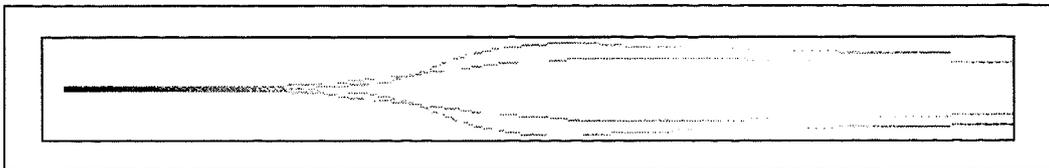


figure n° 45 : cas 2

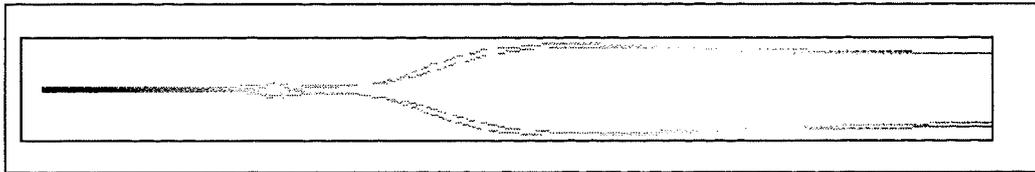


figure n° 46 : cas 3

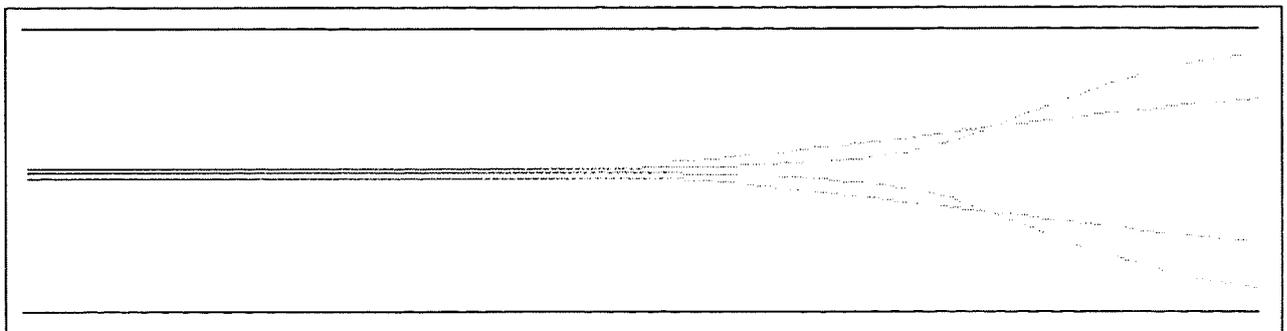


figure n° 47 : Grossissement du cas 2.

**VUE DE COTE ET DE FACE :**

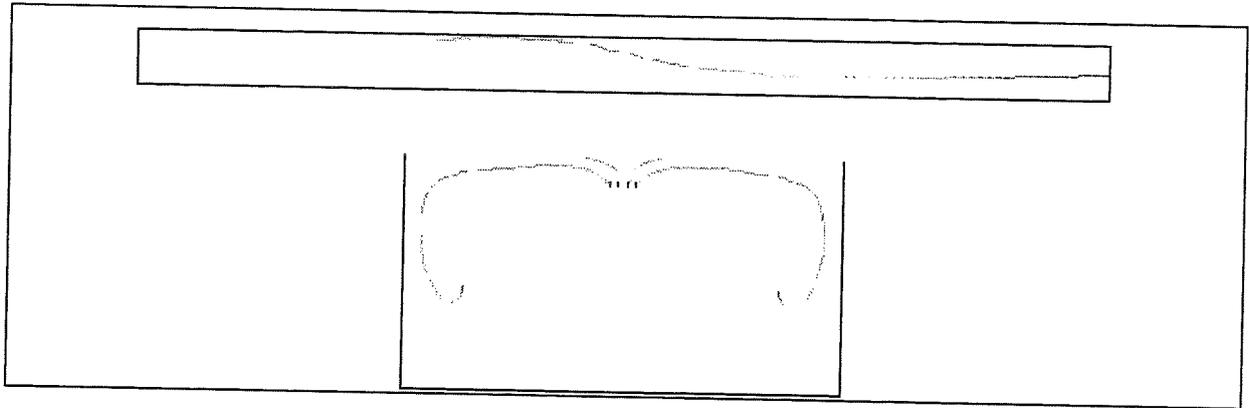


figure n° 48 : cas 1

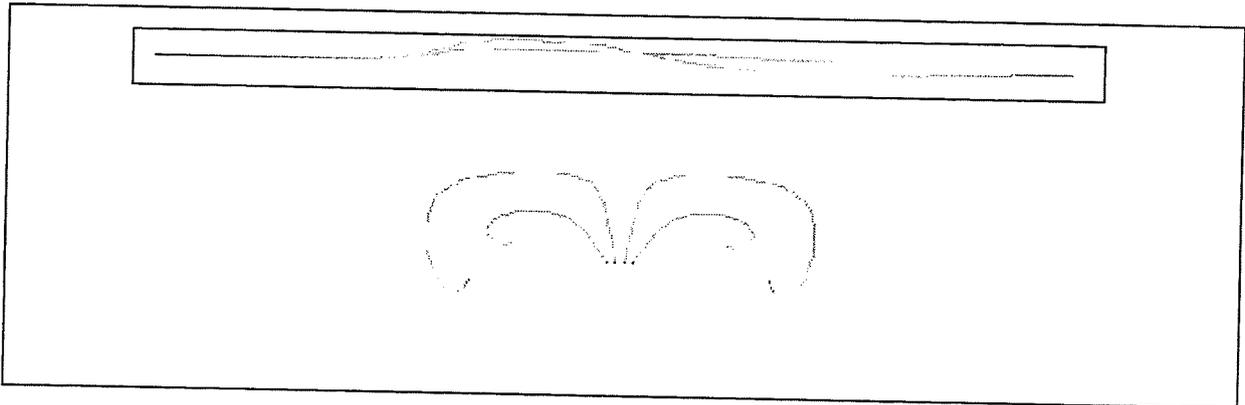


figure n° 49 : cas 2

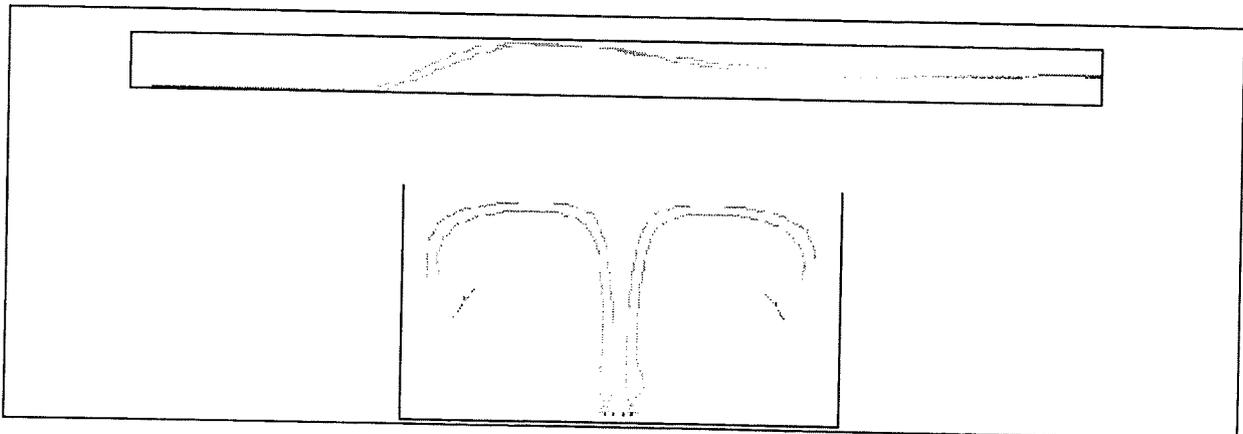


figure n° 50 : Cas 3

## VUE 3D : AMORCAGE :

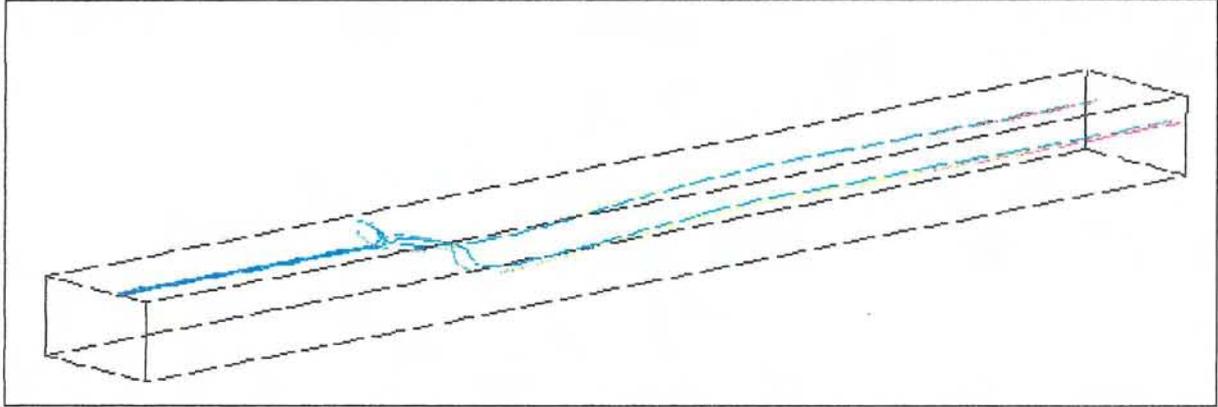


figure n° 51 : cas 1

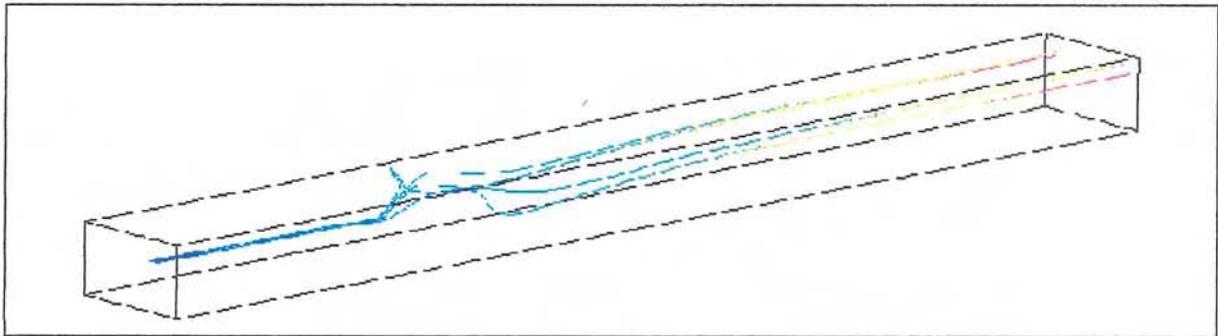


figure n° 52 : cas 2

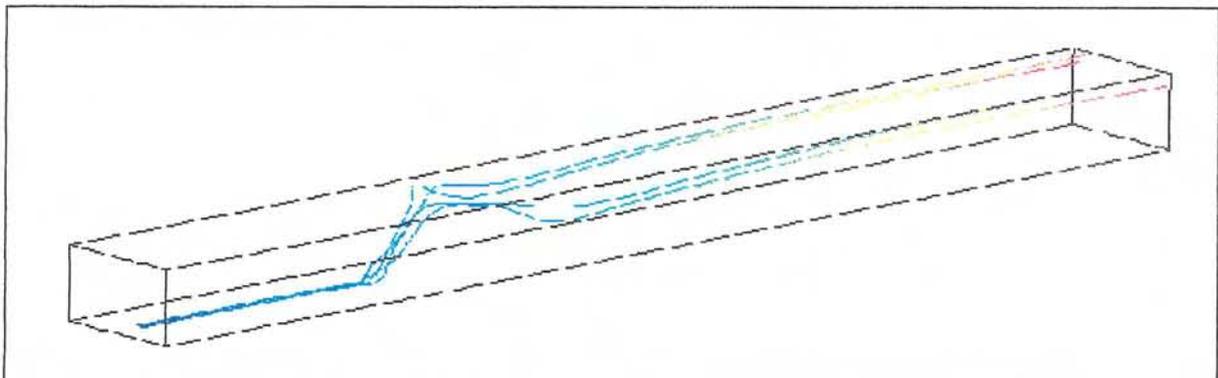


figure n° 53 : cas 3

**VUE DE DESSUS :**

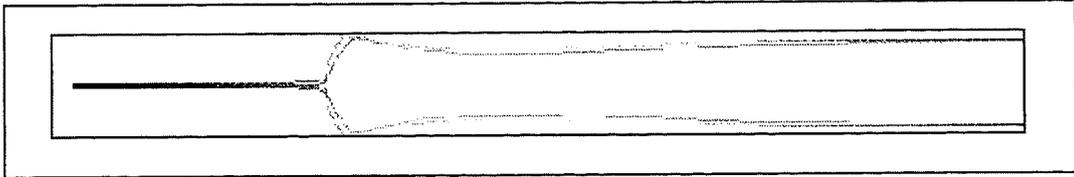


figure n° 54 : cas 1

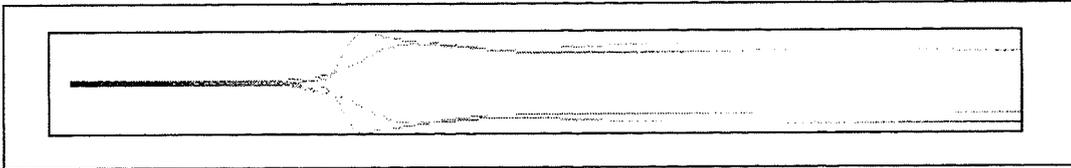


figure n° 55 : cas 2

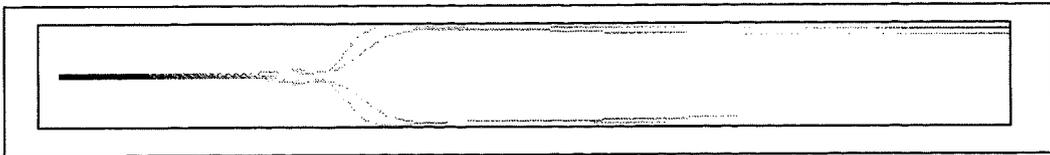


figure n° 56 : cas 3

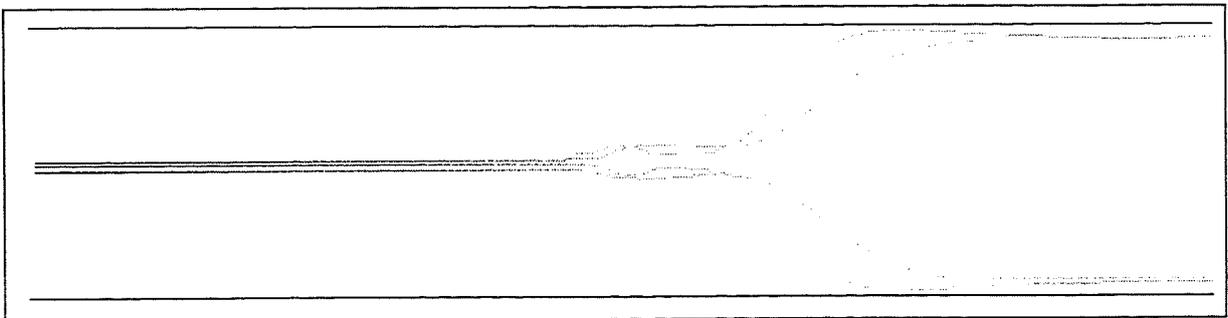


figure n° 57 : Grossissement du cas 3

**VUE DE COTE ET DE FACE :**

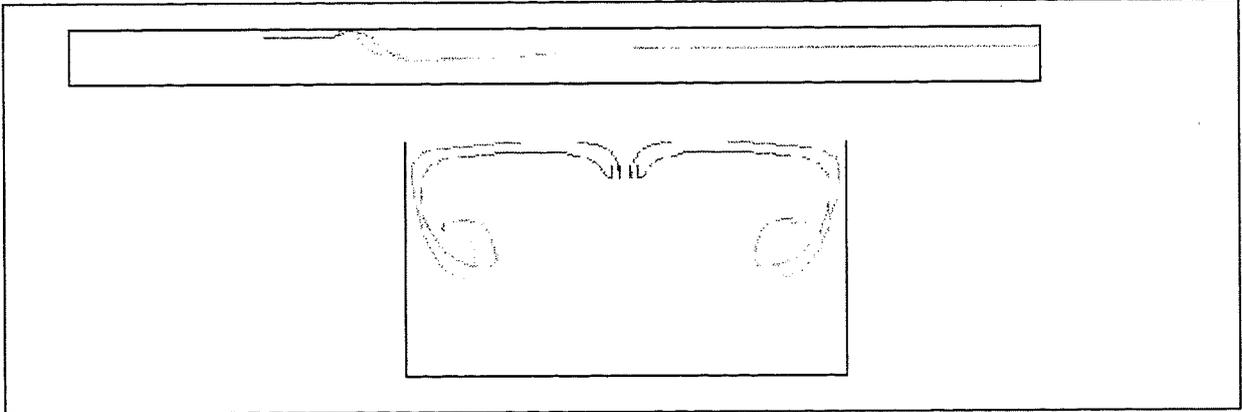


figure n° 58 : cas 1

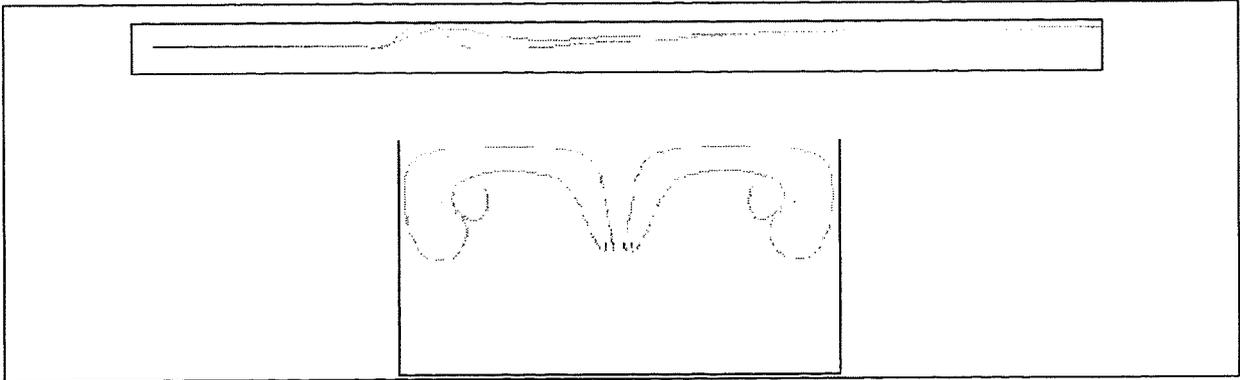


figure n° 59 : cas 2

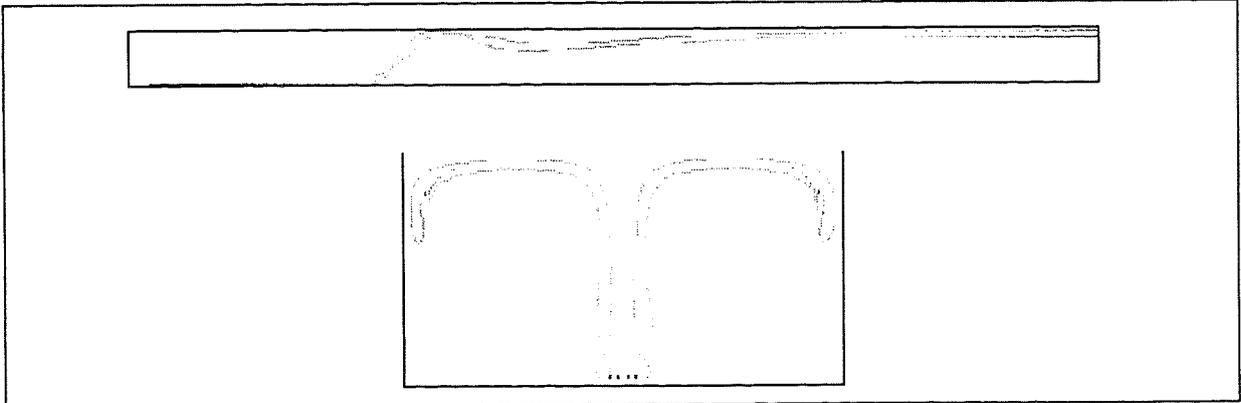


figure n° 60 : cas 3

c) 3<sup>ème</sup> configuration : Absence de backlayering :

Les figures n° 61 à 63 sont difficiles à analyser. En particulier il n'est pas facile de caractériser le mouvement des particules dans la zone du retour. Cependant il apparaît clairement que les particules situées dans les plans  $y = 0.125$  et  $y = 0.21$  (figure n° 61 et 62 ) subissent un mouvement semblable à celui d'un tourbillon en amont du jet situé juste au -dessous du plafond.

En revanche les particules situées dans le plan  $y = 0.007$  sont épargnées. L'explication du mouvement de ces particules est la suivante: les particules situées sur la paroi inférieure du tunnel vont contourner le jet puis comme pour les deux cas précédents subir l'action des tourbillons contrarotatifs. Ces particules ne se mélangent pas à celles du jet et par conséquent ne sont pas influencées par le mouvement des particules du jet. Elles ne seront donc pas entraînées dans la nappe de retour.

Les figures n° 64 à 70 illustrent l'allure complexe du mouvement des particules dans la nappe de retour.

d) conclusion .

Toutes les observations effectuées au cours de l'analyse des 3 configurations étudiées corroborent tout à fait les résultats de l'analyse faite précédemment au paragraphe *IV-C Résultats et interprétations* p 31. Les trajectoires dessinées ont une interprétation physique claire. En effet, le mouvement légèrement descendant observé en amont du jet et auquel sont soumises les particules est en partie dû à la gravité puisqu'aucune perturbation n'est présente. Ensuite les particules sont animées d'un mouvement fortement ascendant puis sont déviées vers les parois latérales du tunnel. Ce mouvement s'explique par la présence de 2 tourbillons contrarotatifs dont on a déjà amplement parlé. Toutefois une comparaison des figures n° 44, 45, 46, 47, 54, 55, 56, 57, 64, 65, 66, et 67 permet de tirer des renseignements relatifs à la position des tourbillons. Ils sont dans tous les cas situés en aval du jet mais semblent être placés plus près de ce dernier lorsque l'on a une nappe de retour. Ces remarques nous amènent à la conclusion suivante : plus le courant d'air longitudinal est fort, plus on a des chances de repousser la totalité des fumées, et plus les tourbillons créés seront importants en volume et situés loin en aval du jet.

Cette étude du suivi de trajectoires de particules est intéressante. Elle permet de caractériser les phénomènes tridimensionnels régissant le problème. Il apparaît alors évident qu'une simulation bidimensionnelle de ce problème aurait conduit à des résultats erronés ou tout du moins des résultats ne traduisant pas la totalité des phénomènes.

**VUE 3D : PRESENCE DE BACKLAYERING :**

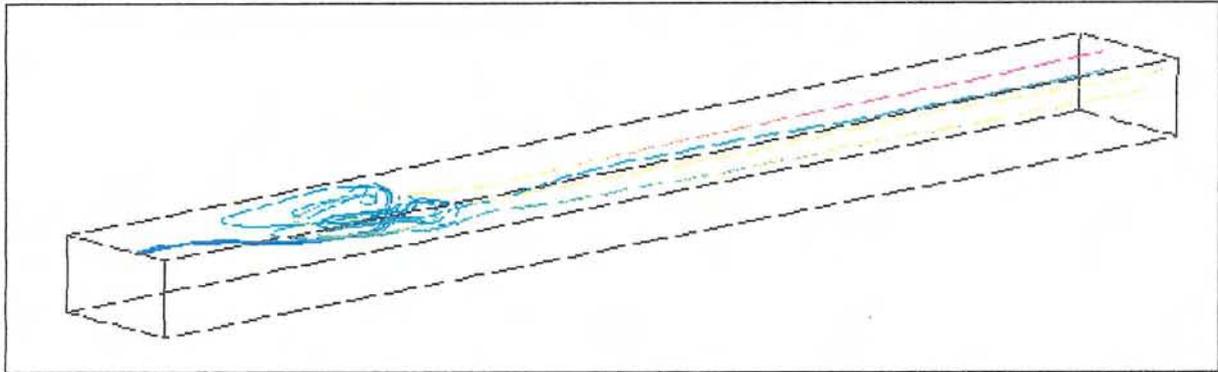


figure n° 61 : cas 1

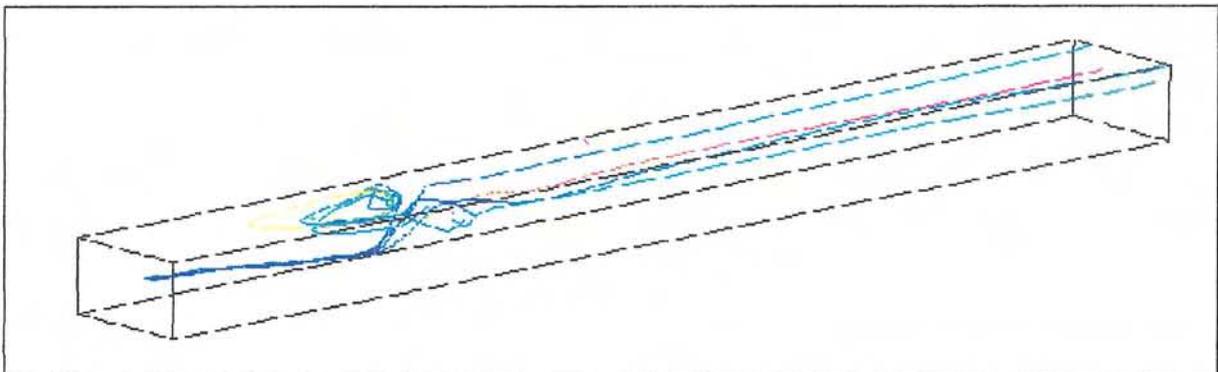


figure n° 62 : cas 2

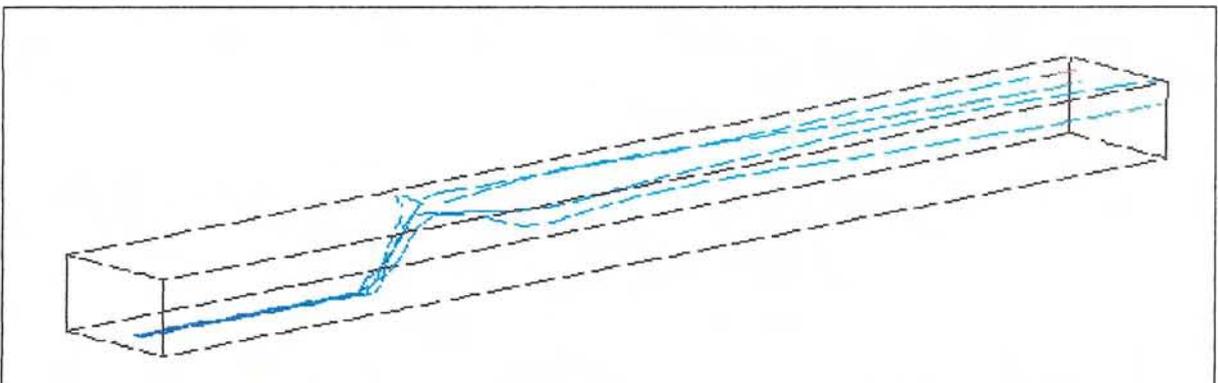


figure n° 63 : cas 3

**VUE DE DESSUS :**

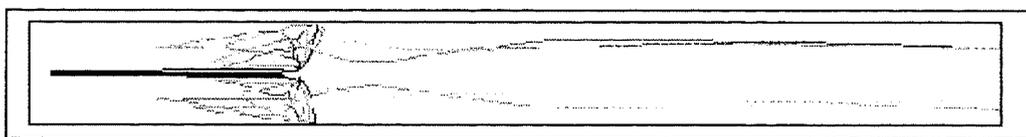


figure n° 64 : cas 1

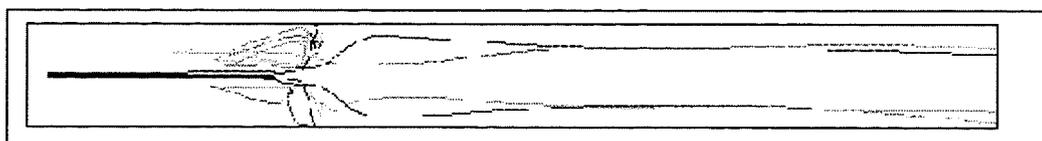


figure n° 65 : cas 2

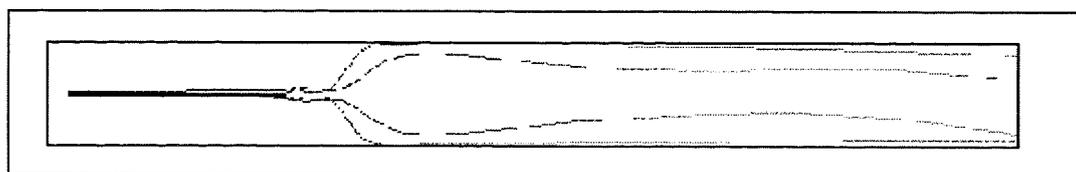


figure n° 66 : cas 3

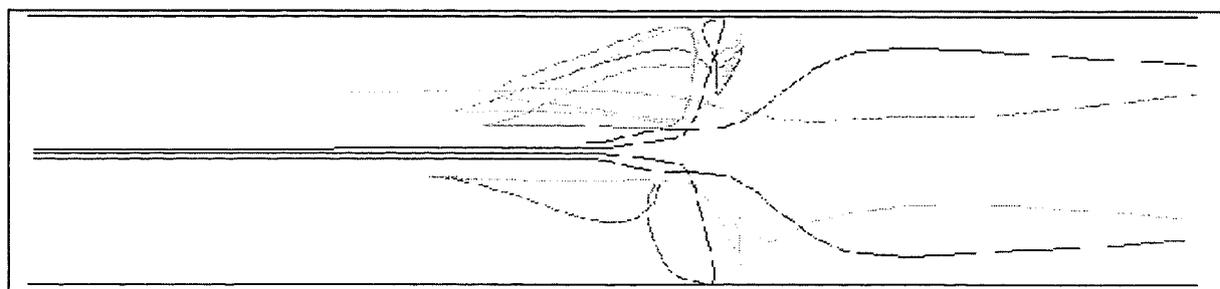


figure n° 67 : grossissement du cas 2

**VUE DE COTE ET DE FACE :**

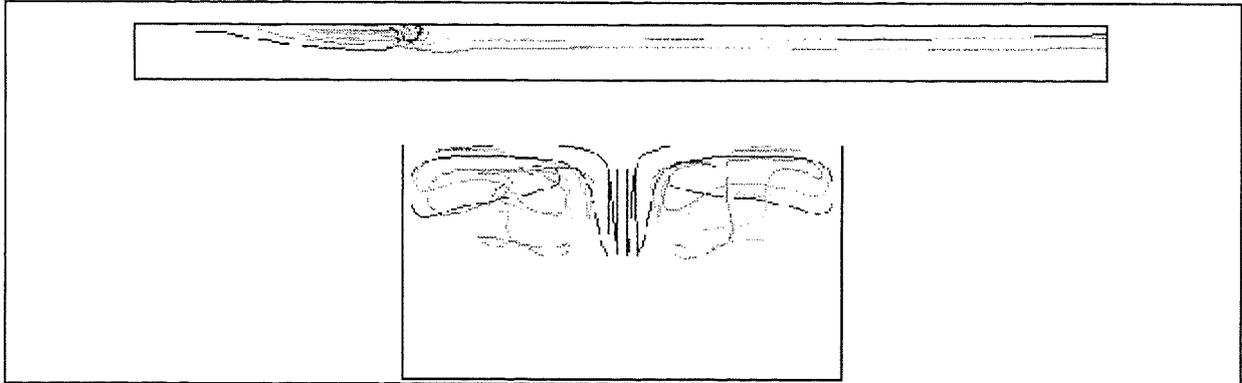


figure n° 68 : cas 1

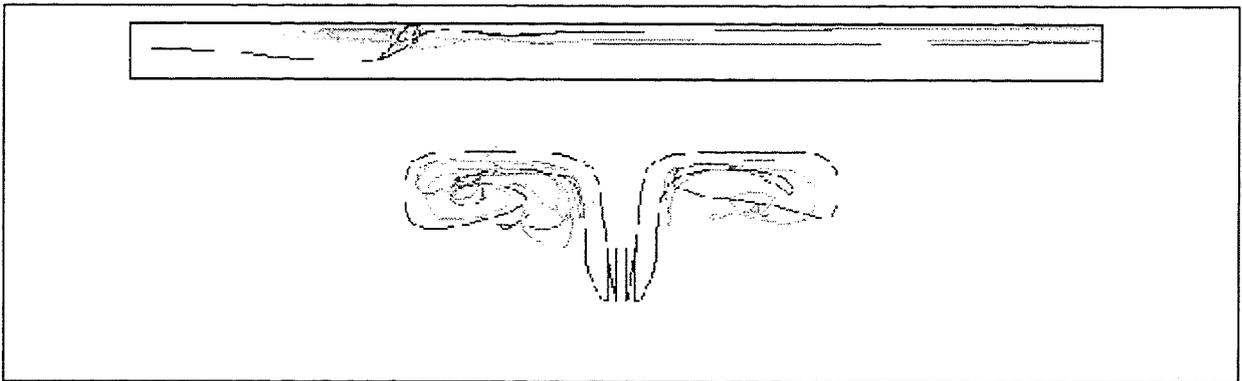


figure n° 69 : cas 2

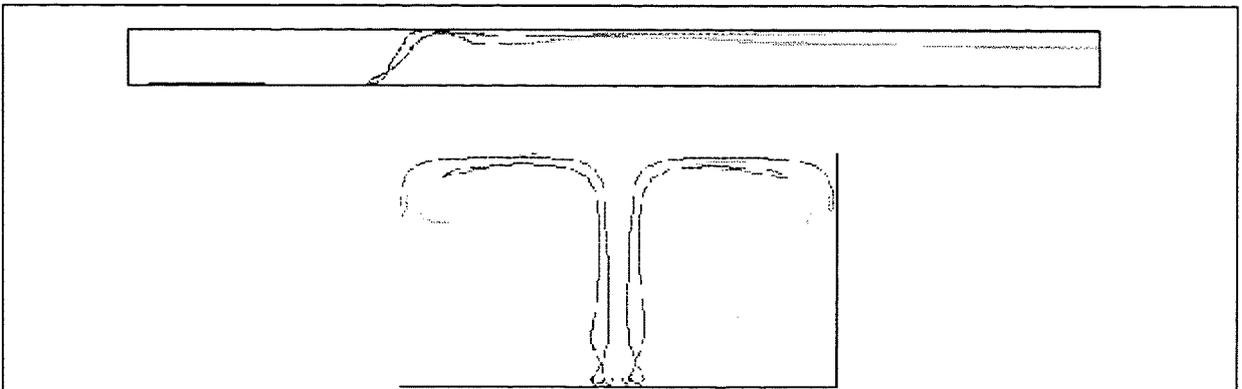


figure n° 70 : cas 3

## **- V - APPLICATION 2 : MODELISATION D'UNE INJECTION D'UN JET D'AIR CHAUD.**

L'étude du comportement des fumées créées lors d'un incendie en tunnel est un problème complexe constitué de plusieurs phénomènes couplés. Les lois de similitudes permettant d'extrapoler des résultats sur maquette à des résultats réels ne sont pas connues pour l'ensemble des phénomènes se produisant lors d'un incendie. C'est le cas en particulier en combustion où les lois de similitudes sont mal connues. L'étude des incendies en tunnel sur maquette génère alors des difficultés. Pour surmonter cette difficulté, les constructeurs de la maquette ont considéré que les phénomènes liés à la combustion étaient peu influents sur l'évolution des fumées. Ainsi, la modélisation des fumées chaudes sur la maquette pouvait être faite en considérant n'importe quel fluide ayant les mêmes propriétés. C'est un mélange d'air et d'hélium qui a été retenu. En raison de sa faible densité ce mélange doit s'élever sous l'effet de la gravité comme les fumées chaudes. Les variations importantes de température générées par les incendies sont supposées alors engendrer les mêmes mouvements que des variations de densité. L'étude de l'évolution des fumées créées lors d'un incendie peut alors être effectuée tout aussi bien à partir d'un problème où les effets thermiques sont pris en compte comme l'injection d'un jet d'air chaud qu'à partir d'un problème isotherme où le mélange injecté a une densité inférieure à celle de l'air.

Après avoir simulé l'injection d'un mélange d'air et d'hélium, il est intéressant de traiter le même problème en considérant non plus que les mouvements sont générés par des variations de densité mais par des variations de température. La simulation d'une injection d'un jet d'air chaud constitue l'objet de cette partie.

### **A - MODELE :**

Le problème qui est étudié ici est très peu différent du problème simulé dans la partie I. Afin d'éviter des répétitions qui entraîneraient des longueurs, la présentation du modèle considéré est succincte. Seuls les nouveaux éléments seront exposés en détail. (Pour avoir les explications complètes se reporter à la partie *IV - Application 1* de la page 20)

L'étude d'un jet d'air chaud émis perpendiculairement à un courant d'air longitudinal établi constitue un problème complexe qui comme pour l'étude d'un jet d'air et d'hélium nécessite des hypothèses. On considère que l'écoulement est :

- Tri dimensionnel
- Stationnaire
- Turbulent
- Compressible
- Soumis aux effets de gravité
- Anisotherme

La justification des cinq premières hypothèses est la même que celle faite pour l'étude d'un jet d'air et d'hélium (cf. page 27). En revanche, la prise en compte d'air chaud nous conduit à considérer des variations de température et donc à considérer que le problème est anisotherme.

Le maillage utilisé est exactement le même que celui défini dans la partie *IV- Application 1* p 23 .

Les résultats obtenus lors de la première simulation ne dévoilant pas a priori d'erreurs dues au maillage et la perspective d'effectuer une comparaison entre les deux simulations justifient le choix de ce maillage.

Les modèles mathématiques utilisés pour traiter numériquement le problème et expliqués précisément dans la partie *III modèles mathématiques D - les modèles utilisés* sont :

- Le modèle  $k-\varepsilon$  : Comme pour le cas précédent, ce modèle a été choisi pour rendre compte des phénomènes turbulents. Les constantes sont celles définies par Launder et Spalding. (cf. page 16 ).

- Les fortes variations de la température et donc de la densité nécessitent la modélisation de la compressibilité de l'écoulement non pas par l'option « weakly compressible » comme pour le cas précédent mais par l'option « *fully compressible* ». (Les différences entre les 2 options sont longuement expliquées à la page 16 ).

- La gravité a été prise en compte en introduisant le vecteur gravité :  $\mathbf{g} = - 9.8 \mathbf{y}$

Contrairement au cas étudié dans la partie V, un seul fluide est utilisé dans le problème. L'air est défini par les constantes suivantes :

- |       |   |
|-------|---|
| AIR : | <ul style="list-style-type: none"> <li>- constante des gaz universelle : 8314</li> <li>- pression de référence : 1.013e5 Pa</li> <li>- température de référence : 288 K</li> <li>- viscosité laminaire : 1.88e-5 poise</li> <li>- masse molaire : 28.36 g.mol<sup>-1</sup></li> </ul> |
|-------|---|

L'algorithme de résolution utilisé est le même que celui utilisé lors de la première application. Il s'agit de « simple ». (cf. page 19).

Pour effectuer une simulation complète il reste encore une étape. Il s'agit de la définition des conditions limites.

Compte tenu de la description du problème il serait logique de choisir des conditions limites similaires à celles introduites lors de la première application excepté pour la zone d'injection du jet où intuitivement on substituerait la condition limite sur la fraction massique par une condition de Dirichlet sur la température de l'air injecté. Toutefois, cette définition est non

adaptée à un problème où la compressibilité est modélisée par l'option « fully compressible ». En effet, dans le cas d'écoulement subsonique et totalement compressible, les conditions limites de type Dirichlet (ou inlet) sont traitées de manière particulière. Cette différence résulte de la théorie des caractéristiques, théorie utilisée par le code pour traiter les équations d'Euler décrivant localement le comportement d'un écoulement en termes de propagation d'information par des ondes caractéristiques. Dans ce cas il est impossible d'imposer des conditions de Dirichlet sur la vitesse et la pression. Ces valeurs sont extrapolées par les informations venant de l'aval.

La démarche suivie pour obtenir tout de même les bonnes valeurs du courant d'air longitudinal ( $u$ ) et de la vitesse d'injection de l'air chaud est la suivante :

Sur la surface d'entrée ❶ de la figure n° 15 de la page 28, j'ai imposé la densité ( $\rho = 1.205 \text{ kg/m}^3$ ) et la température calculée à partir de l'équation d'état ( $T = 286.8 \text{ K}$ ).

J'ai lancé une exécution, puis j'ai relevé la valeur de la pression de référence calculée pour assurer la valeur de la densité imposée.

Ensuite, j'ai imposé sur la zone ❸ (zone d'injection du jet) la densité ( $\rho = 0.946 \text{ kg/m}^3$ ), la température calculée avec l'équation des gaz parfait et la pression de référence ( $T = 364.7 \text{ K}$ ).

Finalement les conditions limites que j'ai imposées sont les suivantes :

En entrée : (Surface bleue n° ❶)

- Conditions de DIRICHLET (INLET) sur:

- La vitesse du courant d'air longitudinal :  $u = \text{cte}$ ,  $v = w = 0$ .

- L'énergie cinétique turbulente :  $kinl = 0.02 * \frac{1}{2} * \rho * u^2$

- La dissipation turbulente :  $\epsilon_{inl} = \frac{kinl^3}{Cp2 * Dh}$   
avec  $Cp2 = 0.03$  et  $Dh = 0.306$

- La densité et la température :  $\rho = 1.205 \text{ kg/m}^3$  et  $T = 286.8 \text{ K}$

Jet : (Surface rouge n° ❸)

- Conditions de DIRICHLET (INLET) sur :

- La vitesse du jet :  $v = \text{cte}$ ,  $u = w = 0$ .

- L'énergie cinétique turbulente :  $kinl = 0.02 * \frac{1}{2} * \rho * v^2$

- La dissipation turbulente :  $\epsilon_{inl} = \frac{kinl^3}{Cp2 * Dh}$

- La densité et la température :  $\rho = 0.946 \text{ kg/m}^3$  et  $T = 364.7 \text{ K}$

En sortie : (Surface bleue n° 2)

- Conditions de NEUMANN (OUTLET) :

$$-\frac{\partial \phi}{\partial x} = 0 \quad \text{avec } \phi : u, v, w, p, k, \varepsilon, Y_{he}.$$

Sur toutes les autres surfaces (non colorées) :

- Conditions de non adhérence pour toutes les variables.

Finalement, en prenant en compte les hypothèses faites précédemment, les équations régissant les problèmes de mécanique des fluides dans le cas général présentées dans la partie IV- *Modèles mathématiques* se simplifient et sont les suivantes :

équation de continuité :  $\frac{\partial(\rho U_j)}{\partial x_j} = 0$

équation des gaz parfait :  $\rho = \frac{p \cdot M}{R \cdot T}$

équation des moments :  $\frac{\partial(\rho U_i U_j)}{\partial x_j} = b_i + \frac{\partial \sigma_{ij}}{\partial x_j}$

avec :  $b_i = (\rho - \rho_0) g_i$  : force de flottabilité

$$\sigma_{ij} = -P \delta_{ij} - \overline{\rho u_i u_j} + \mu \left( \frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right)$$

tenseur des contraintes

$g_i$  : accélération de la pesanteur

$\rho_0$  : densité de référence calculée avec l'équation d'état à l'instant initial

$\mu$  : viscosité dynamique du fluide

équation de l'énergie cinétique turbulente :

$$\operatorname{div} \left( \rho \frac{\overline{q^2}}{2} \vec{U} \right) = \operatorname{div} \left( \left( \mu + \frac{\mu_T}{\sigma_k} \right) \cdot \operatorname{grad} \left( \frac{\overline{q^2}}{2} \right) \right) + P + G - \rho \varepsilon$$

équation de la dissipation turbulente :

$$\operatorname{div}(\rho \varepsilon \vec{U}) = \operatorname{div} \left( \left( \mu + \frac{\mu_T}{\sigma_\varepsilon} \right) \cdot \operatorname{grad}(\varepsilon) \right) + C_1 \frac{\varepsilon}{k} \cdot (P + C_3 \cdot \max(G, 0)) - C_2 \cdot \rho \frac{\varepsilon^2}{k}$$

équation de l'enthalpie :

$$\operatorname{div} \left( \rho \vec{U} H - \left( \Gamma + \frac{\mu_T}{\sigma} \right) \cdot \operatorname{grad} H \right) = S$$

## **B - RESULTATS ET INTERPRETATIONS:**

### **1 - Analyse des résultats :**

Le cas simulé est testé pour différents courants d'air longitudinal afin de caractériser le retour de fumées. 3 phases sont visualisées sur les figures des pages 66 à 69. Les 3 phases sont les mêmes que celles étudiées lors de la première application. Elles sont les suivantes :

- cas (a) :  $u = 0.3$  ,  $v = 0.4$  (Absence de backlayering)
- cas (b) :  $u = 0.15$  ,  $v = 0.4$  ( Amorçage )
- cas ( c ) :  $u = 0.1$  ,  $v = 0.4$  (Présence de backlayering)

Les figures des pages 66 à 69 permettent de constater que, comme pour la première application, les trois phases mises en évidence sont observées. On observe une nappe d'air située sous le plafond en aval du jet sur la figure n° 73 . La description des différentes figures n'est pas détaillée puisque celle-ci est similaire à celle de la page 33 . Une remarque concernant les températures peut être faite. En effet, sur la figure n° 79 de la page 68 , on observe que la nappe de retour du mélange présente des températures faibles et quasiment uniformes.

### **2 - Comparaison entre l'application 1 et l'application 2 :**

#### a) - Allure générale :

La simulation d'un problème d'injection d'air chaud à la température  $T = 364.67$  K est équivalente en termes de ventilation à la simulation d'un problème d'injection d'un mélange constitué de 25% d'Hélium et 75% d'air. La correspondance entre ces problèmes a été expliquée précédemment et est réalisée par le biais de l'équation d'état des gaz parfaits. Ainsi, les figures des pages 66 à 69 peuvent être comparées avec celles des pages 33 à 35. Il est aisé de constater la très grande similitude entre toutes ces figures. Cependant, même si cette comparaison est très approximative et permet de considérer qu'a priori l'hypothèse émise au début de l'étude est satisfaite, il convient d'analyser les résultats numériques de manière plus précise.

#### b) - Profils de vitesse (u) et de la densité :

Afin de comparer les résultats obtenus dans chacune des simulations, j'ai reporté les valeurs numériques calculées au cours des 2 applications en plusieurs sections sur un même graphique. Les variables représentées sont la composante u de la vitesse et la densité. Les sections choisies sont celles représentées sur la figure n° 83 de la page 70 .

## VISUALISATION DES PROFILS DE VITESSE :

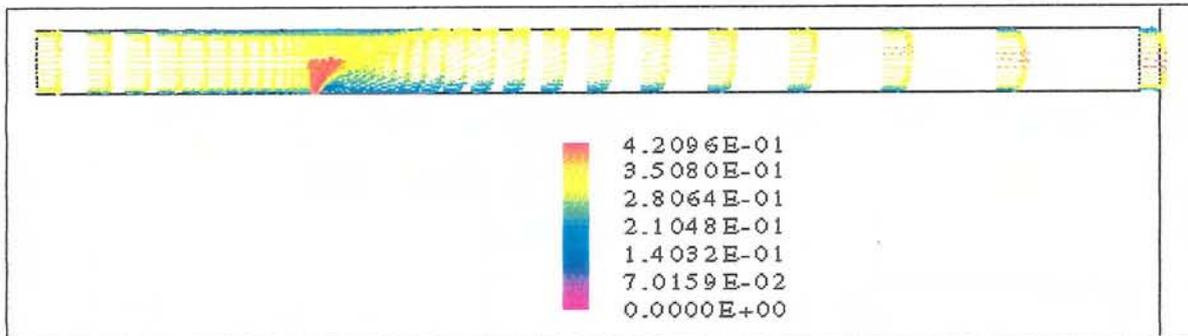


figure n° 71 : cas (a)

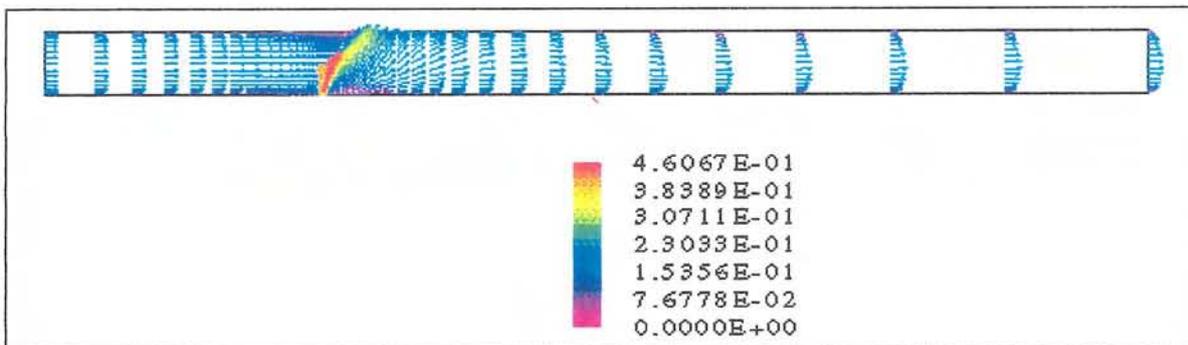


figure n° 72 : cas (b)

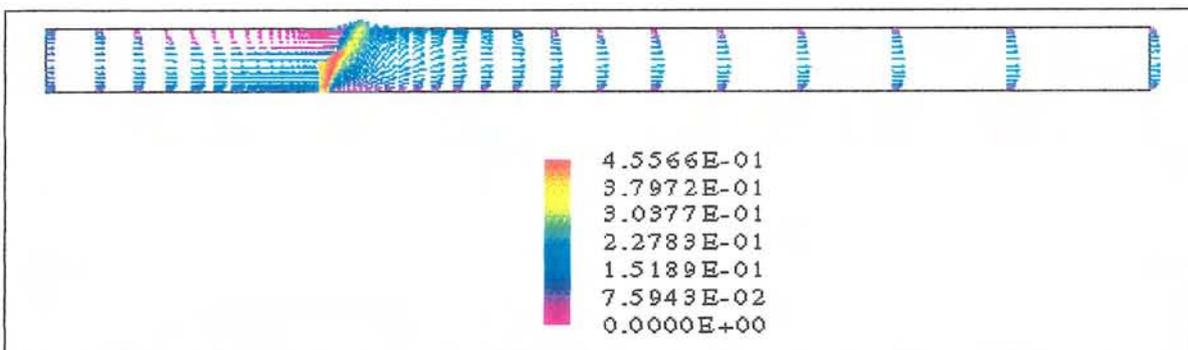


figure n° 73 : cas (c)

## VISUALISATION ISO-DENSITE :

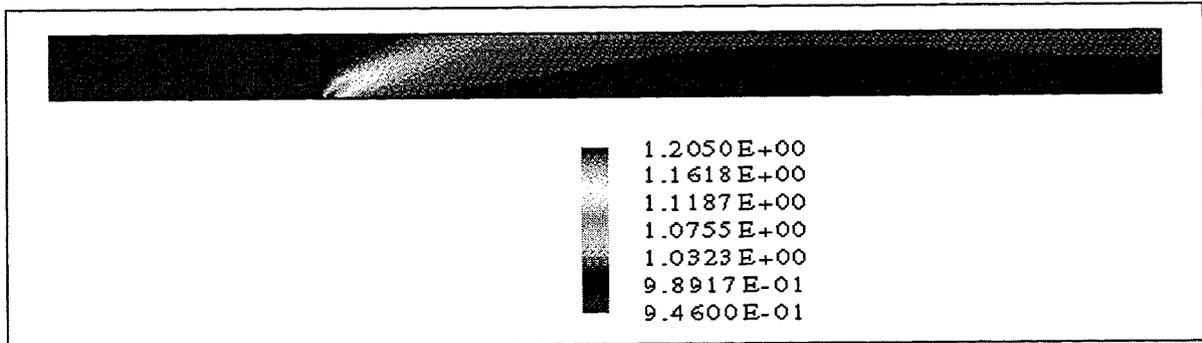


figure n° 74 : cas (a).

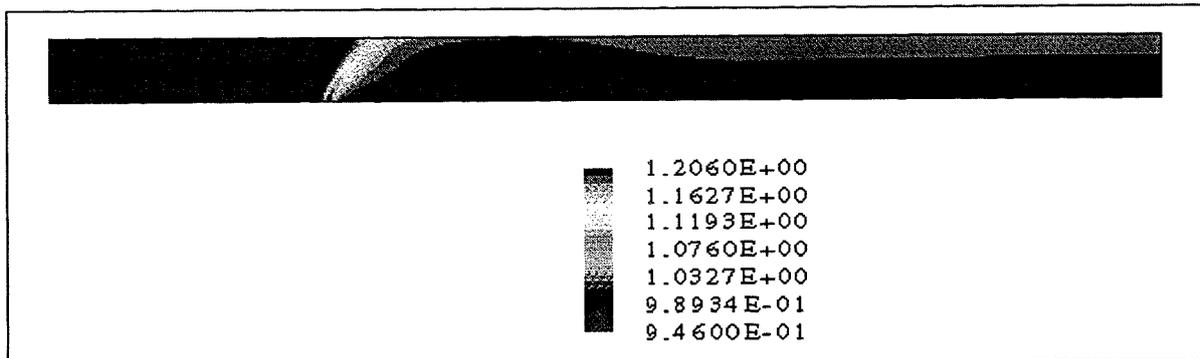


figure n° 75 : cas (b) .

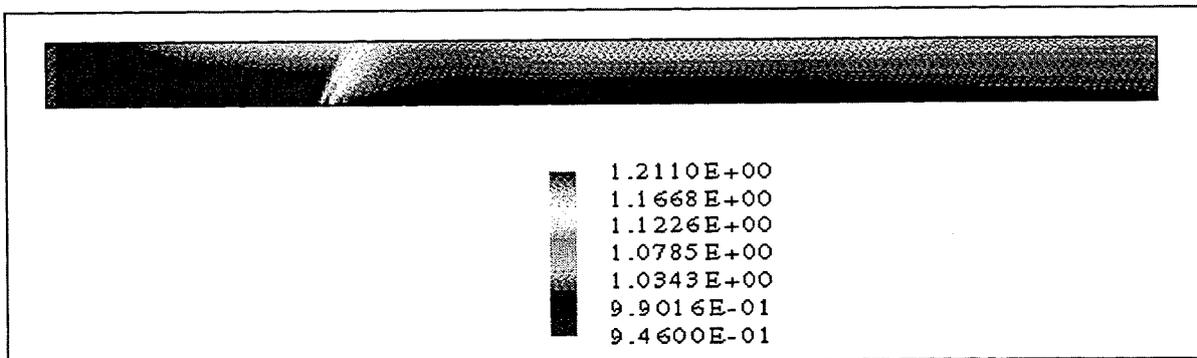


figure n° 76 : cas (c).

## VISUALISATION DE LA TEMPERATURE :

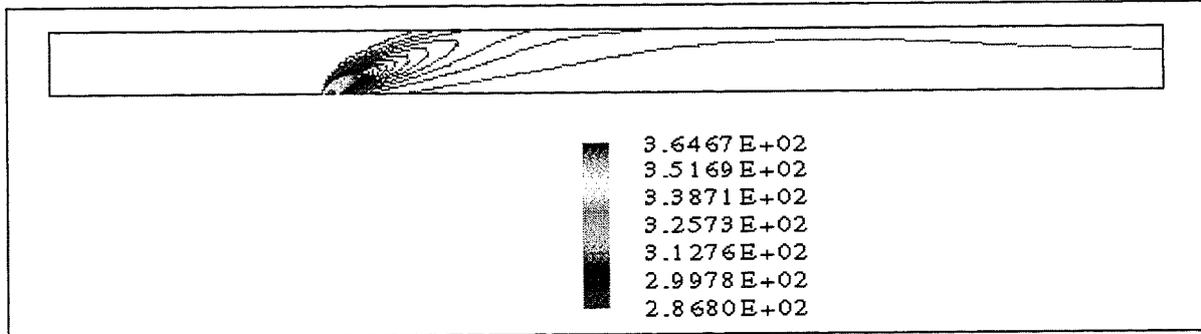


figure n° 77 : cas (a).

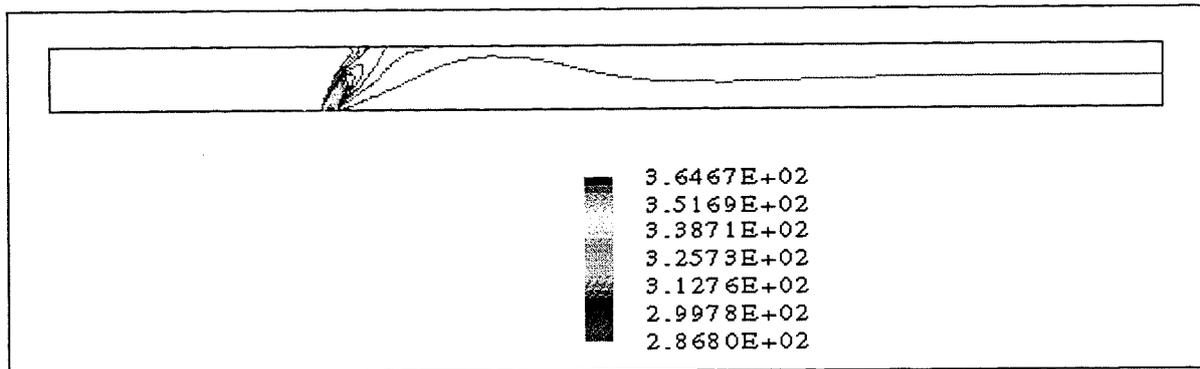


figure n ° 78 : cas (b).

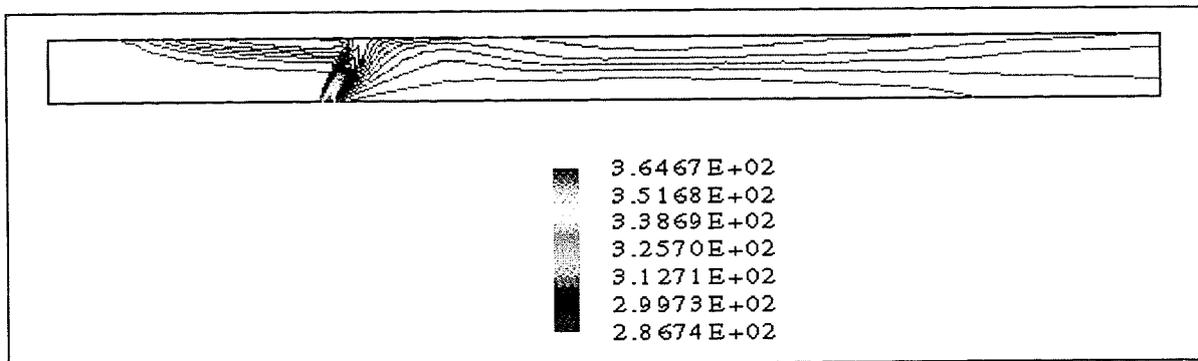


figure n ° 79 : cas (c).

# VISUALISATION DE L'ENTHALPIE :

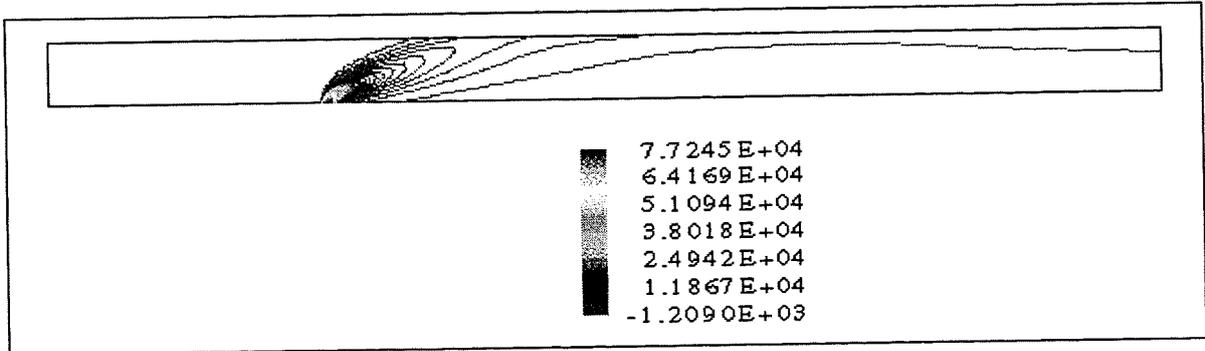


figure n° 80 : cas (a).

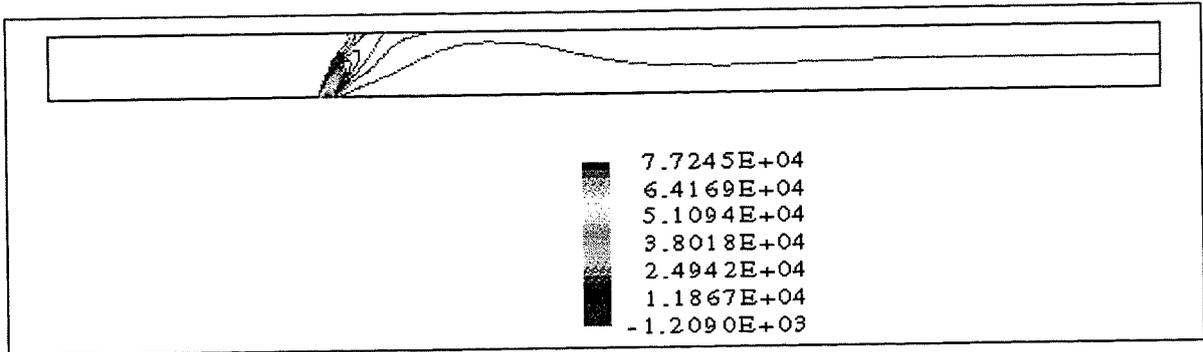


figure n° 81 : cas (b).

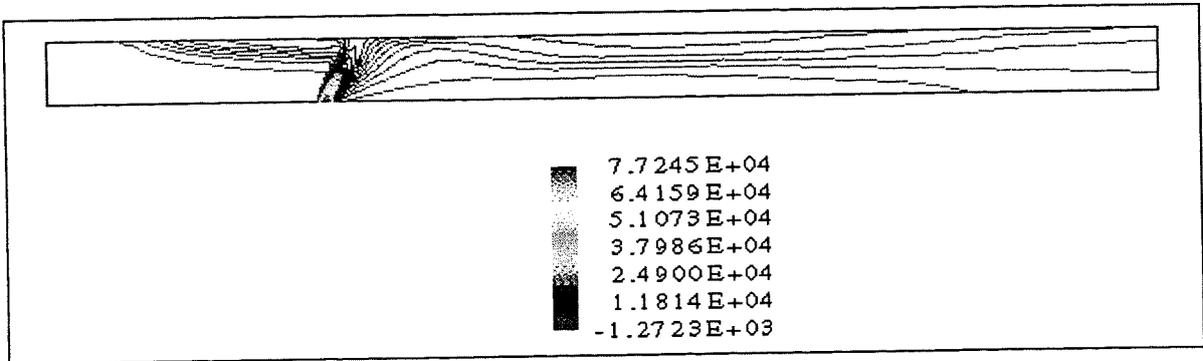


figure n° 82 : cas (c) .

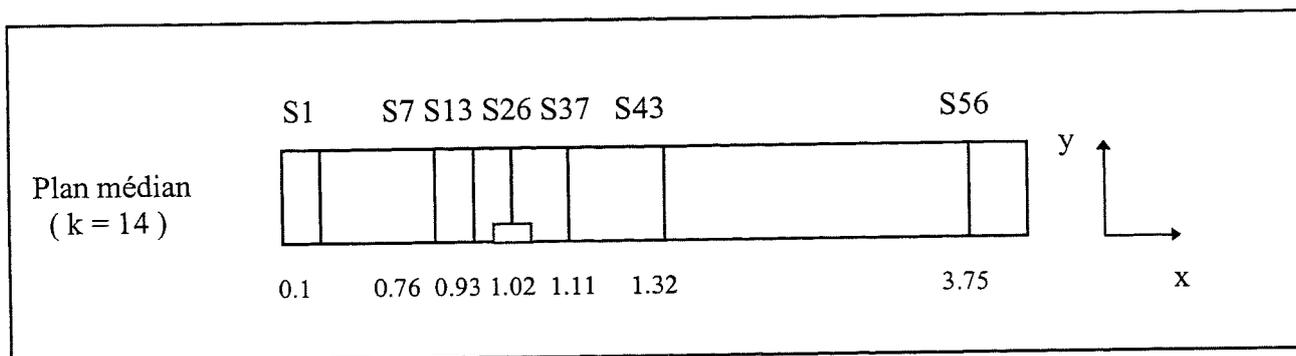


figure n° 83 : Position des sections.

Profils de la vitesse longitudinale :

A l'entrée du tunnel c'est à dire en  $x = 0.1\text{m}$ , les profils de vitesse (cf. figures de la page 72 ) pour chaque configuration envisagée obtenus au cours des 2 simulations réalisées sont de type plat ou en U. On peut vérifier que les conditions de DIRICHLET sur la vitesse pour les courbes à losanges correspondant à la simulation prenant en compte les effets thermiques sont correctes . ( $u = 0.3\text{ m/s}$  dans le cas où l'on n'observe pas de Backlayering,  $u = 0.15\text{ m/s}$  pour l'amorçage et  $u = 0.1\text{ m/s}$  pour le cas où l'on a une nappe de retour). En outre, on peut remarquer la grande ressemblance des valeurs numériques. Cette ressemblance des vitesses est liée à la précision utilisée qui est de 0.01. Cette précision semble suffisante dans la mesure où une précision plus fine serait dénuée de tout sens physique.

En  $x = 0.76\text{ m}$  (cf. figures page 73 ), les profils tracés pour les deux simulations sont totalement identiques. On observe clairement la présence d'une nappe de retour sur la dernière figure caractérisée par des vitesses négatives.

En  $x = 0.93\text{ m}$  (cf. figures page 74), on peut faire les mêmes observations que pour le cas précédent. Toutefois on peut noter que l'épaisseur de la nappe de retour est plus importante.

Dans la section située au milieu du jet ( $x = 1.02$  figures page 75 ) les profils pour le cas d'amorçage et le cas de présence de Backlayering sont complexes. Pour les profils de figure correspondant à l'absence de backlayering, la forte valeur de la vitesse longitudinale dans la partie supérieure du tunnel s'explique par la perte de quantité de mouvement du jet. Là encore les résultats des 2 simulations sont très voisins.

Dans la section S37 symétrique de la section S13 par rapport au plan médian du jet on distingue pour les 3 figures page 76 une zone comprise entre  $y = 0.1\text{ m}$  et  $y = 0.2\text{ m}$  où la vitesse  $u$  est importante. Lorsque l'on est dans le cas d'amorçage, on peut définir 3 zones dans le tunnel. De 0 à 0.05 m, la vitesse  $u$  est faible voire nulle ( $\sim 0.05\text{m/s}$ ). De 0.1 à 0.2 m, la vitesse est importante et est d'environ 0.2 m/s. Enfin, dans la zone située juste au-dessous du plafond la vitesse s'inverse. Lorsqu'on est en présence d'une nappe la même décomposition en 3 zones peut être faite, seules les valeurs numériques diffèrent.

A la section 43 (cf. figures de la page 77 ), on constate la quasi-superposition des profils roses et bleus.

Enfin, en sortie S56 (cf. figures page 78 ) les profils ont une allure proche de celle d'une parabole.

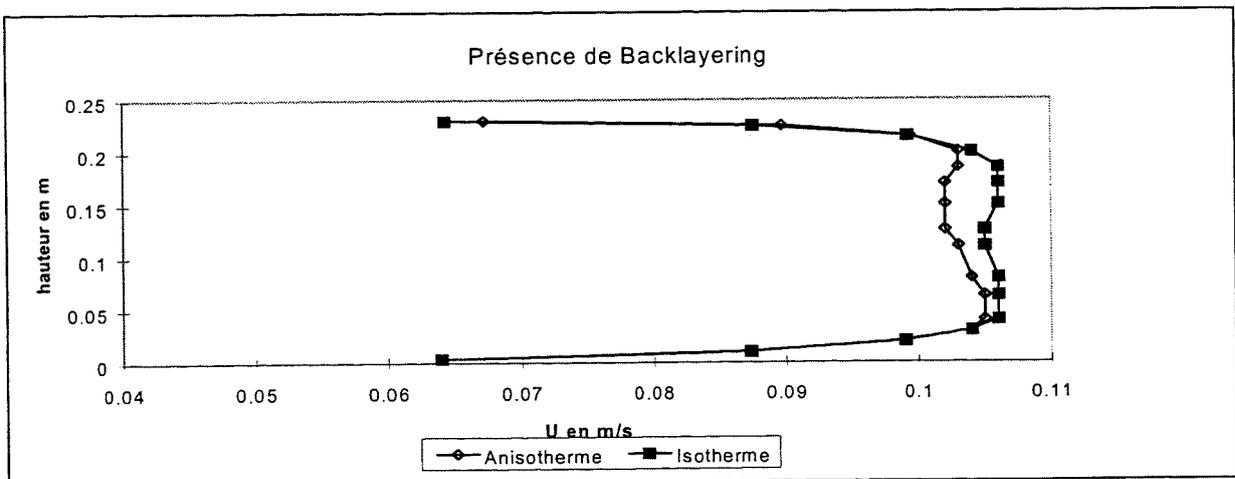
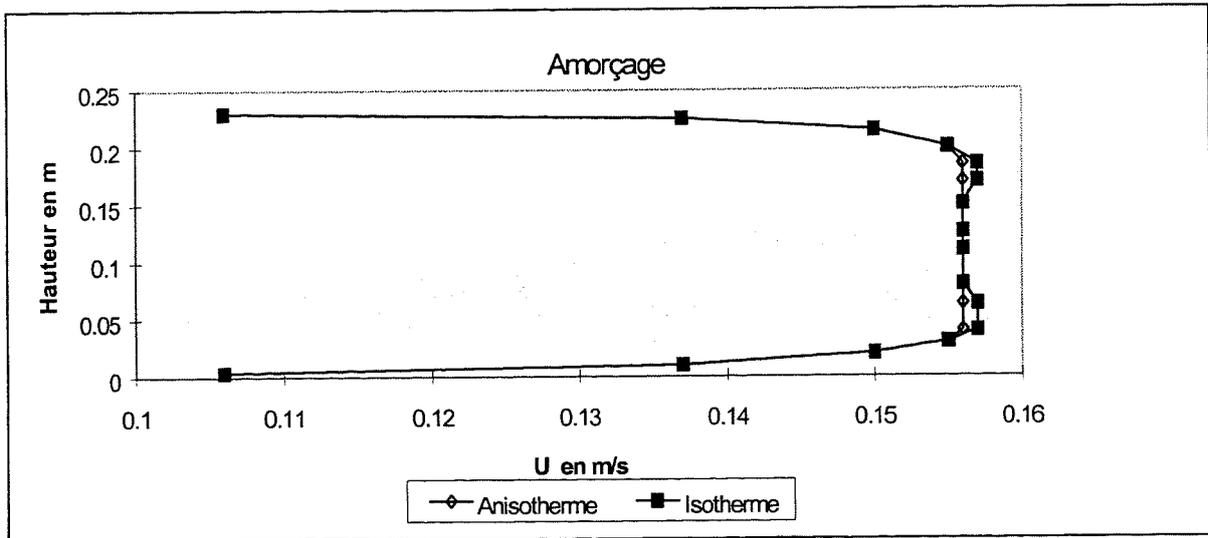
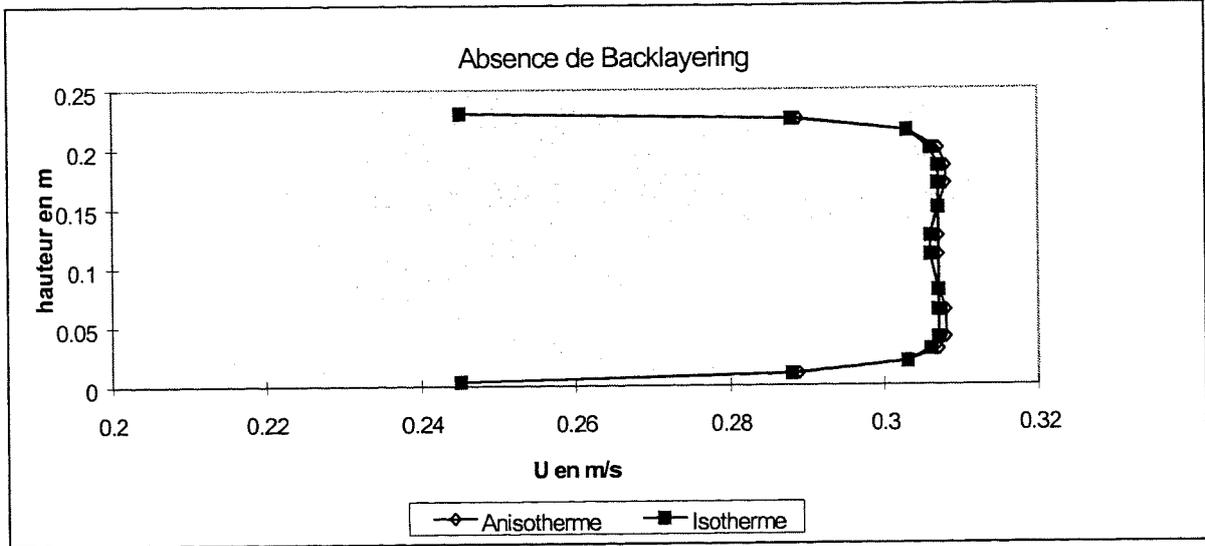
### Profils de la densité :

Les premières figures des pages 79 à 85, c'est à dire les figures représentant les cas d'absence de backlayering et d'amorçage permettent d'analyser la répartition et la position des fumées dans un tunnel en cas d'incendie. Pour chaque simulation, on peut dire que la partie du tunnel située en amont du jet contient toujours de l'air pur et que la partie du tunnel située en aval contient un mélange d'air et de fumées stratifié. (On peut noter toutefois que proche de la sortie du tunnel ( $x = 3.75$  m) le mélange, en l'absence de backlayering, est homogène). Les figures correspondant au cas où l'on a une nappe de retour permettent la connaissance de la composition de cette dernière. Cette nappe est constituée par un mélange d'air et de fumées de densité légèrement stratifiée inférieure à celle de l'air.

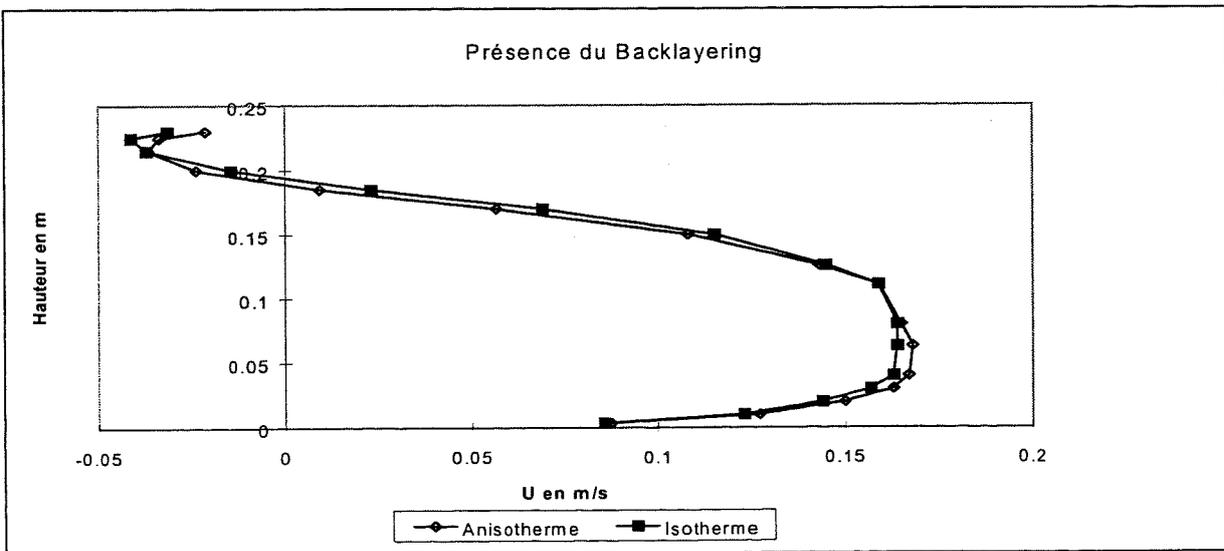
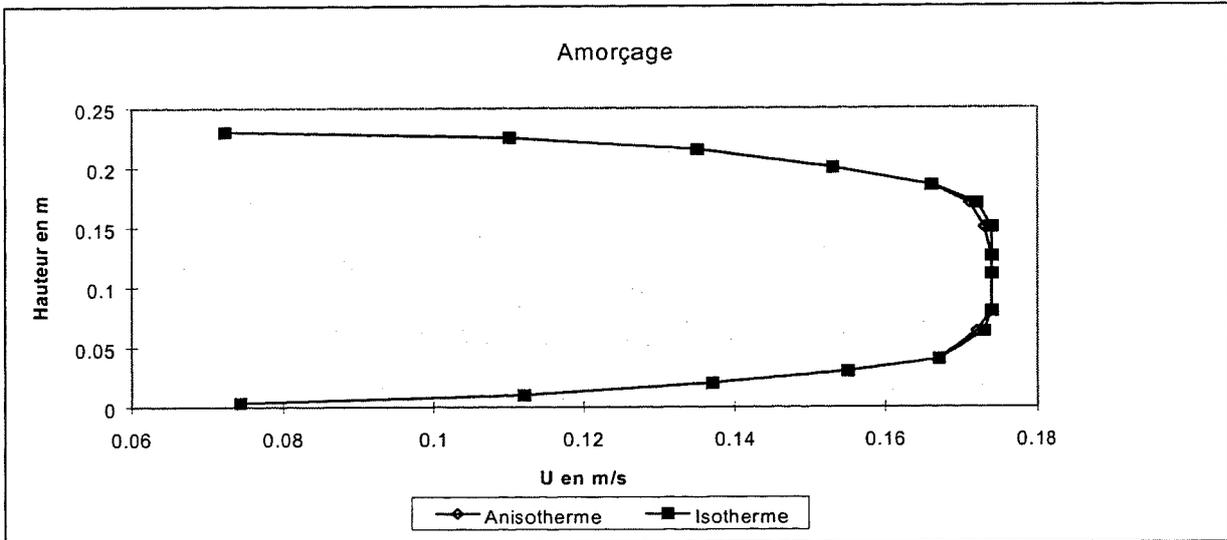
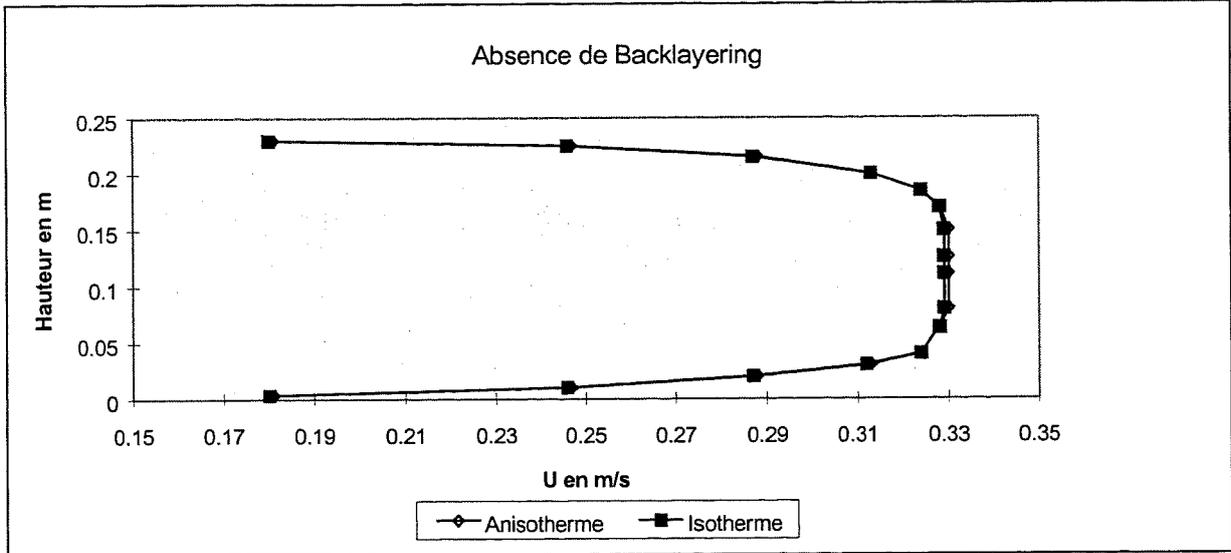
## **C - CONCLUSION :**

Que ce soit à partir des visualisations réalisées à l'aide de JASPER ou que ce soit à partir des profils tracés avec les données numériques issues des fichiers résultats, on peut affirmer que les deux simulations numériques faisant intervenir des équations différentes permettent d'aboutir aux mêmes résultats. Ce résultat renforce la phase de validation du code de calcul FLOW3 D réalisé par M. BIOLLAY.

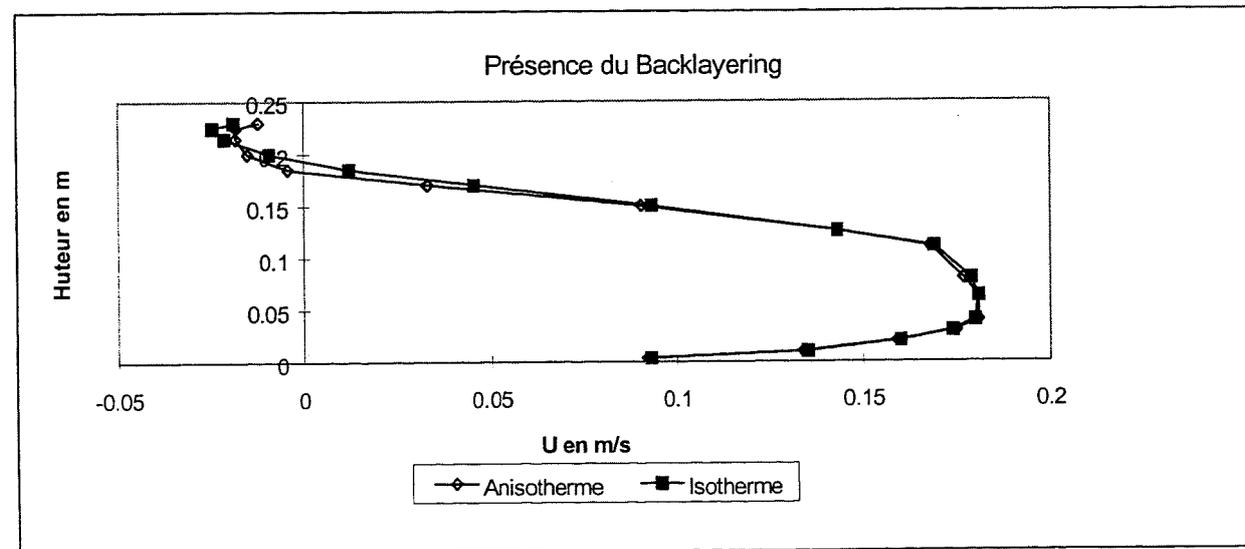
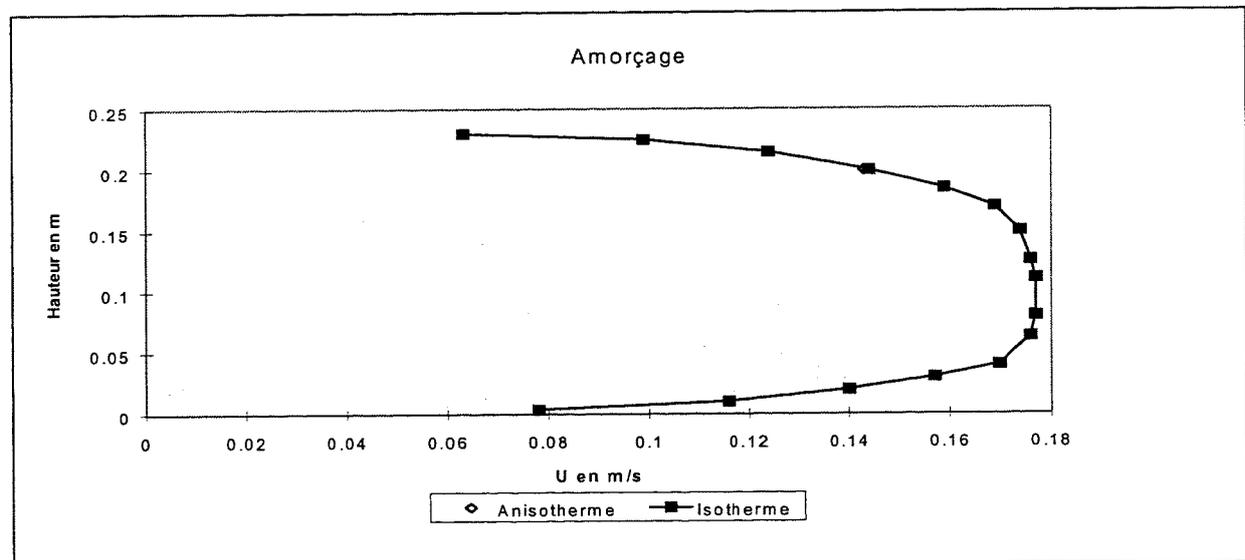
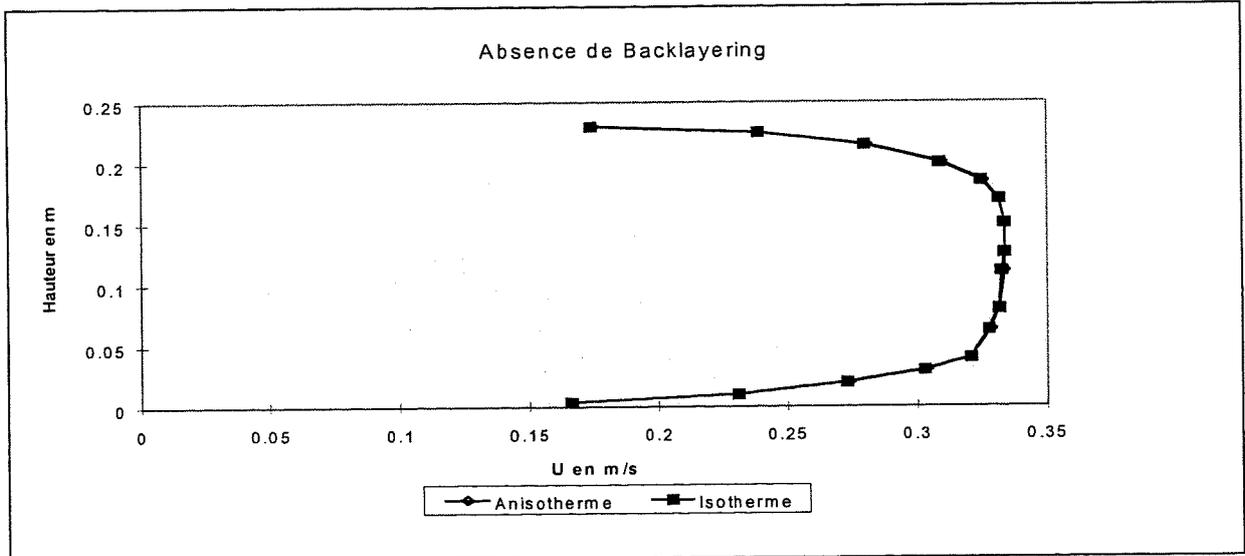
## PROFIL DE U EN X = 0.1 m:



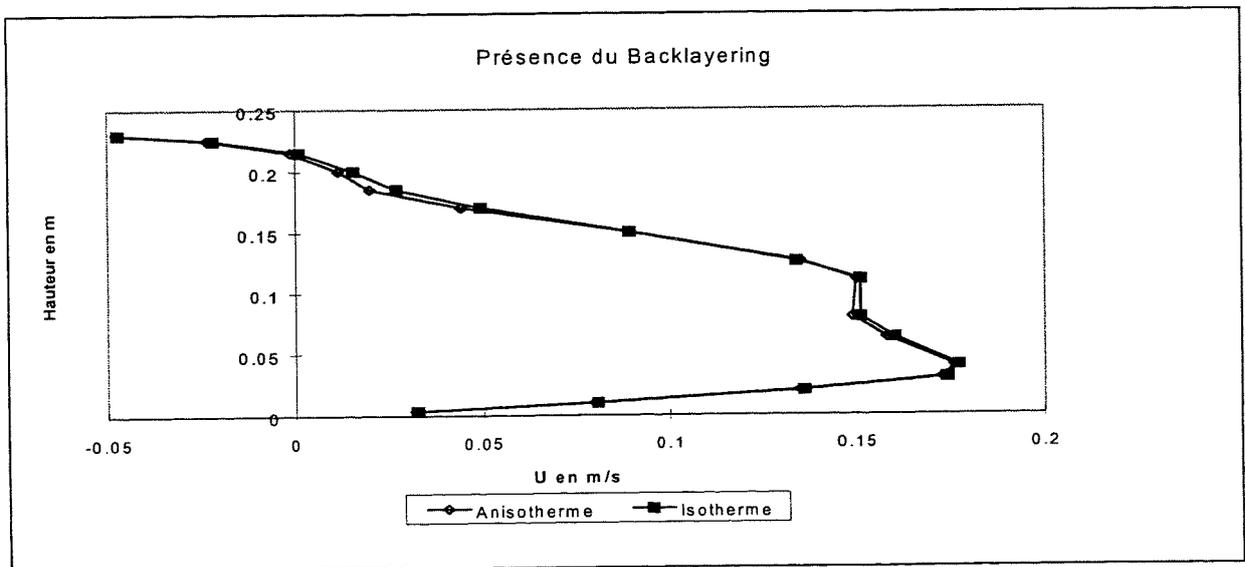
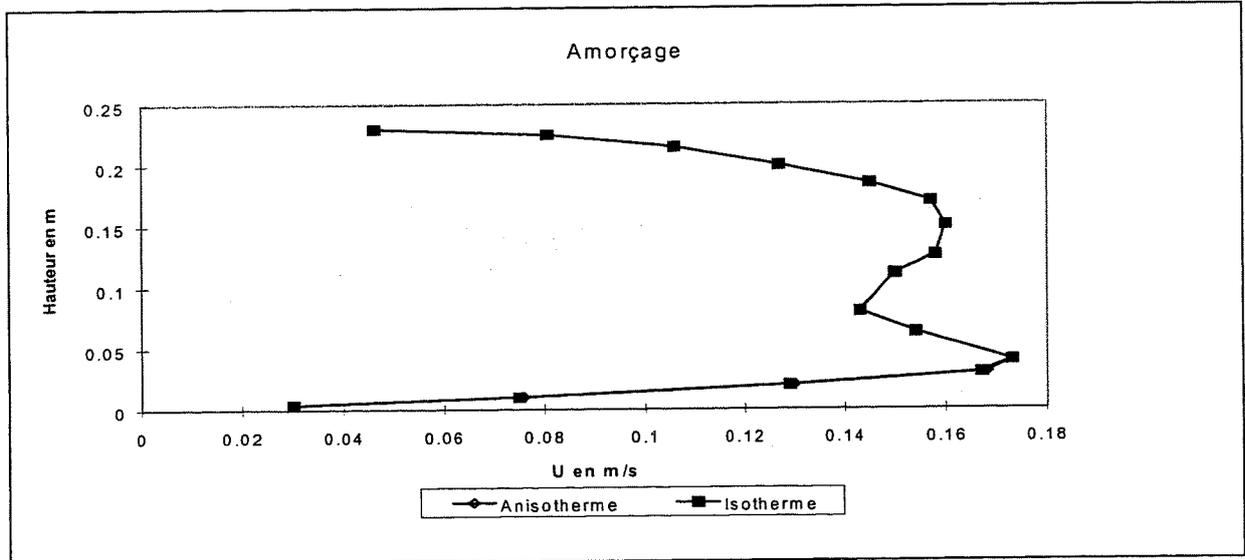
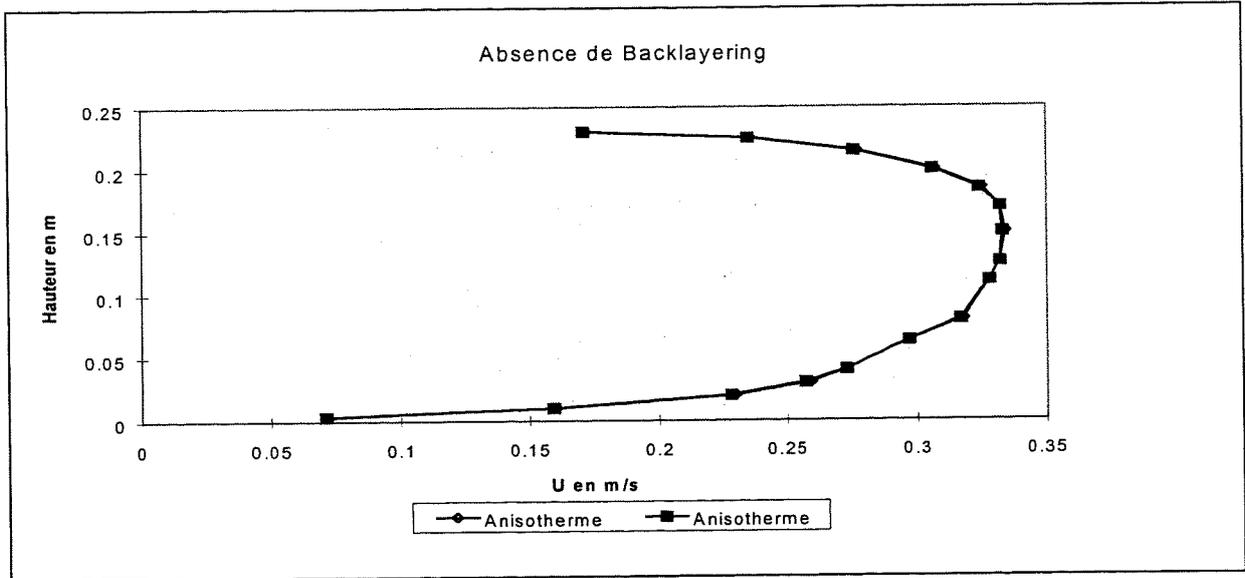
## PROFIL DE U EN X = 0.76 m:



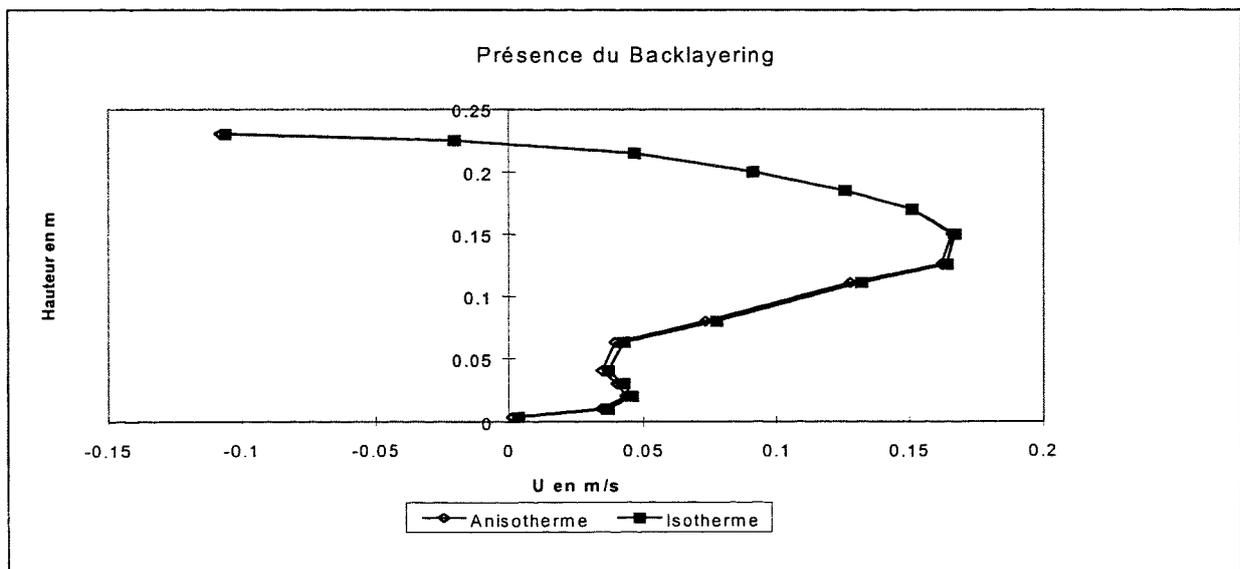
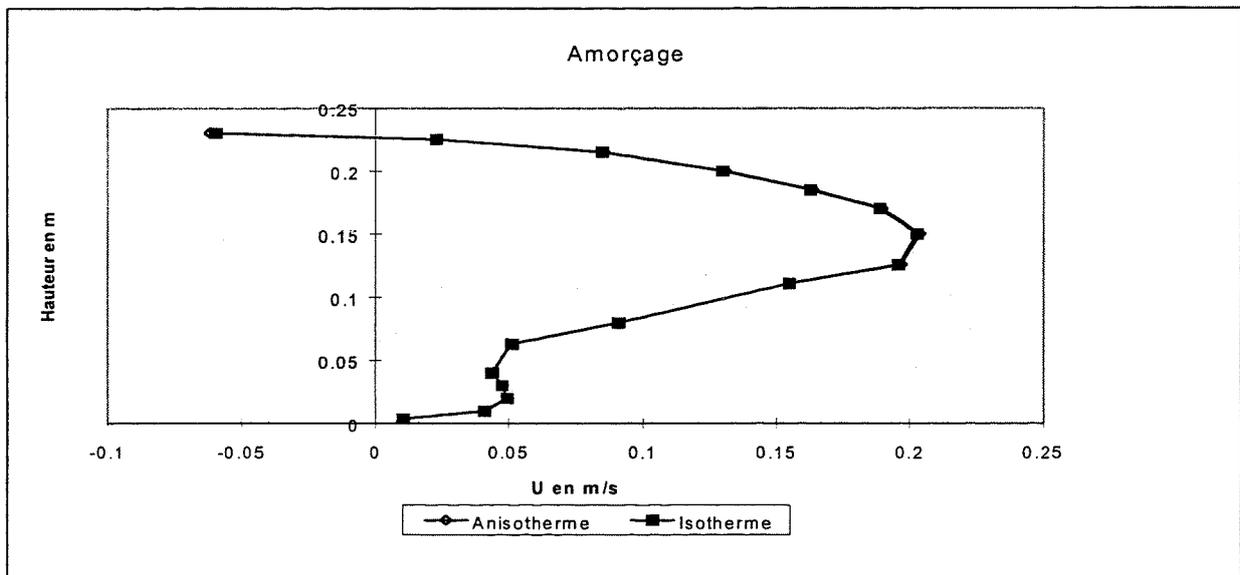
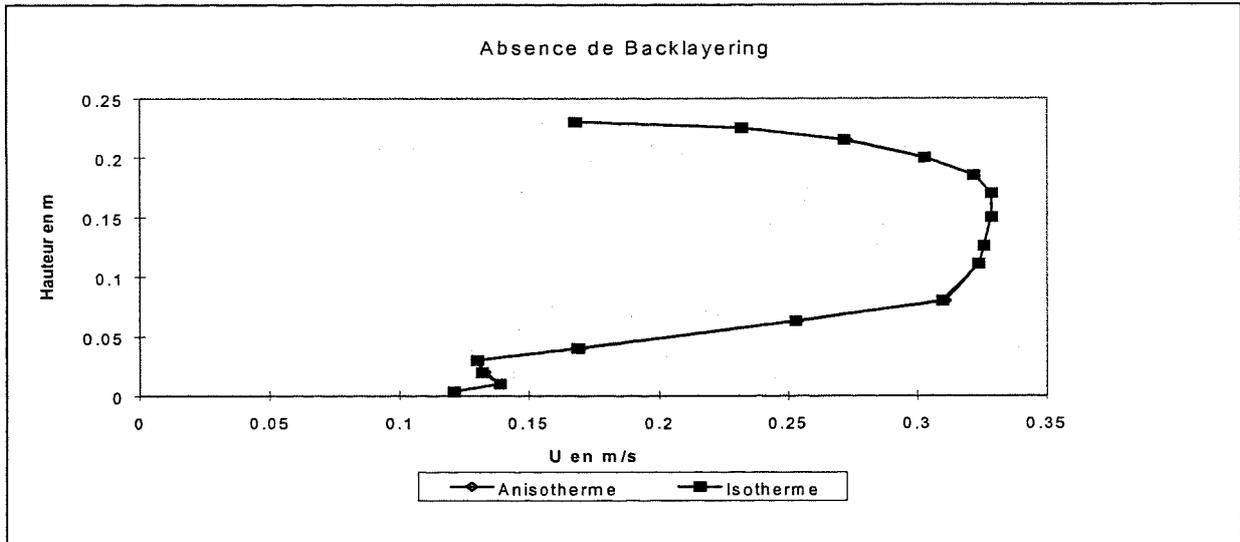
## PROFIL DE U EN X = 0.93 m:



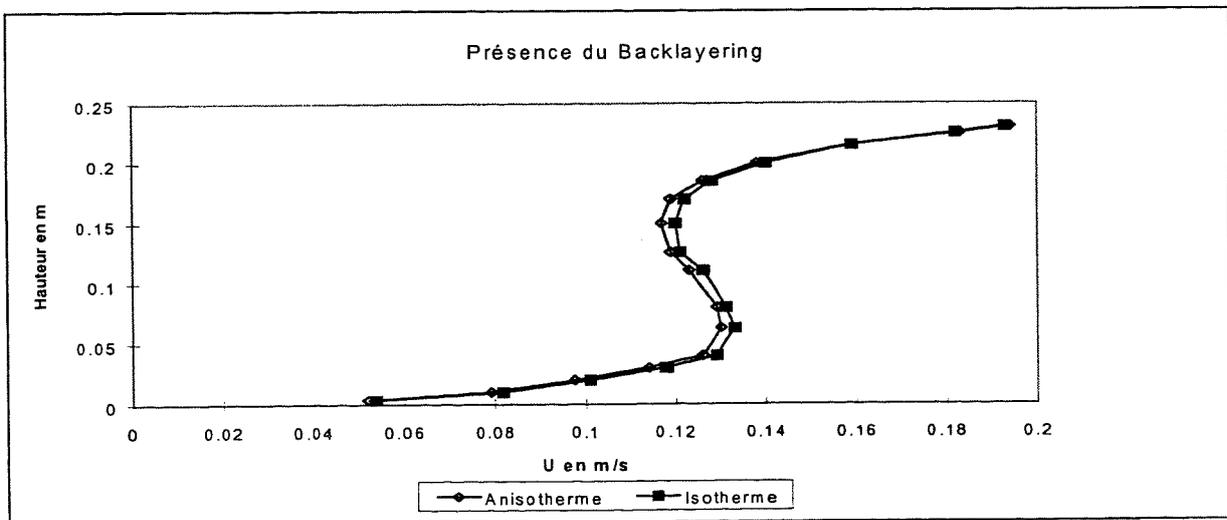
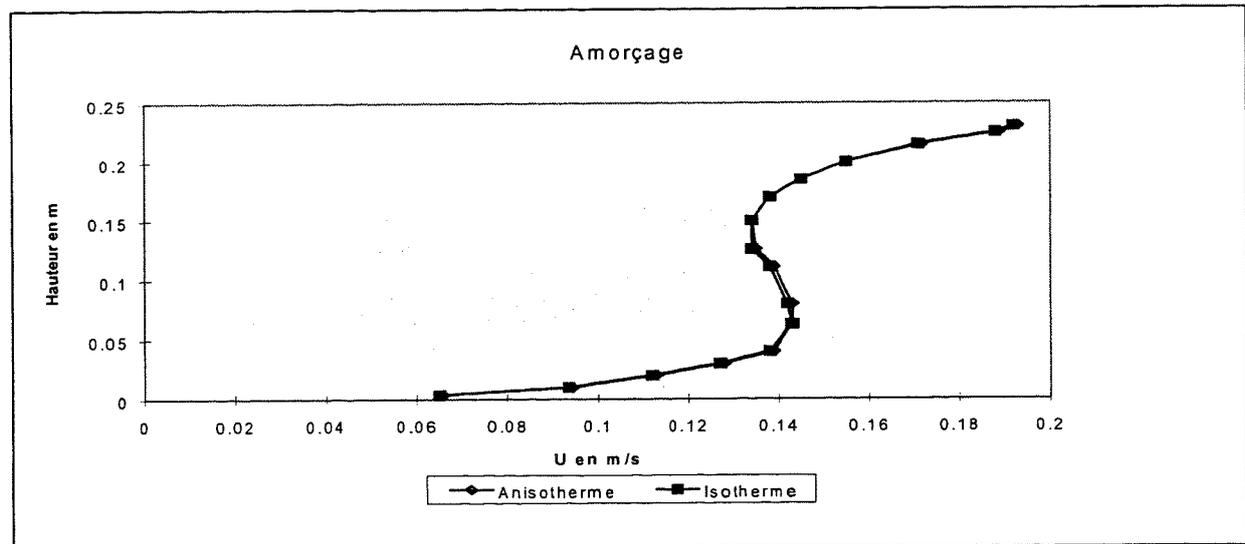
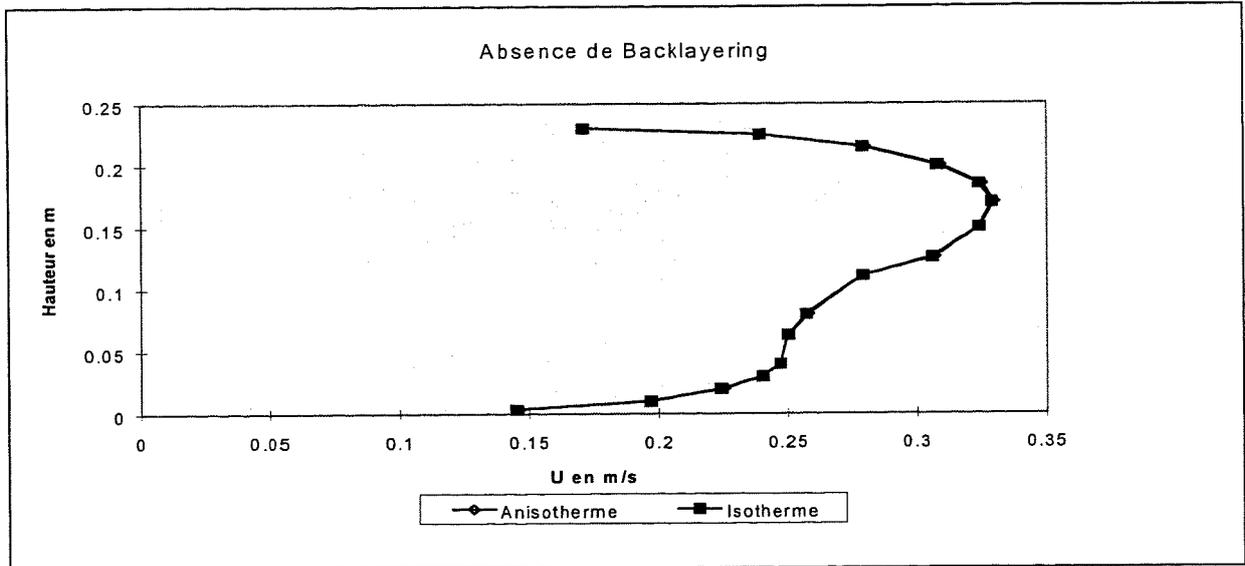
## PROFIL DE U EN X = 1.02 m:



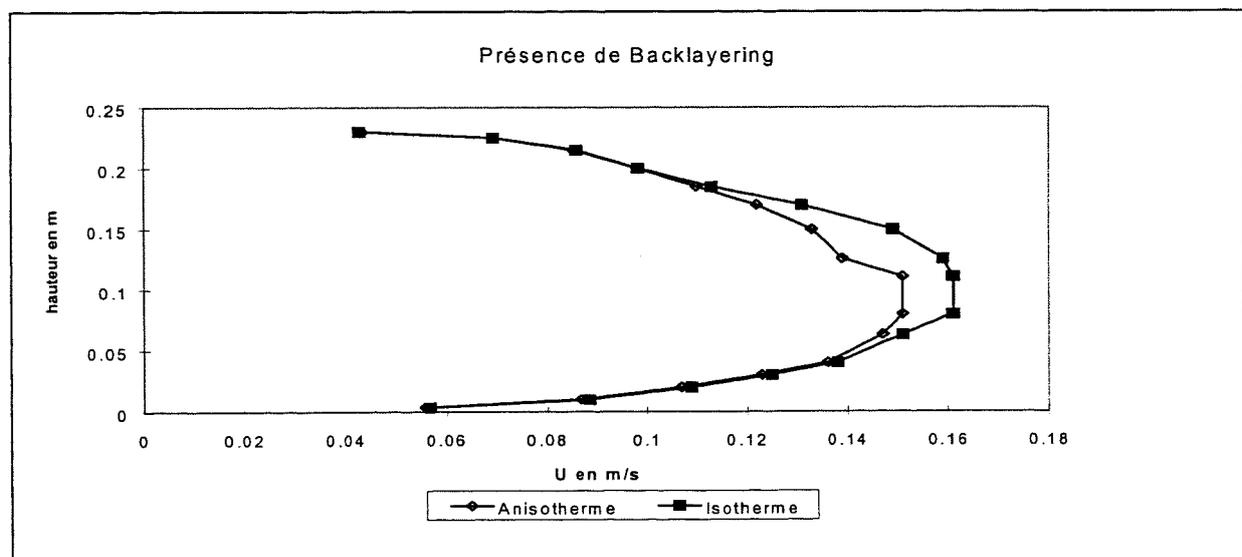
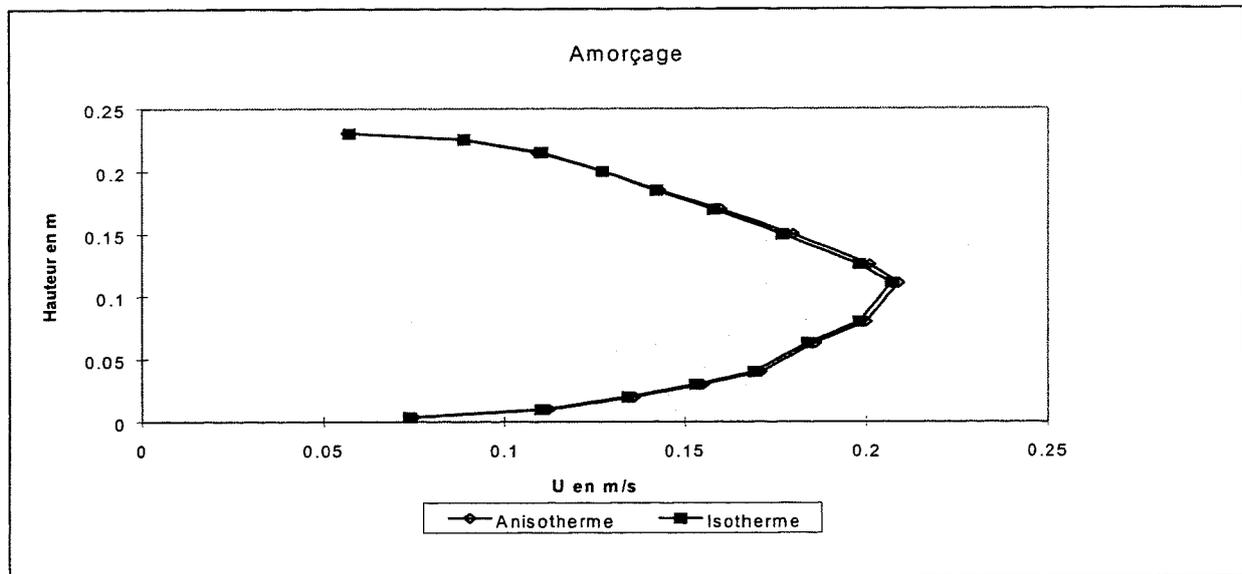
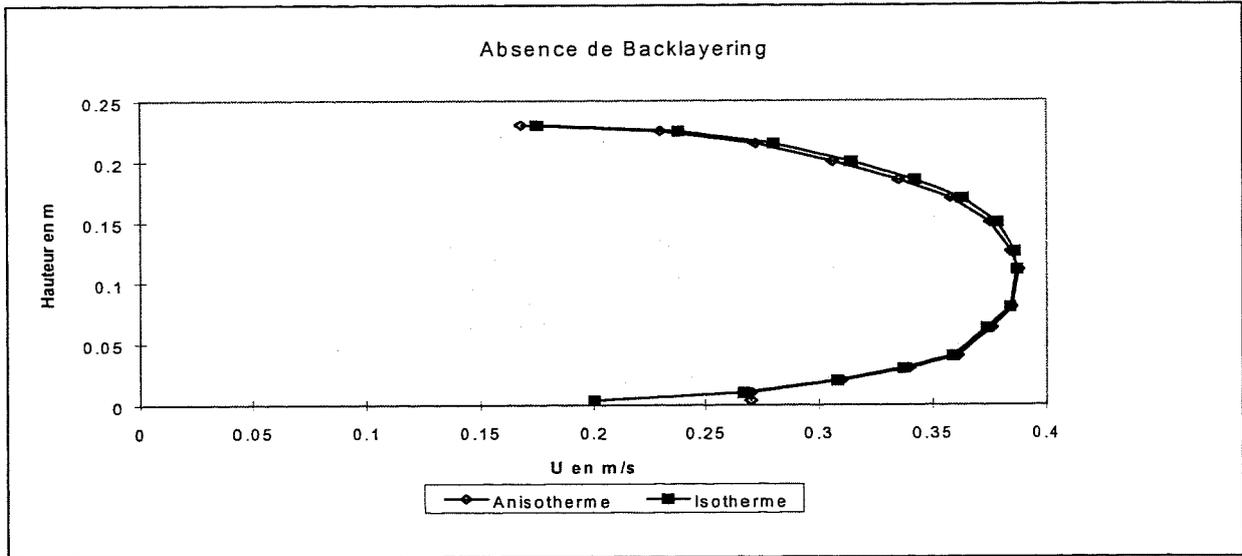
## PROFIL DE U EN X = 1.11 m:



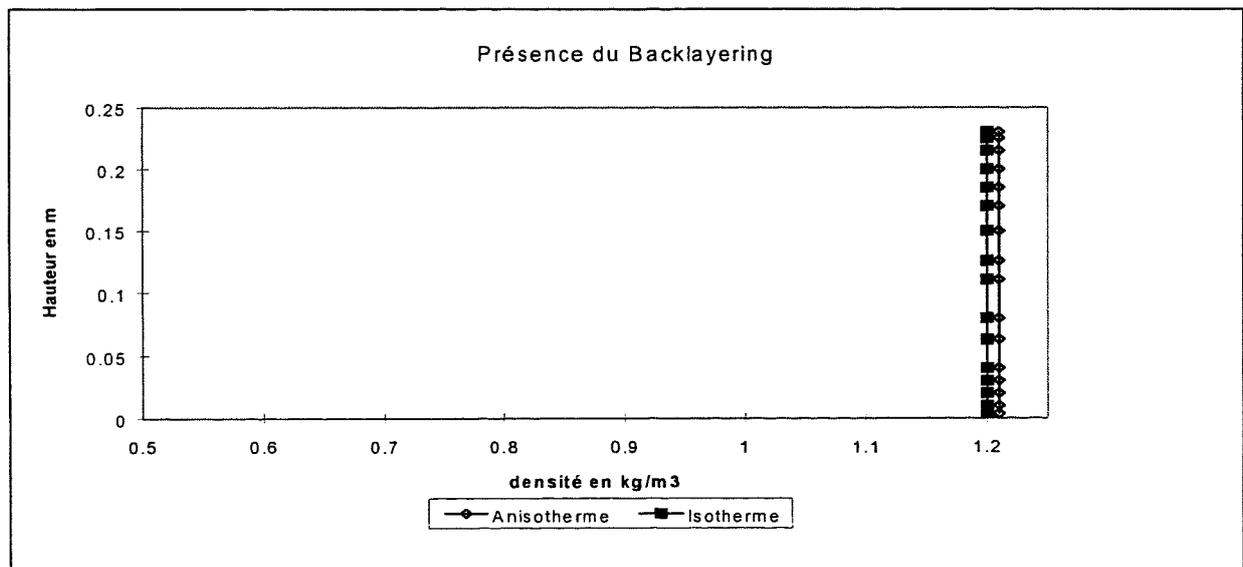
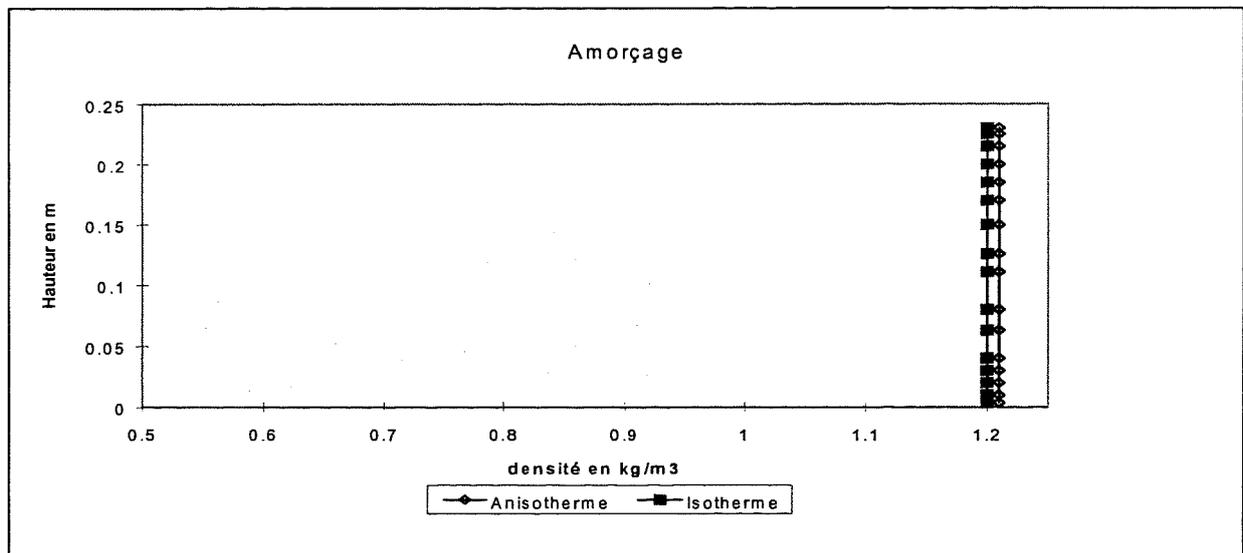
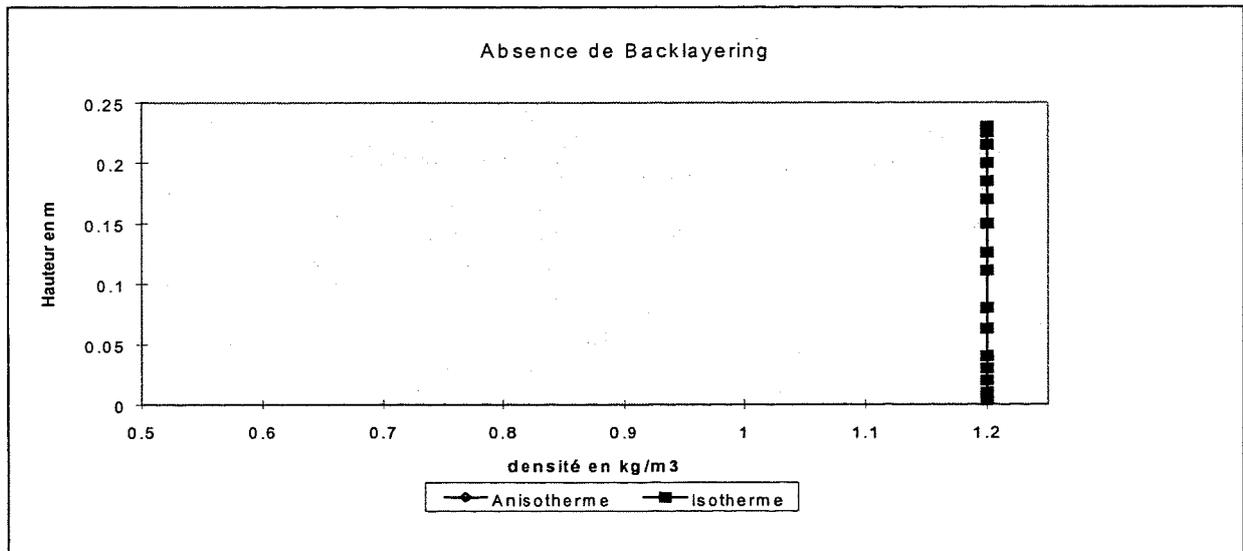
## PROFIL DE U EN X = 1.32 m:



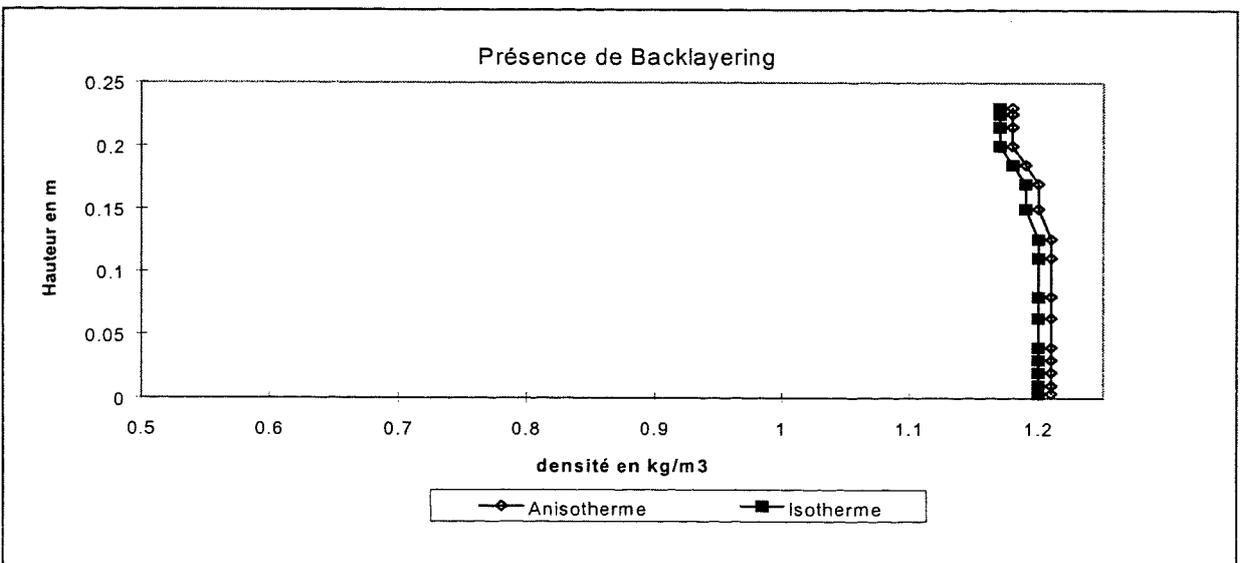
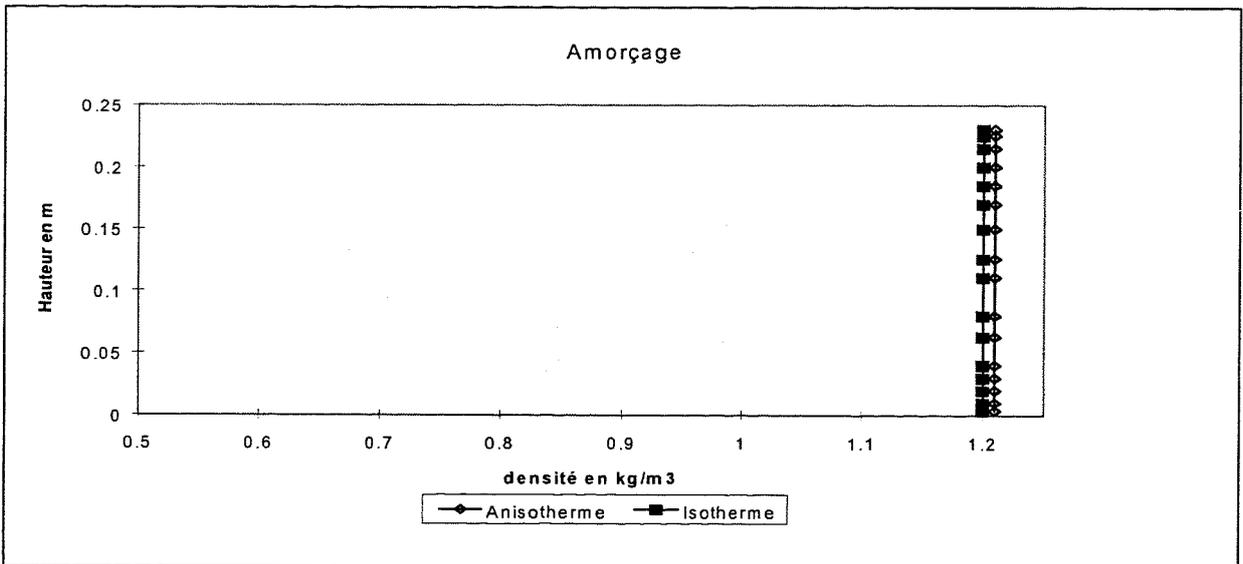
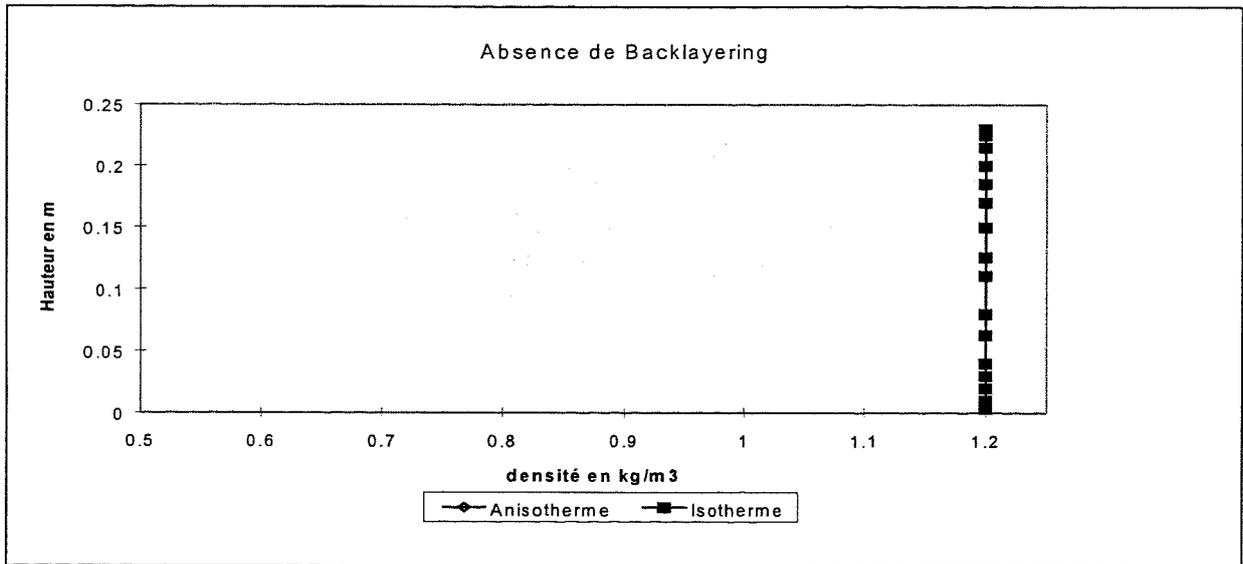
## PROFIL DE U EN X = 3.75 m:



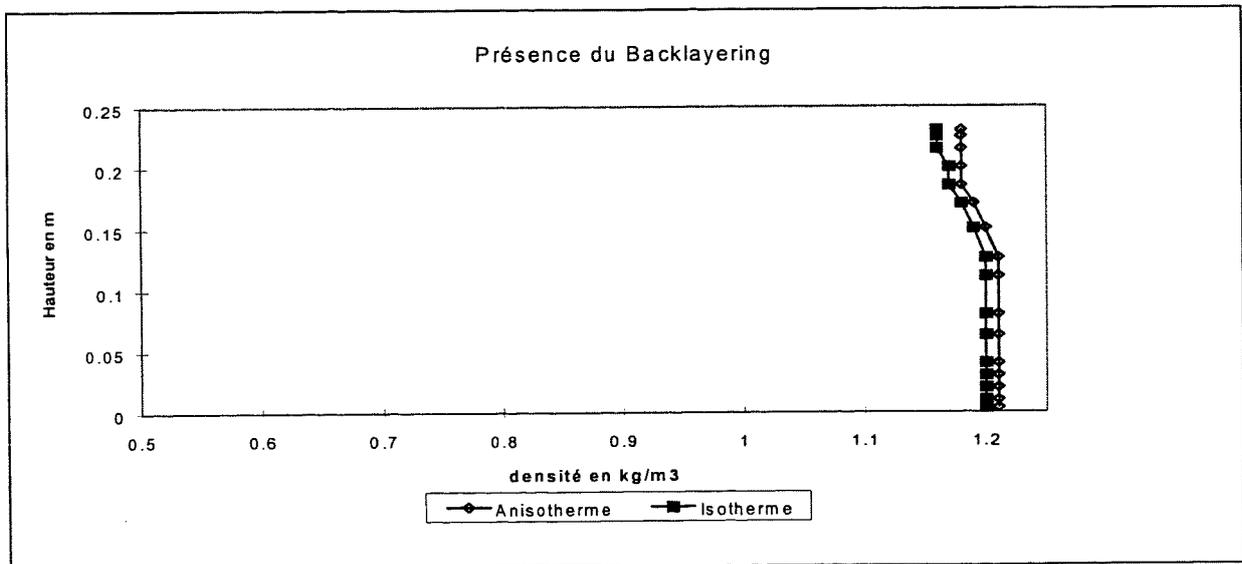
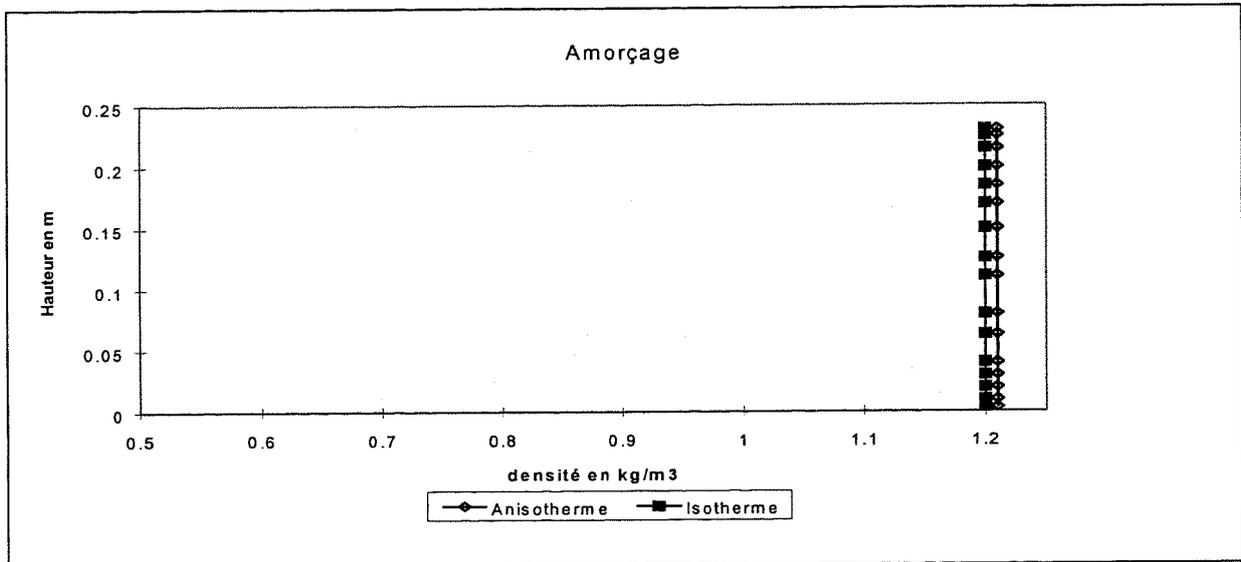
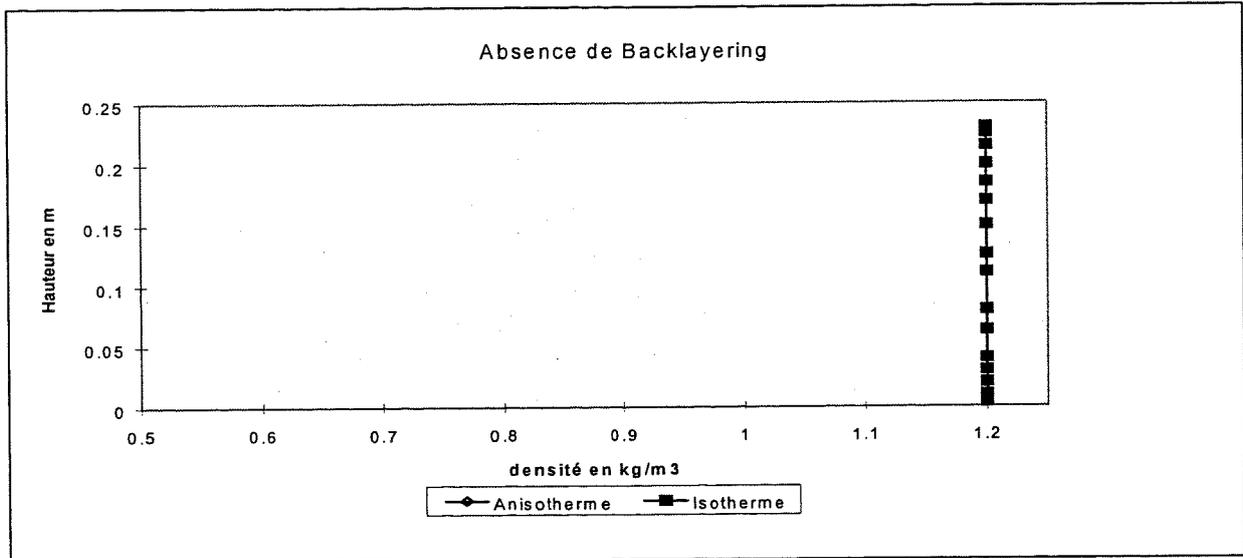
## PROFIL DE LA DENSITE EN X = 0.1 m:



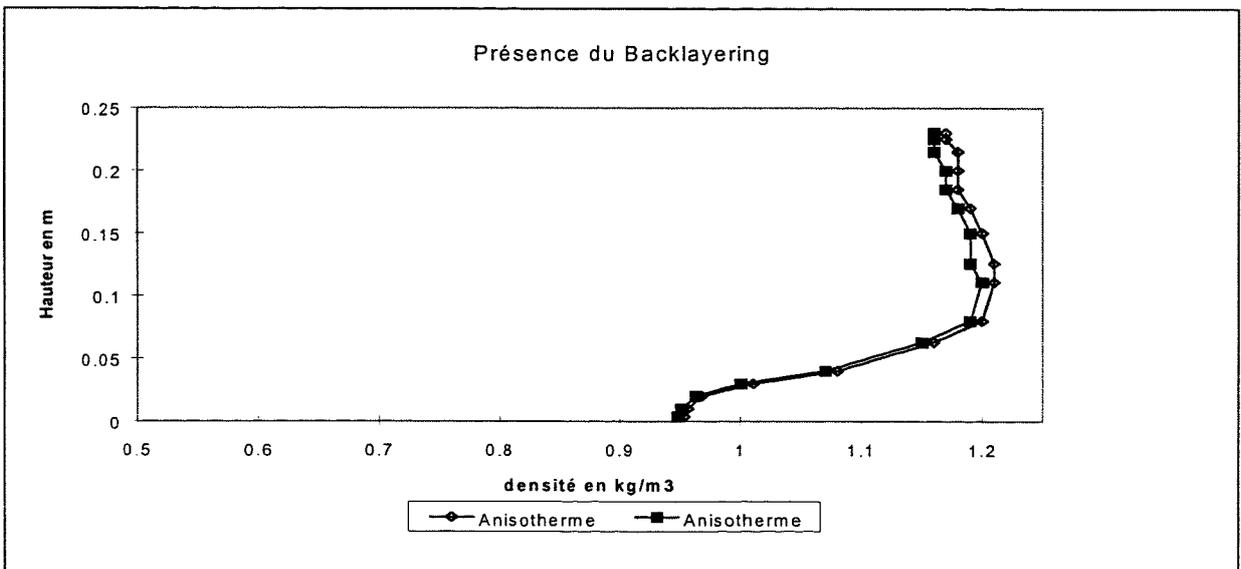
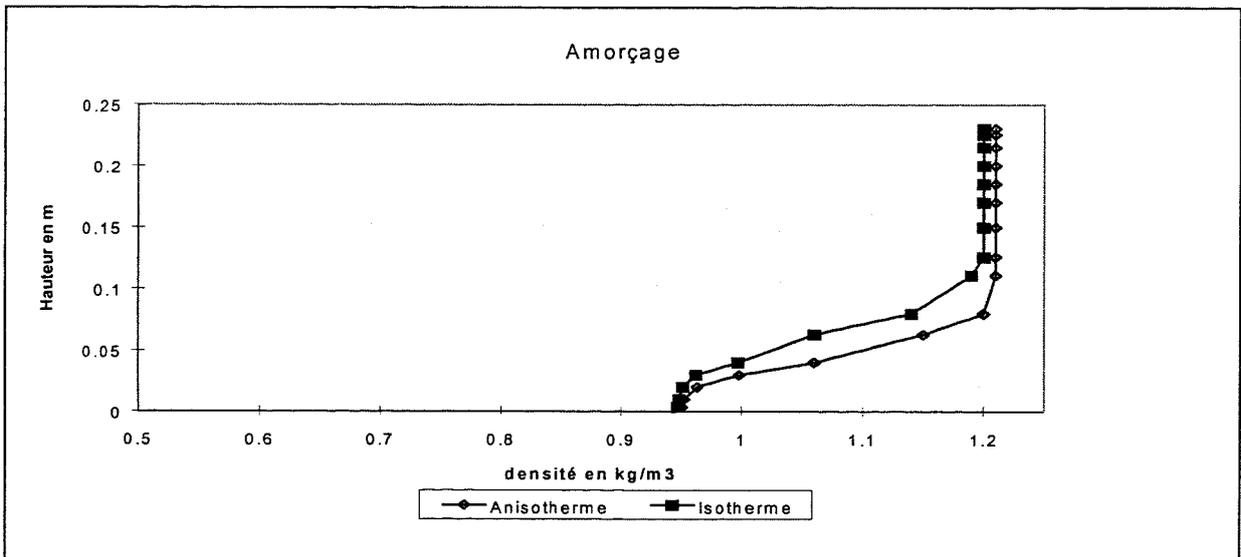
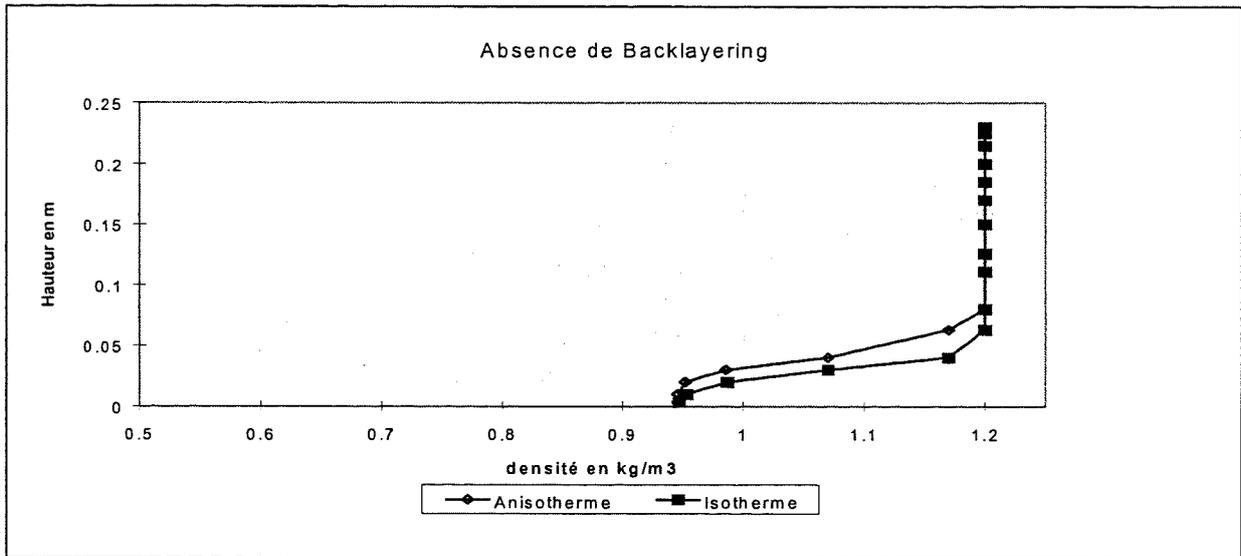
## PROFIL DE LA DENSITE EN X = 0.76 m:



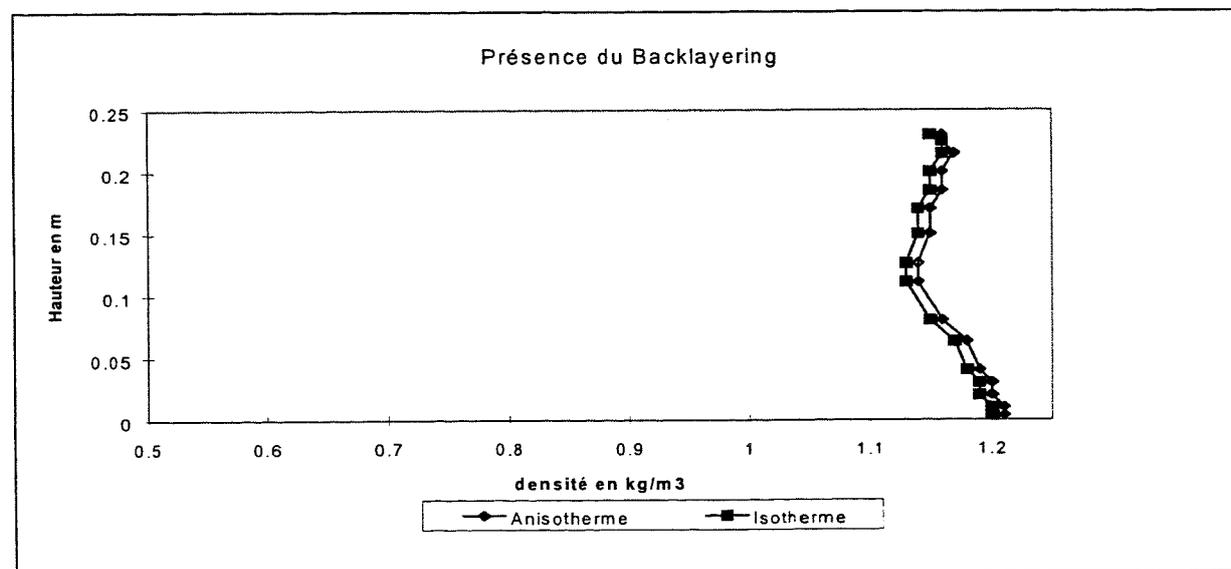
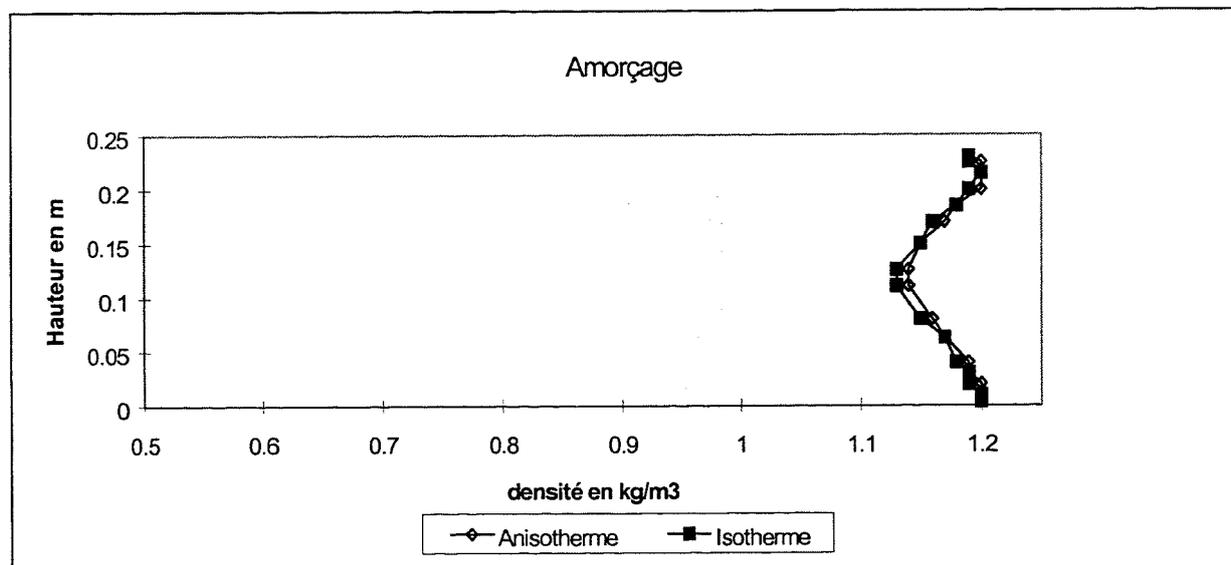
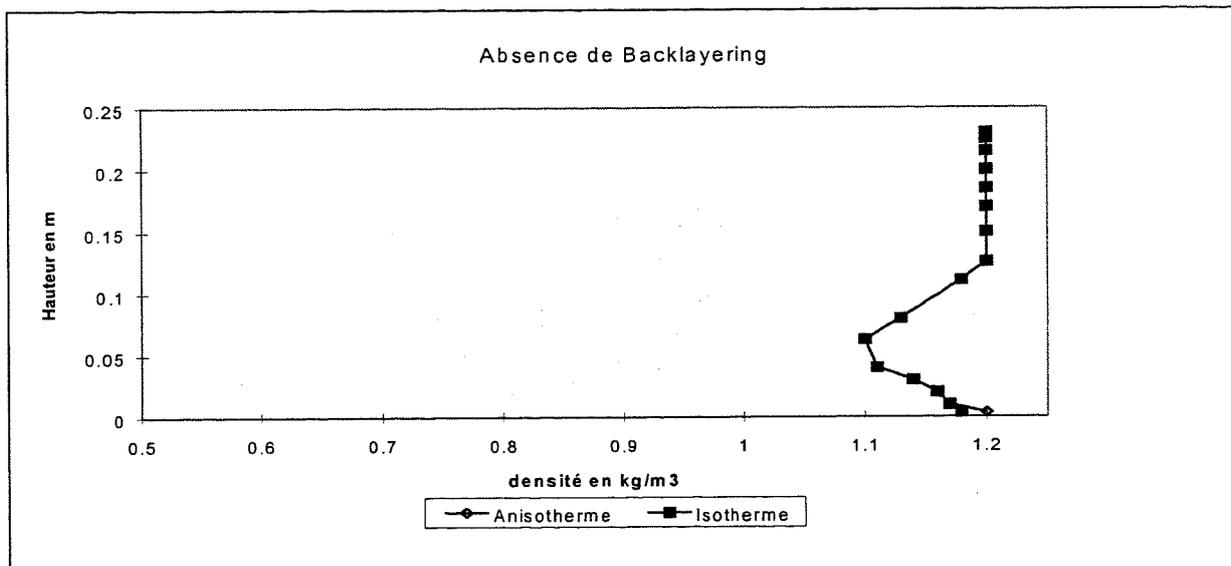
## PROFIL DE LA DENSITE EN X = 0.93 m:



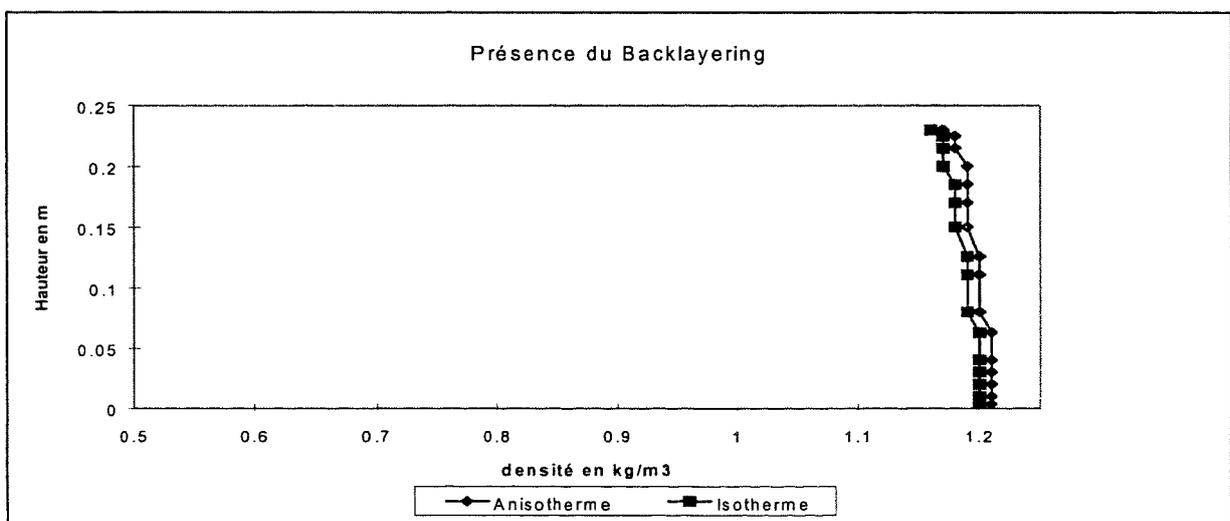
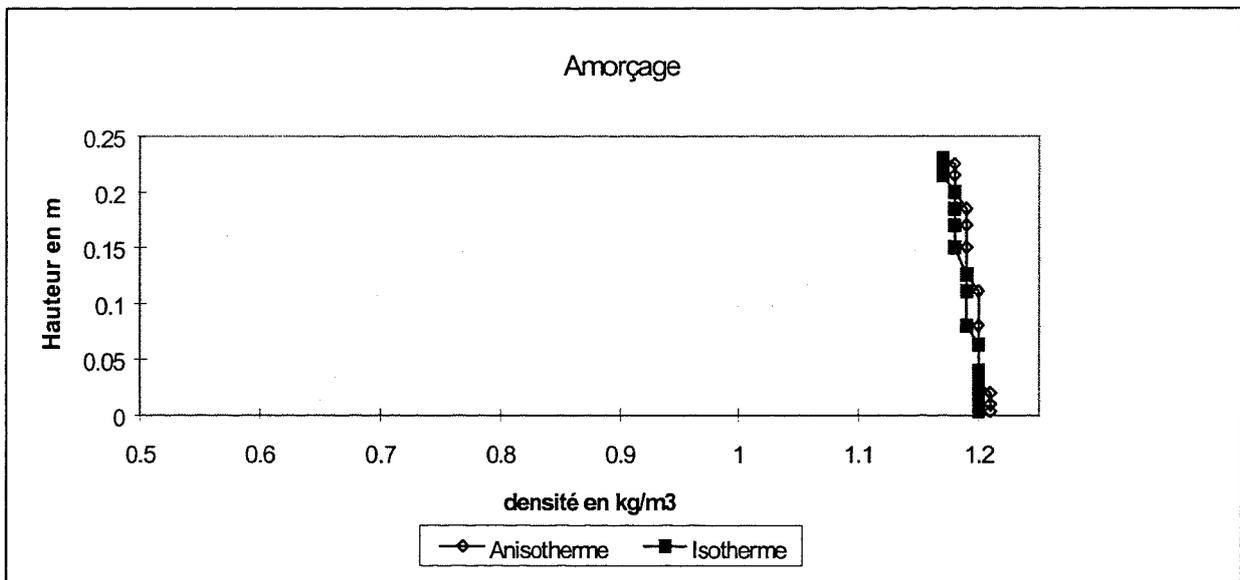
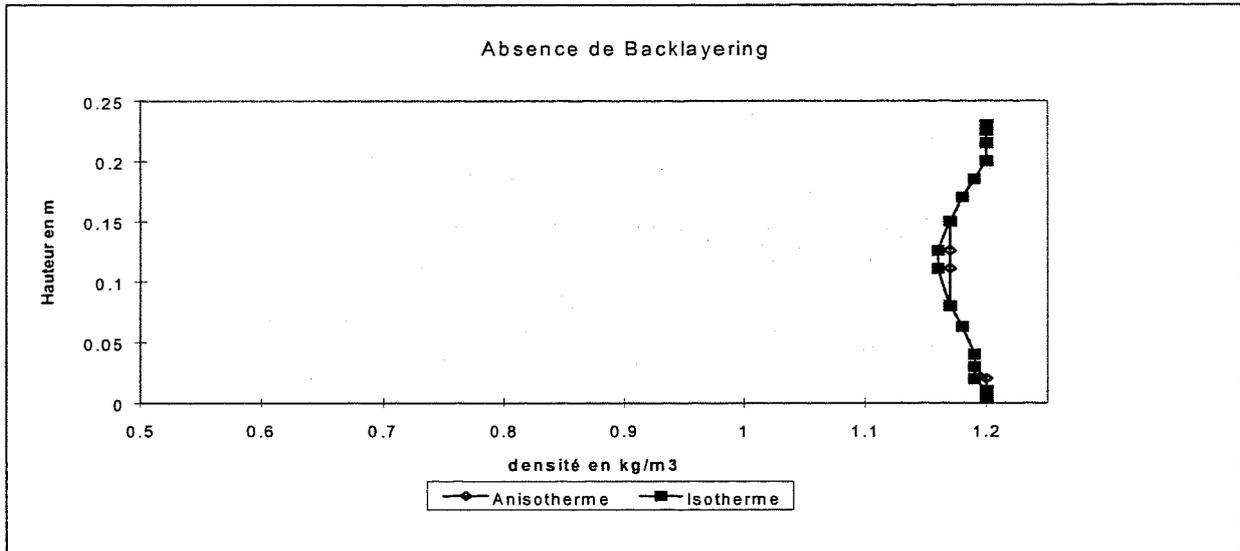
## PROFIL DE LA DENSITE EN X = 1.02 m:



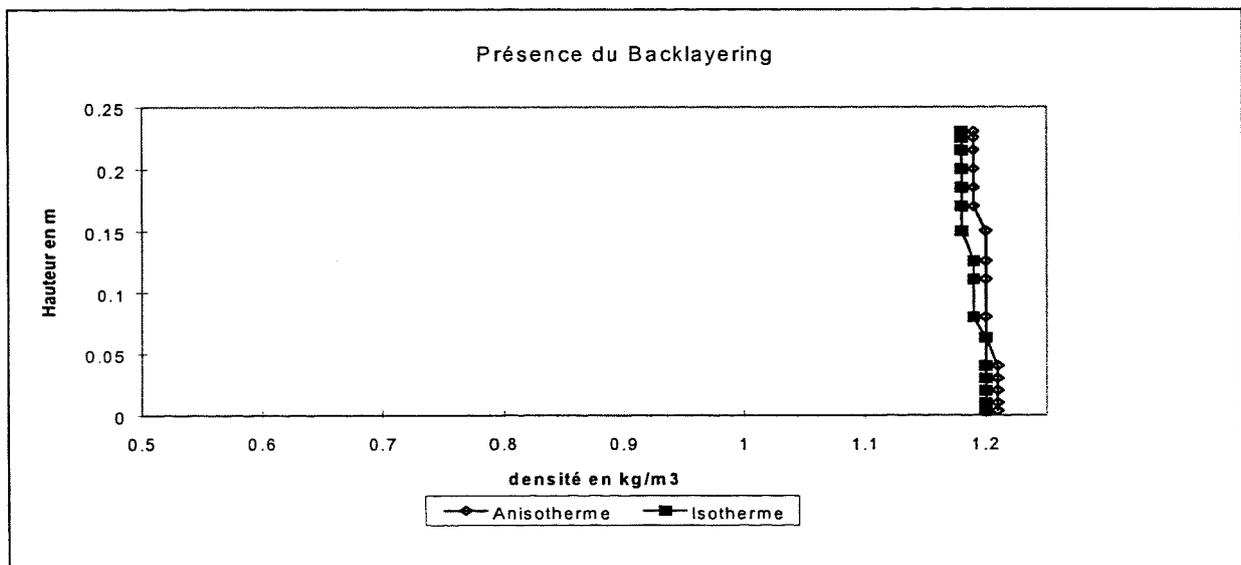
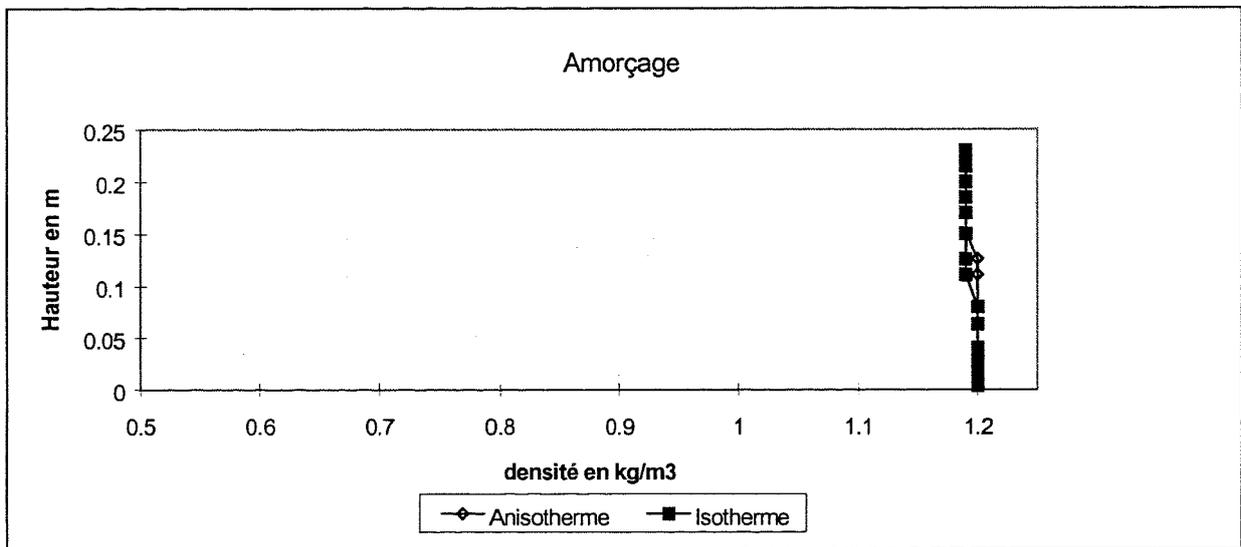
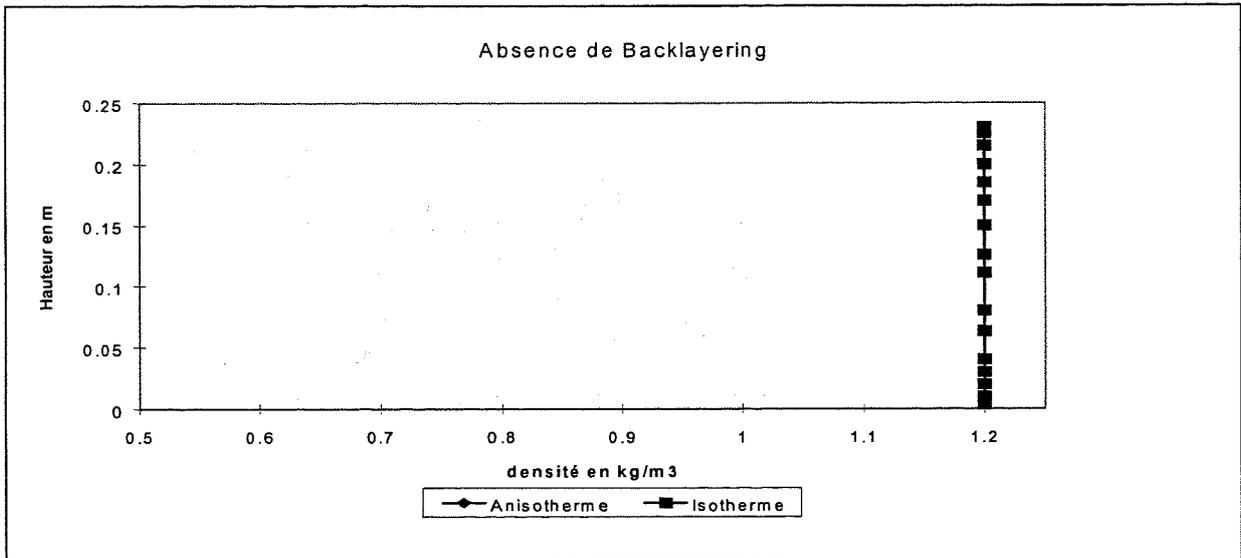
## PROFIL DE LA DENSITE EN X = 1.11 m:



## PROFIL DE LA DENSITE EN X = 1.32 m:



## PROFIL DE LA DENSITE EN X = 3.75 m:



## - VII - CONCLUSION :

L'utilisation des méthodes numériques en mécanique des fluides a débuté dans les années 80. Depuis cette période, elle a connu un essor formidable et est petit à petit devenue un centre d'intérêt tout aussi bien pour les chercheurs que les industriels. Cet engouement général pour la simulation est à l'origine du nombre important de codes de calculs présents sur le marché. Les méthodes numériques incorporées dans les codes varient d'un code à un autre et font toutes appel à des approximations indispensables pour la résolution des équations décrivant les écoulements. Les solutions fournies par les codes ne sont donc pas exactes et l'utilisation systématique de ces résultats pour la prédiction du comportement des écoulements exige au préalable une vérification de l'adéquation des résultats numériques et expérimentaux.

Ainsi, afin de prévoir et déterminer les systèmes de ventilation les mieux adaptés à chaque tunnel pour lutter contre les incendies, les concepteurs de tunnel comme le C.E.TU doté d'un code de calcul ont été amenés à suivre une phase de validation. Les simulations présentées dans le présent document s'insèrent dans cette phase.

La comparaison des résultats numériques et expérimentaux effectuée permet d'affirmer la capacité du code à simuler le cas étudié puisque les principaux résultats expérimentaux ont été retrouvés :

□ La loi linéaire semi-empirique déterminée expérimentalement traduisant l'amorce du mouvement de backlayering des fumées et dépendant de la géométrie, correspond à celle que l'on obtient à partir des résultats numériques. L'expérience et la simulation mettent donc en évidence les deux mêmes paramètres de similitude : le premier paramètre appelé paramètre du jet et le second le froude densimétrique. Leurs expressions et leurs significations physiques ont été données à la page 22 de ce rapport.

□ Le caractère tridimensionnel résultant de la présence de deux tourbillons contrarotatifs mis en évidence lors de la campagne d'essais, a été analysé longuement par le biais de visualisations des trajectoires suivies par des particules. Cette étude a permis de rendre compte de la symétrie des tourbillons. Ces tourbillons sont probablement à l'origine de la destratification des fumées situées en aval du foyer et résultent à la fois de la déflexion du jet et des phénomènes de mélange d'interface. L'analyse de la position des tourbillons dans le tunnel en fonction des vitesses du courant d'air longitudinal et du jet laisse penser que les propriétés des tourbillons (taille et intensité) dépendent des deux paramètres de similitude définis précédemment.

La comparaison entre les résultats obtenus lors de la simulation de la seconde application où l'on injecte de l'air chaud et ceux de la première application où l'on injecte un mélange d'air et d'Hélium conduit à considérer que les deux problèmes sont équivalents en terme de phénoménologie. Cette similitude entre les deux problèmes, régis par un système d'équations différent, renforce la validité des calculs réalisés.

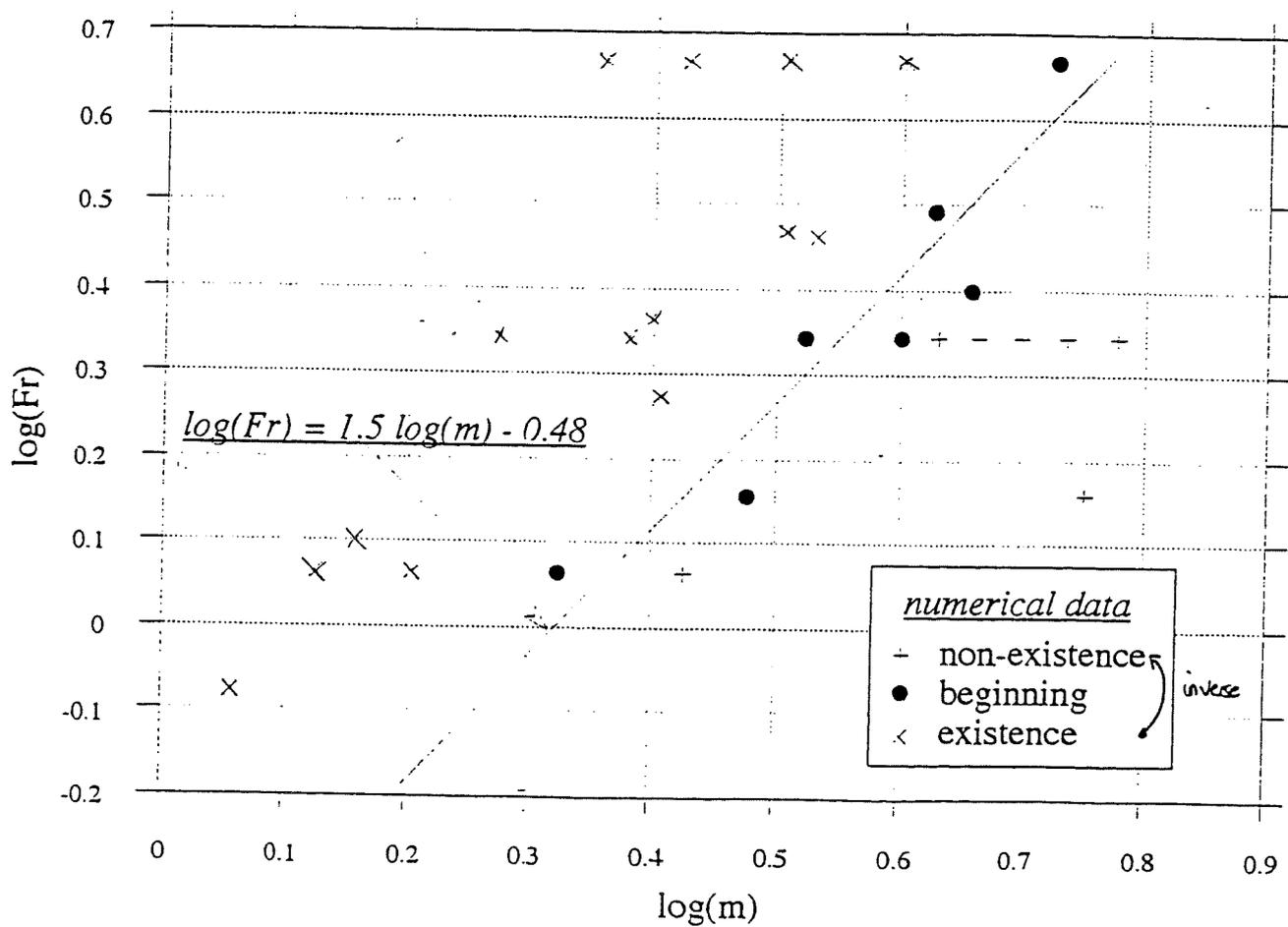
Enfin, un des principaux objectifs des études réalisées sur des maquettes de tunnel consiste à extrapoler les résultats obtenus à des tunnels en vraie grandeur. Le passage des résultats d'une maquette à une infrastructure à échelle réelle présuppose la connaissance et la satisfaction de lois de similitudes. Dans le cas d'incendies en tunnel, toutes ces lois ne sont pas connues comme celles traduisant les phénomènes liés à la combustion. Cette incapacité à représenter un foyer à échelle réduite empêche actuellement l'extrapolation des résultats à des tunnels en vraie grandeur. Les essais sur les tunnels à échelle réelle restent donc la seule possibilité pour comprendre la phénoménologie des incendies se déclarant dans les tunnels. Leur coût élevé laisse présager de nombreuses simulations dans les années à venir.

## Bibliographie.

- 1 - FLOW 3D release 3.3 - User manual Computational Fluid Dynamics Services  
AEA Industrial Technology Harwell Laboratory.
- 2 - "*Validation du code Flow 3D sur un essai incendie du tunnel de l'Ofenegg*", C.E.TU  
P.CHASSE , Septembre 1995.
- 3 - "*Modelling tunnel fires at medium and small scale: Capabilities and limitations*",  
Seminar on Physical and Numerical Modelling of Fires in Tunnels, Granada.  
D.LACROIX , Avril 1995.
- 4 - "*Caractérisation expérimentale de l'apparition d'une nappe de retour*", Compte rendu à  
l'Académie des Sciences de Paris, t. 321, Série II b, pp 15-18, 1995.  
O.VAUQUELIN , 1995
- 5 - "*Experimental and numerical study of backlayering occurrence in the case of tunnel fire  
using a reduced scale model*", Fire Safety Journal (Submitted in February 1996).  
O.VAUQUELIN, H.CORDIER, E.CASALE, E.BERTRAND et J.OUAZZANI.
- 6 - "*An introduction to computational fluid dynamics, the finite volume method*", Longman  
Scientific & Technical.  
H.K. VERSTEEG & W. MALALASEKERA , 1995.
- 7 - "*Le désenfumage des tunnels routiers en cas d'incendie: enjeux et méthodes  
actuelles,voies de recherche*", C.E.TU  
D.LACROIX, Novembre 94 - mars 95.
- 8 - "*Rapport environnement n° lix :Simulations d'incendies en tunnel sur maquette froide*",  
I.M.F.M.  
O.VAUQUELIN & E.BERTAND , janvier 95.
- 9 - "*Validating and optimizing 2D and 3D computer simulations for the Ofenegg tunnel fire  
tests*", 8th International Symposium on the Aerodynamics and Ventilation of Vehicle  
Tunnels, Liverpool, Great Britain, 6-8 July 1994.  
H. BIOLLAY .
- 10 - "*Numerical heat transfer and fluid flow*", W.J MINKOWYCZ & E.M. SPARROW  
SUHAS V. PATANKAR , 1980.
- 11 - "*Rapport d'activité 94*", C.E.TU  
M.MAREC, 1995.

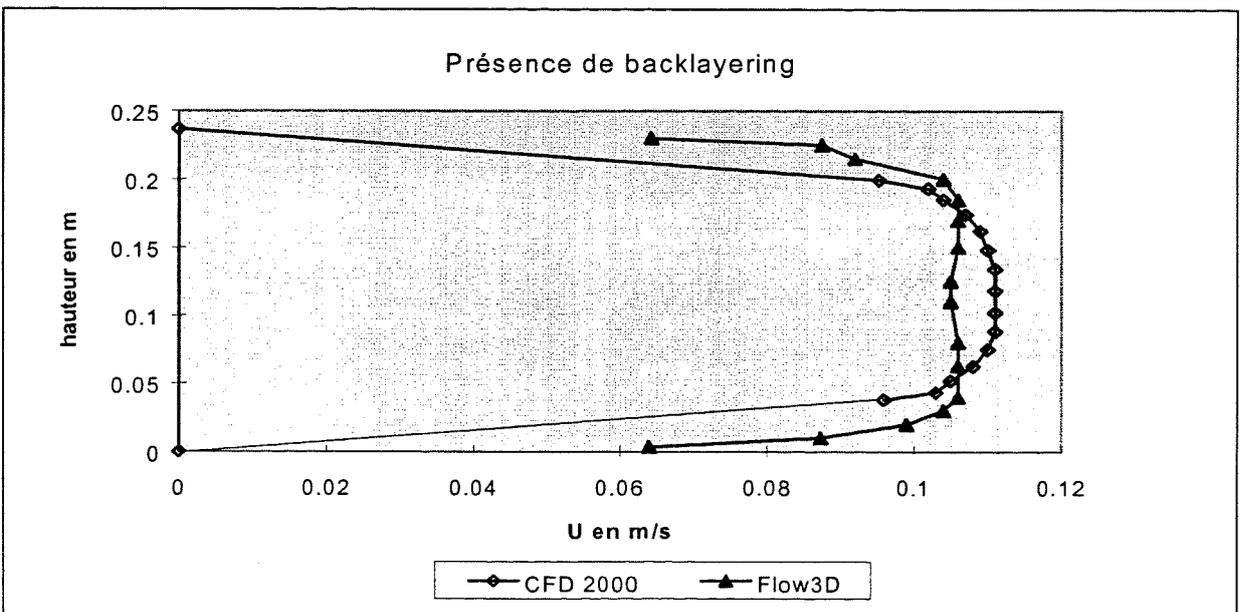
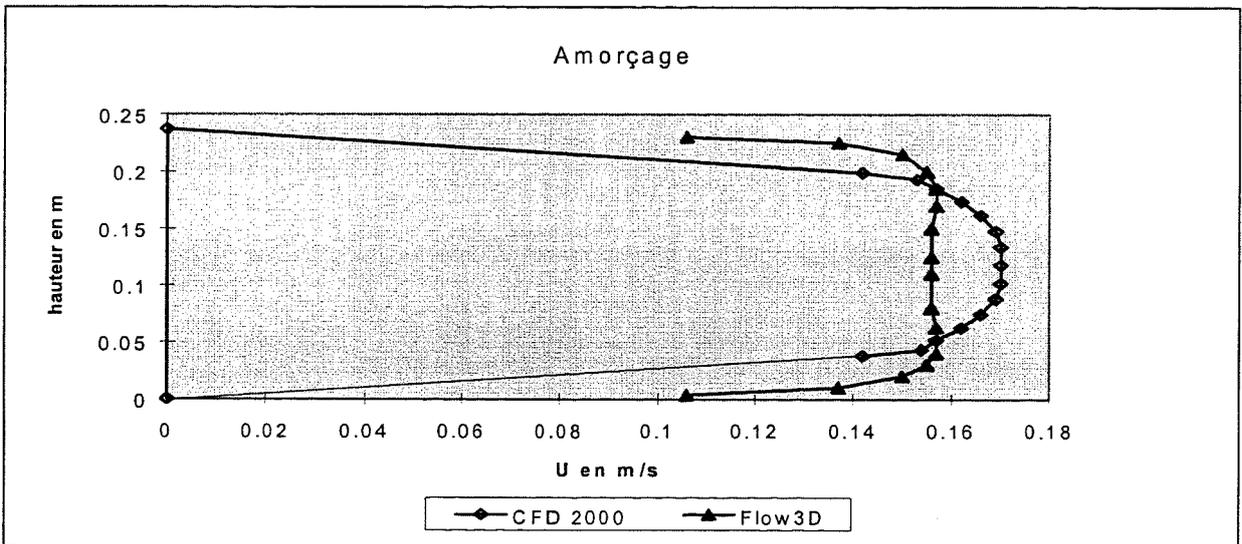
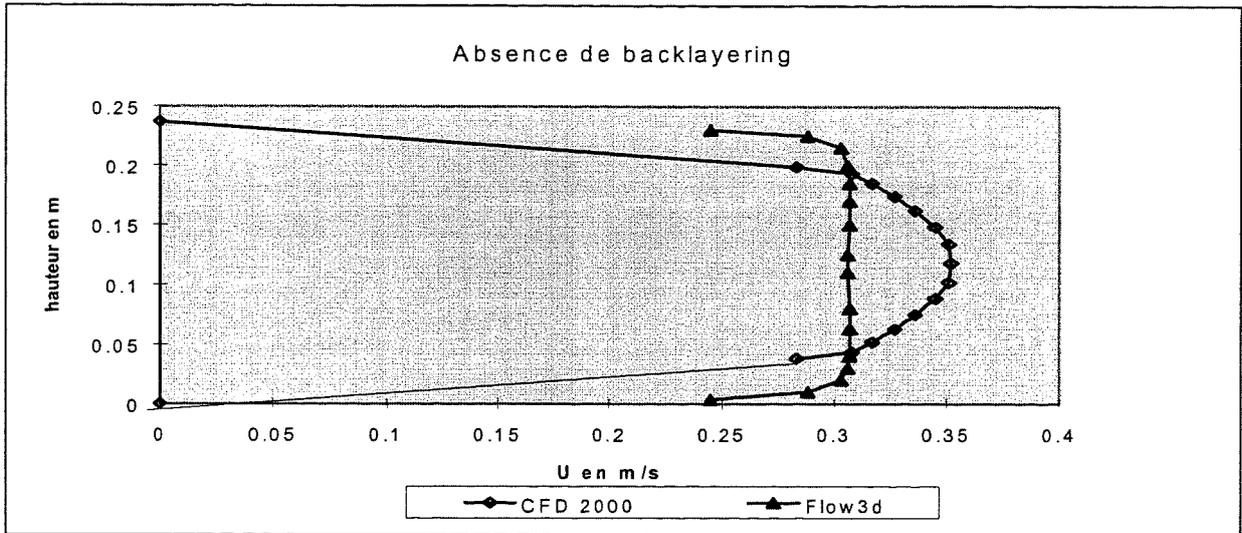
# **ANNEXES 1**

**Résultats des simulations effectuées par le code STORM<sup>(5)</sup> :**

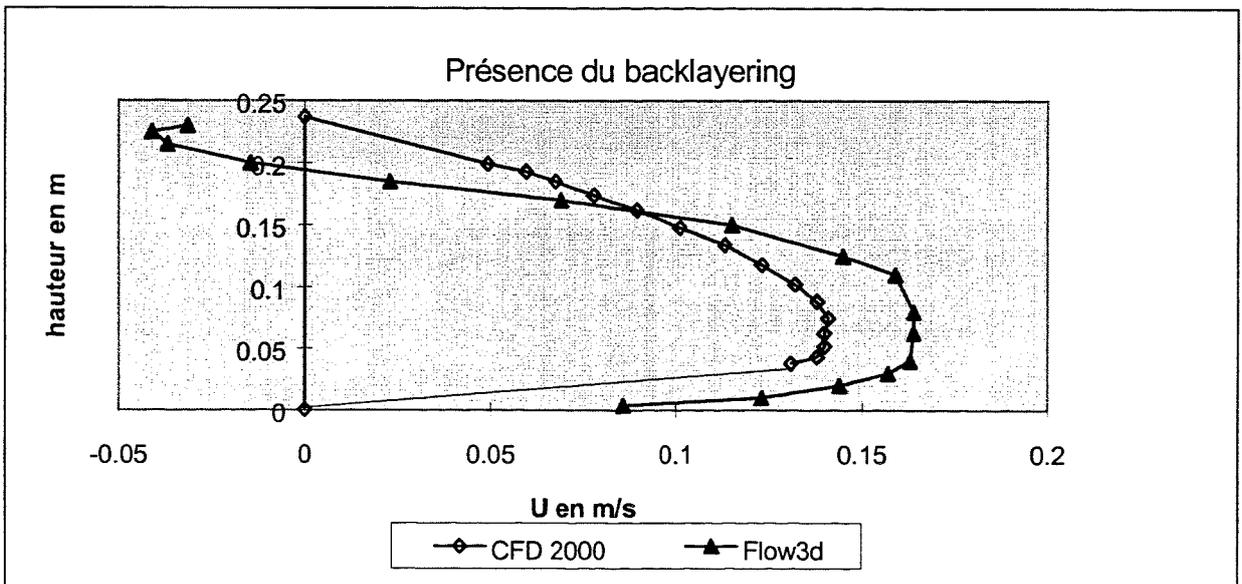
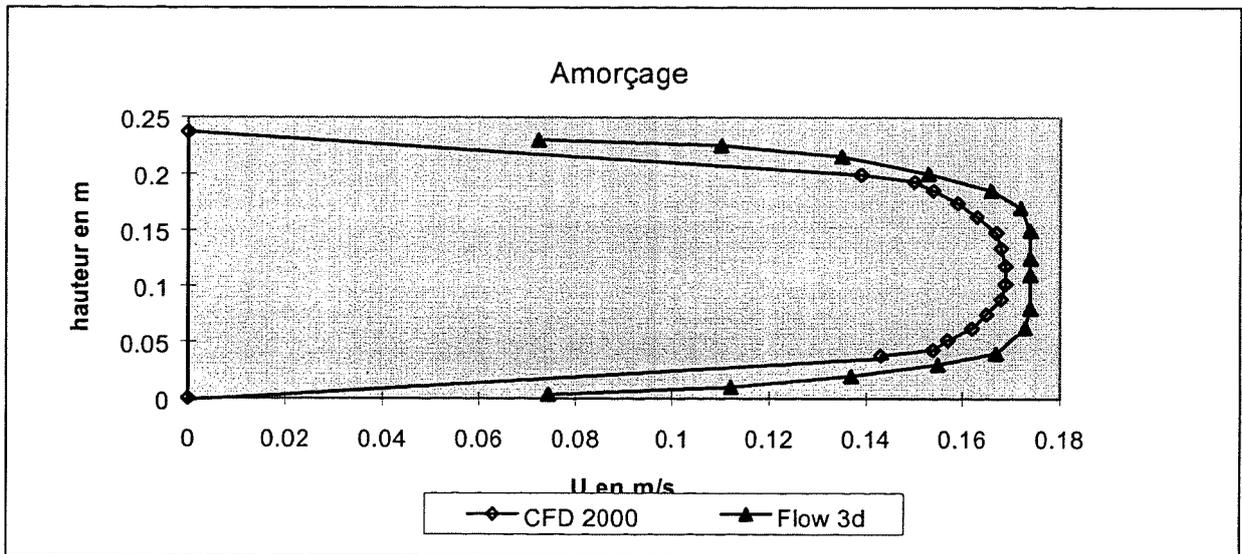
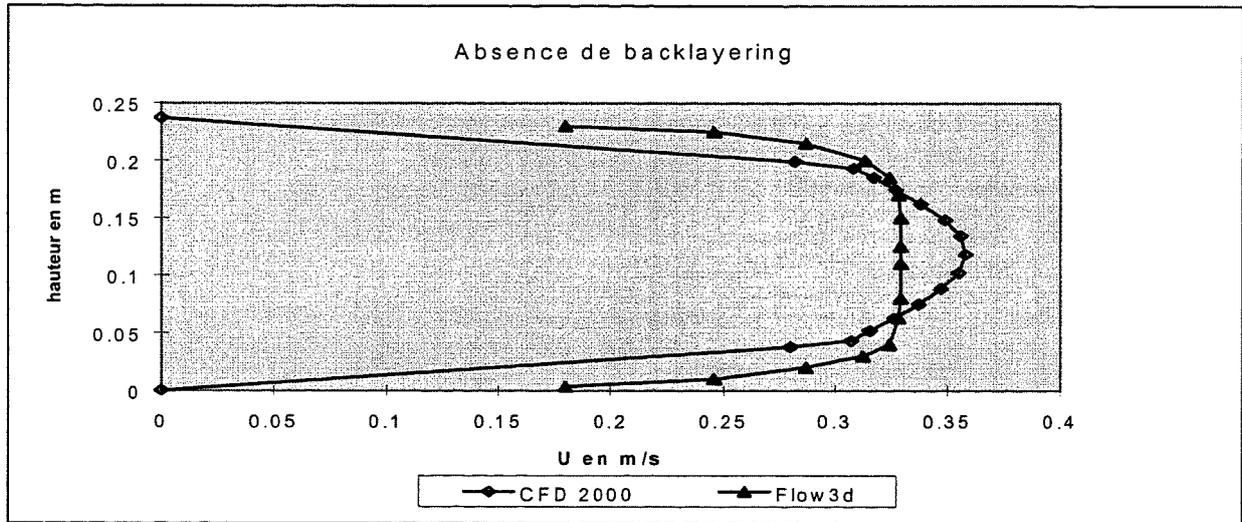


# ANNEXES 2

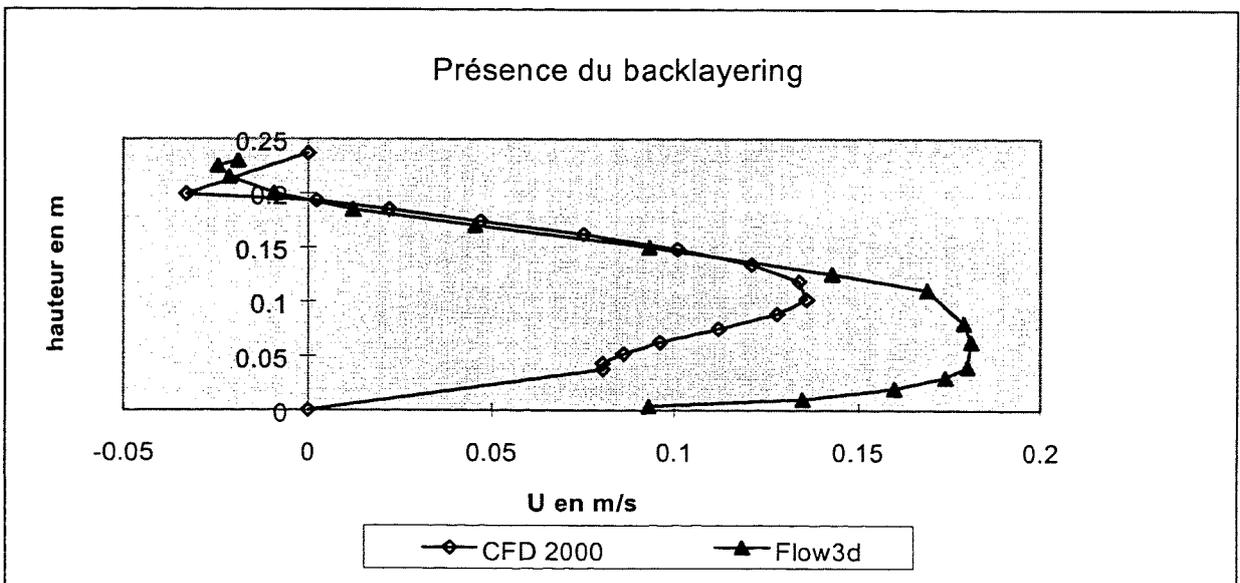
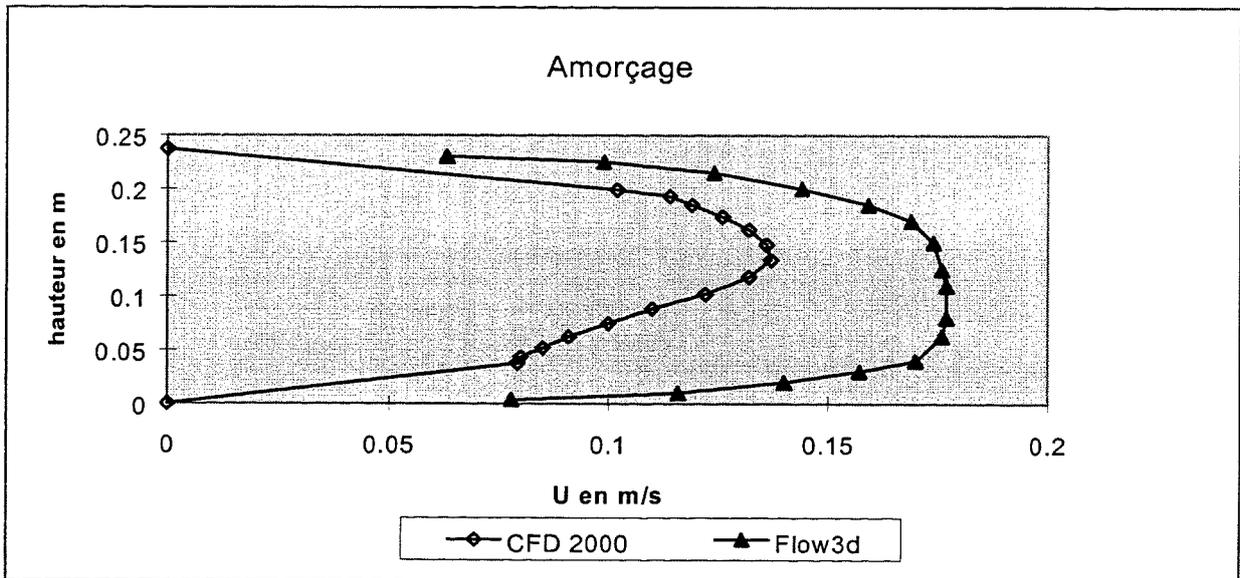
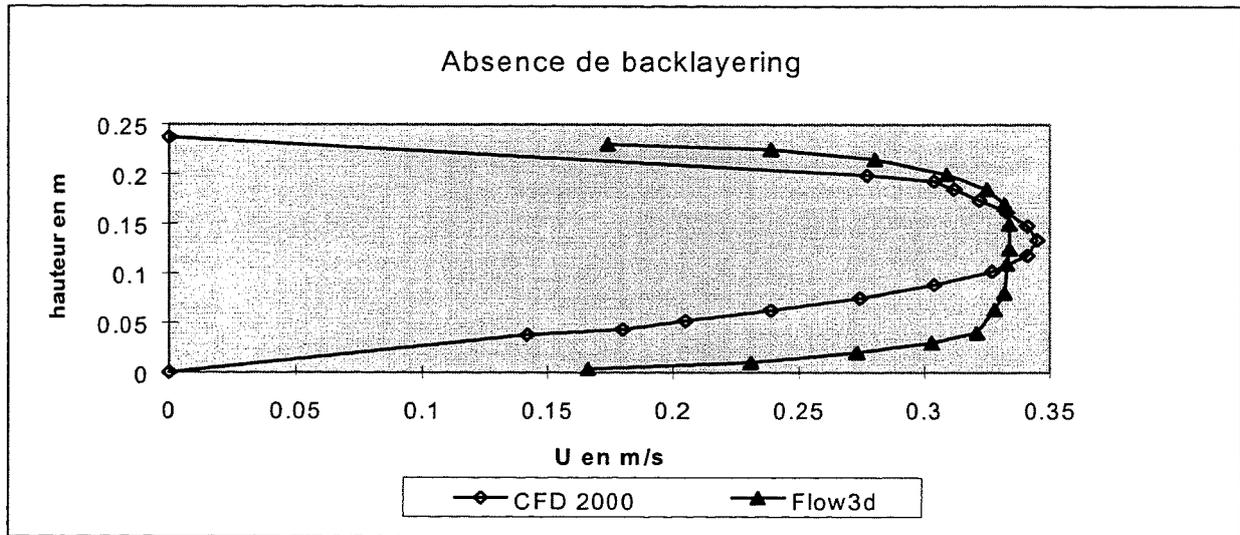
## PROFIL DE U EN X = 0.1 m:



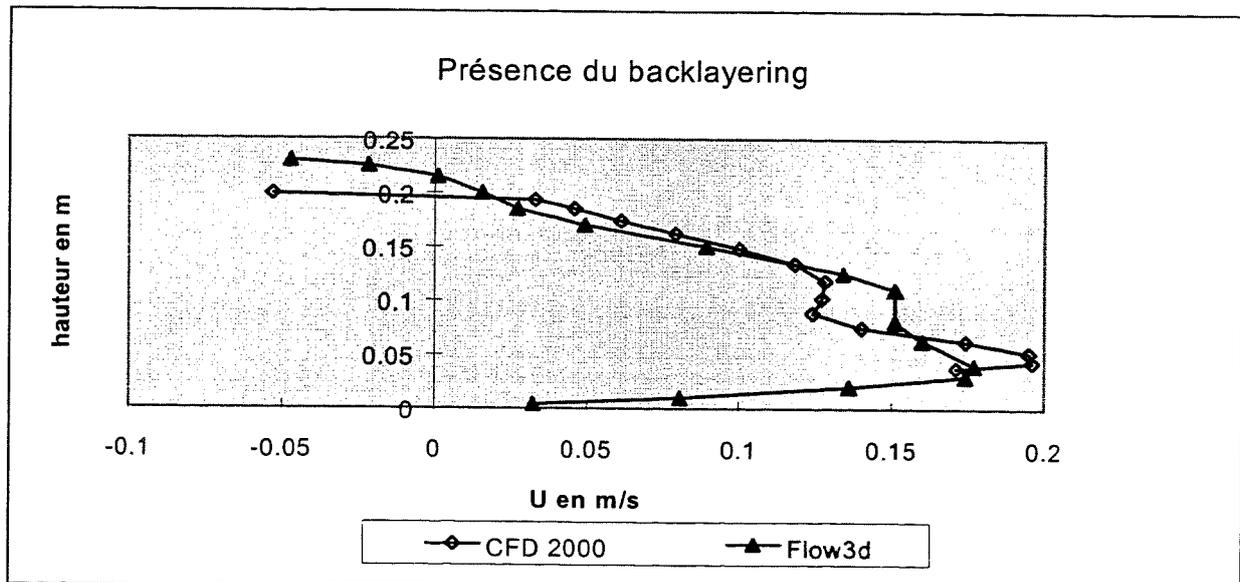
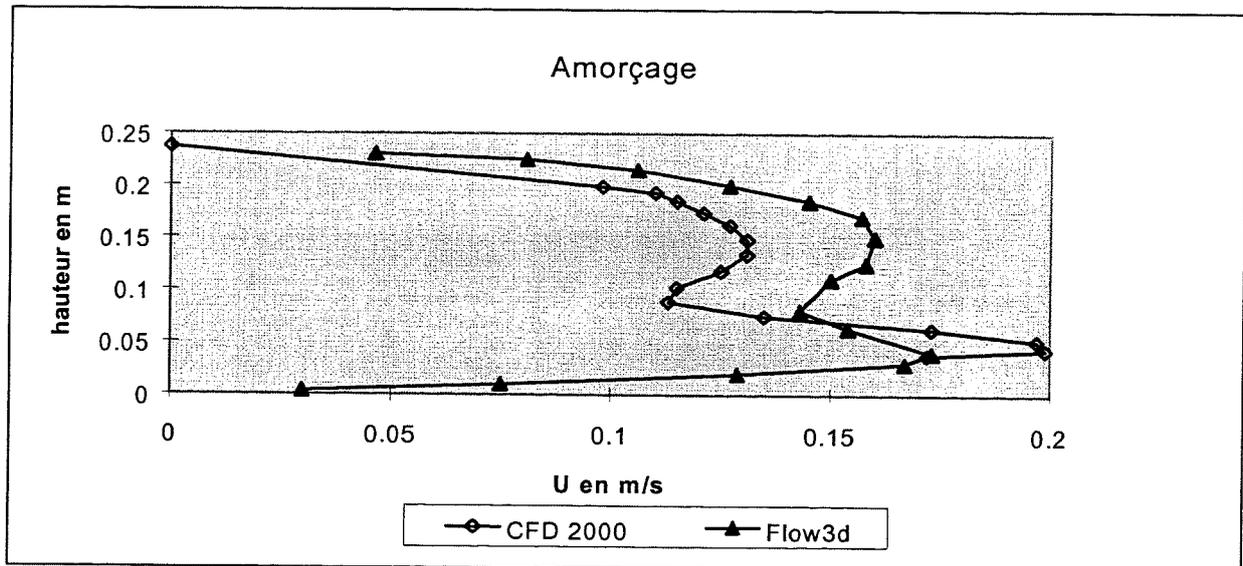
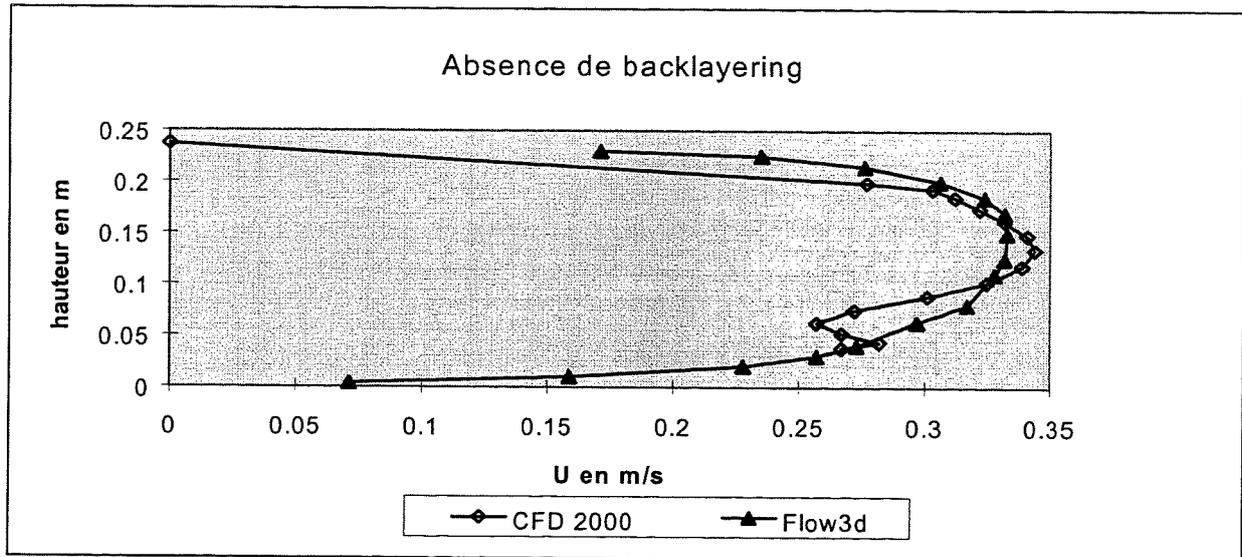
## PROFIL DE U EN X = 0.76 m:



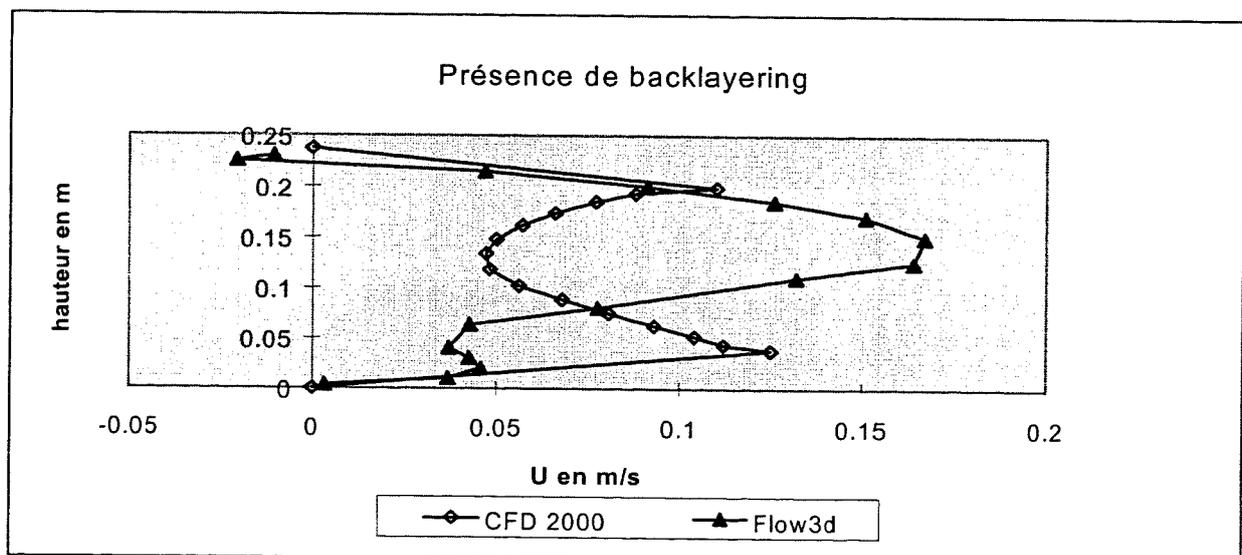
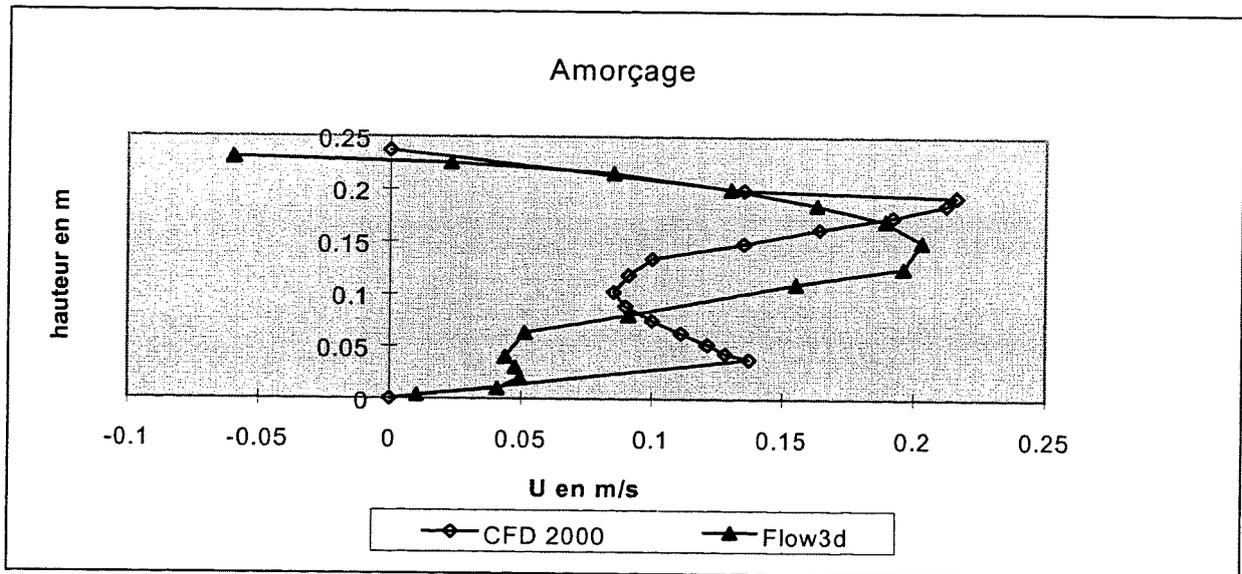
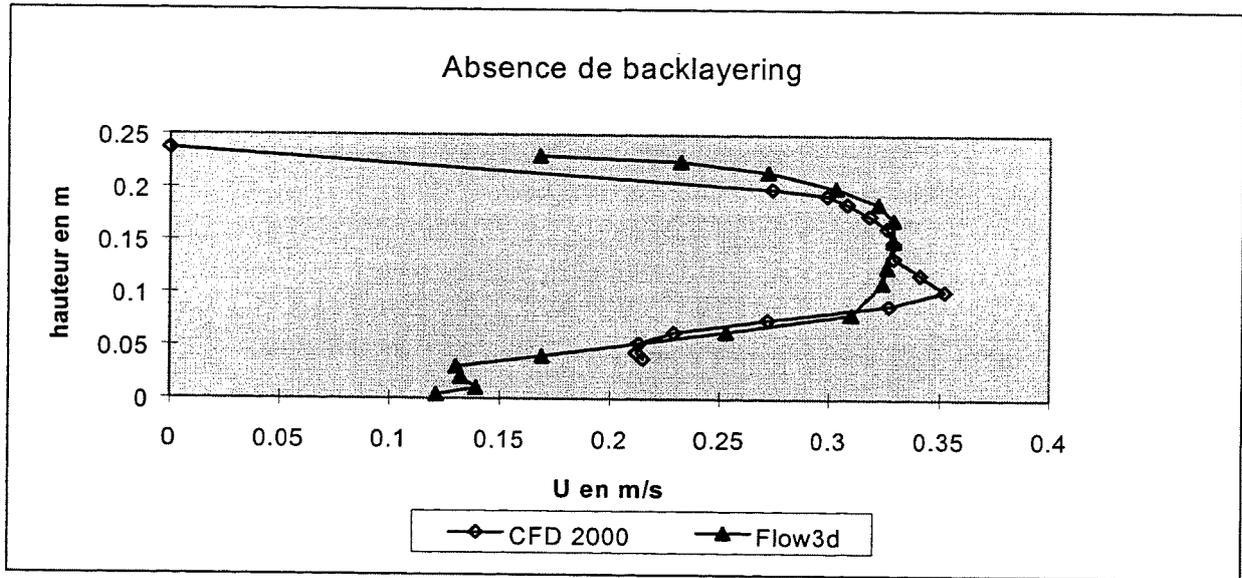
## PROFIL DE U EN X = 0.93 m:



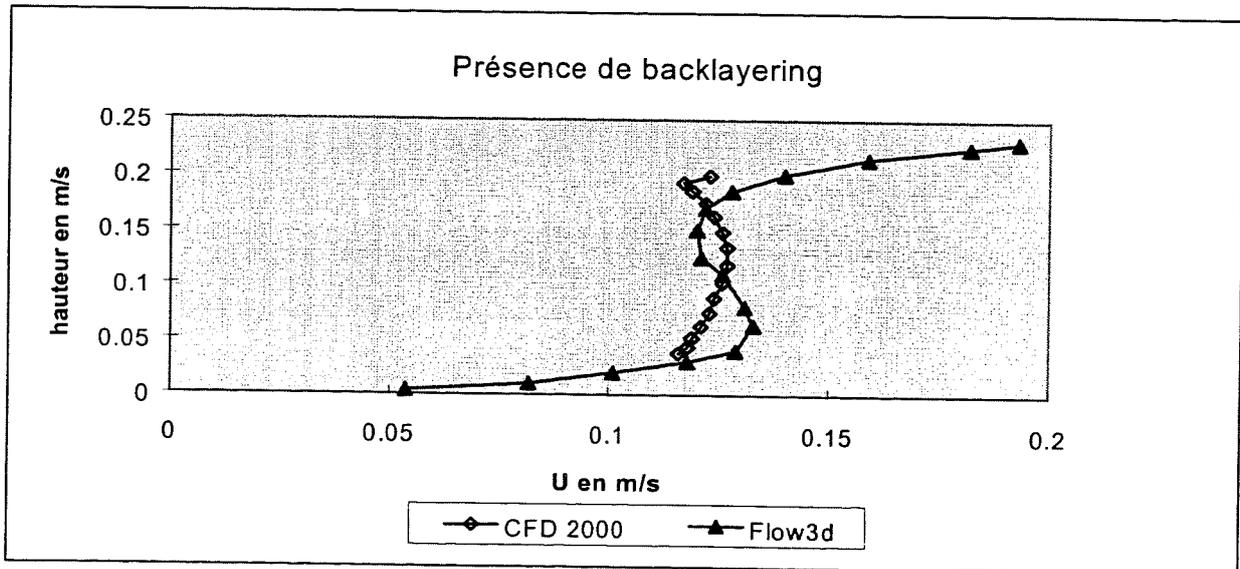
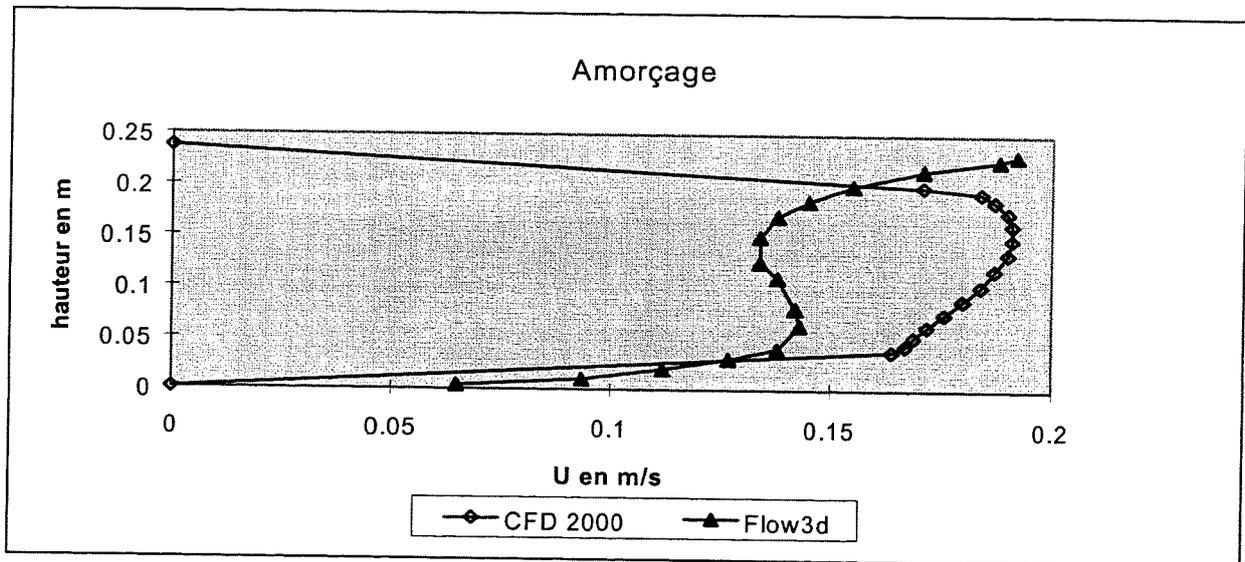
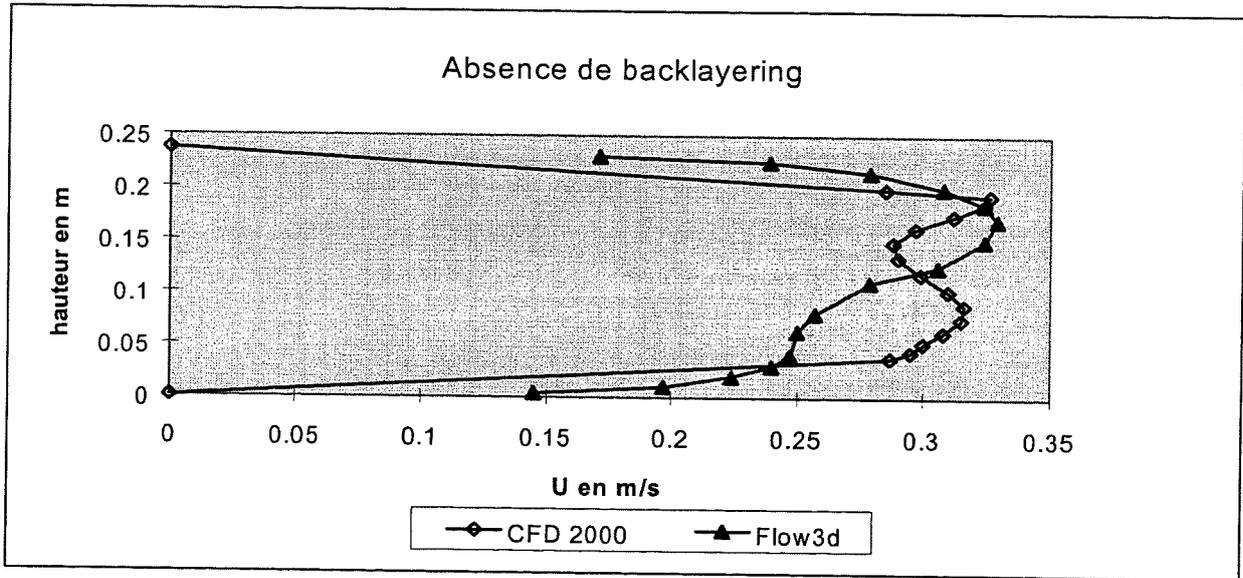
## PROFIL DE U EN X = 1.02 m:



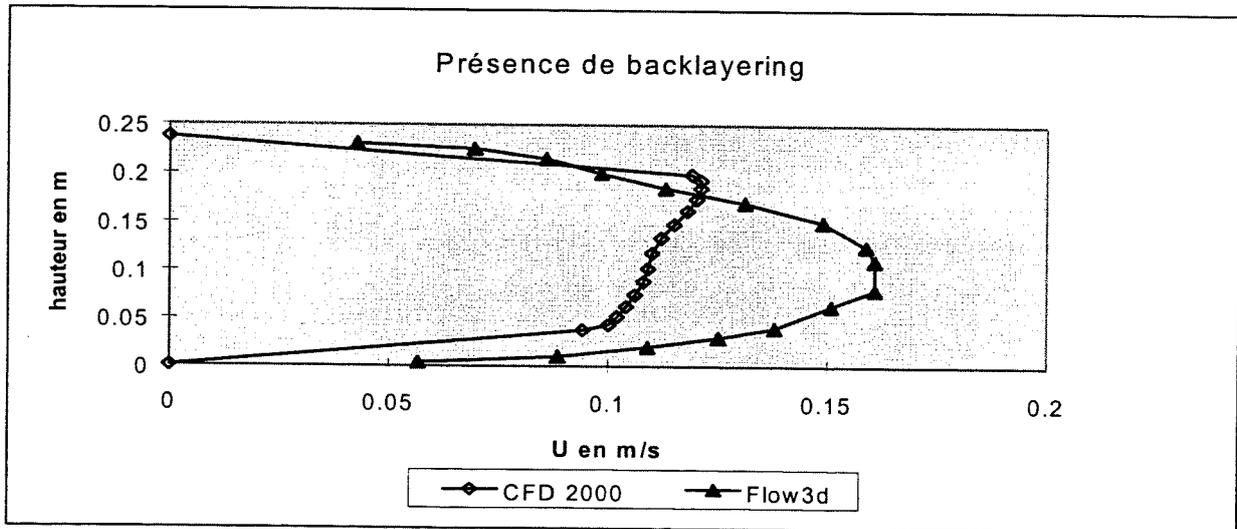
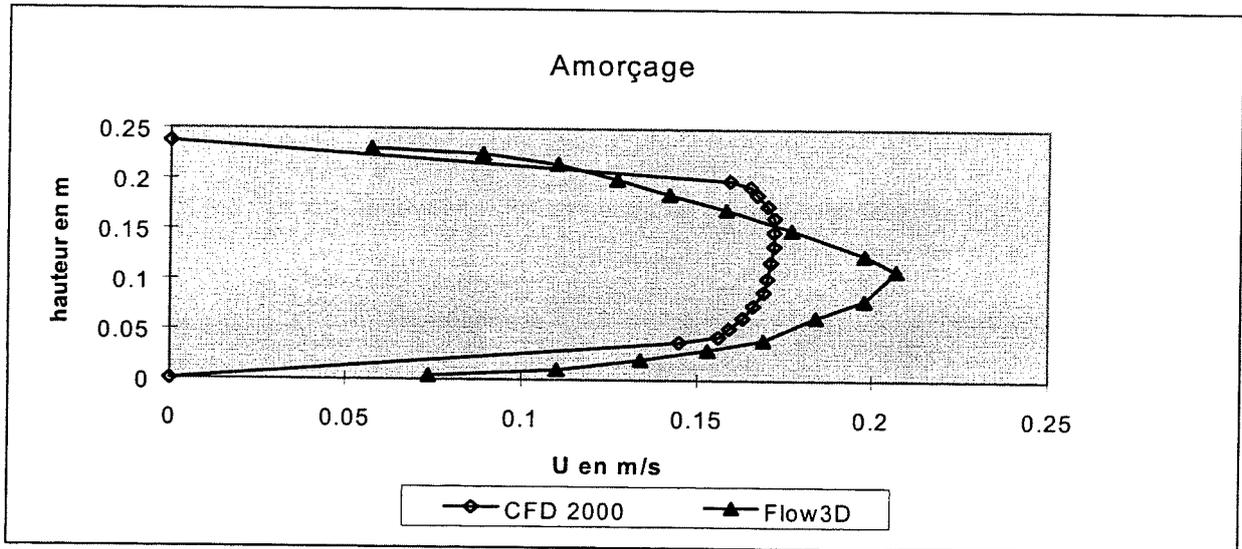
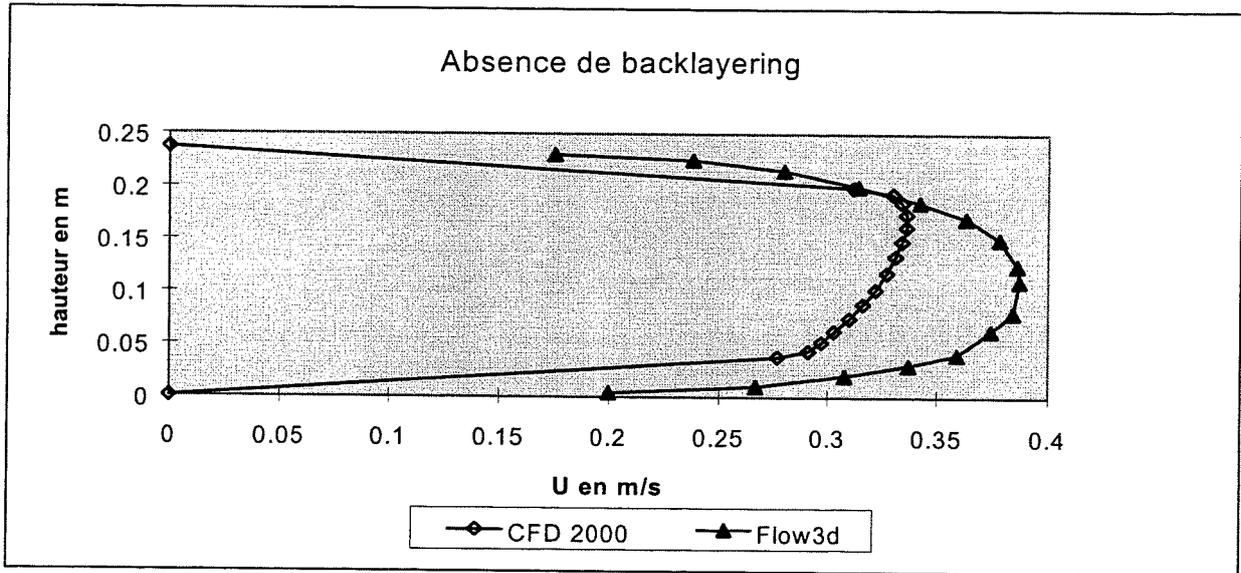
## PROFIL DE U EN X = 1.11 m:



## PROFIL DE U EN X = 1.32 m:



## PROFIL DE U EN X = 3.75 m:



Notes :

25, avenue François  
Mitterrand  
Case n° 1  
69674 Bron cedex  
Téléphone :  
04 72 14 34 00  
Télécopie :  
04 72 14 34 30  
E-mail : [cetu@  
equipement.gouv.fr](mailto:cetu@equipement.gouv.fr)

