

L'adhérence des jets d'air froid au plafond des locaux climatisés

Daniel Marchal*

Centre technique des industries aéronautiques et thermiques, 27-29, bd du 11-Novembre-1918,
 BP 6084, 69604 Villeurbanne cedex, France

(Reçu le 10 juillet 1998, accepté le 26 février 1999)

Abridged English version at the end of the text

Abstract — Adherence of cold air jets to the ceiling in air-conditioned rooms. A jet of cold air is denser than ambient air, but it adheres to the ceiling of the room into which it is blown. This is a paradoxical phenomenon and is not sufficiently known, both in terms of mechanism and quantitative effects. The first objective of this work is to try to provide a qualitative explanation, using an analysis based on certain hypotheses. These assumptions will then be validated by comparison with the results of numerical simulations obtained by using Navier-Stokes equations associated with a turbulence model. In this work, a parametric study was carried out by varying the most significant variables. The results show how the adherence length of the plane wall jet is related to these parameters. This dependence is given as a function of Froude and Reynolds numbers. This result was then extended to the case of the 3-dimensional air jet, thereby highlighting the influence of the rectangular opening aspect ratio. The study leads to some correlations that may have practical use in air conditioning. © 1999 Éditions scientifiques et médicales Elsevier SAS.

air jet / wall jet / anisothermic jet / Coanda effect / air conditioning / thermal comfort

Résumé — L'adhérence d'un jet froid, plus dense que l'air ambiant, au plafond le long duquel il est émis, est un phénomène paradoxal en apparence et mal connu, aussi bien quant à son mécanisme que, quantitativement, dans ses effets. On tente d'abord ici d'en donner une explication qualitative, à partir d'une analyse fondée sur certaines hypothèses. Ces hypothèses sont ensuite justifiées par leur confrontation à des résultats issus de la simulation numérique, obtenus au moyen de l'intégration des équations de Navier-Stokes, associées à un modèle de turbulence. À partir des résultats de simulations dans lesquelles on a fait varier de façon systématique les paramètres caractéristiques du problème, on montre ensuite comment la longueur d'adhérence d'un jet plan est liée à ces variables. Cette dépendance est donnée sous la forme d'une relation faisant intervenir deux nombres adimensionnels, qui expriment chacun les rapports des forces d'inertie, de pesanteur et de frottement pris deux à deux. Ce résultat est ensuite étendu au cas du jet tridimensionnel, mettant ainsi en évidence l'influence de la forme de l'orifice de soufflage. L'étude aboutit à des corrélations pouvant être utilisées dans la pratique du conditionnement d'air, sous réserve des hypothèses admises quant aux parois, supposées lisses et adiabatiques, et à l'absence de sources de chaleur proches. © 1999 Éditions scientifiques et médicales Elsevier SAS.

jet d'air / jet de paroi / jet anisotherme / effet Coanda / conditionnement d'air / confort thermique

Nomenclature

a	longueur de l'orifice de soufflage...	m	k_v, k_p, k_d	constantes sans dimension	
b	hauteur de l'orifice de soufflage....	m	l	longueur.....	m
c	longueur caractéristique.....	m	M	masse.....	kg
C_μ, C_1, C_2	constantes du modèle de turbulence		N	fonction du rapport a/b	
d	distance entre les deux plans limites du domaine.....	m	p	dépression.....	Pa
h	hauteur de la fente de soufflage au-dessus du plan d'adhérence.....	m	t	temps.....	s
f	force par unité de largeur du jet...	$N \cdot m^{-1}$	V	vitesse.....	$m \cdot s^{-1}$
g	accélération de la pesanteur.....	$m \cdot s^{-2}$	x	distance à l'orifice de soufflage.....	m
			β	coefficient de dilatation cubique du fluide.....	K^{-1}
			k	énergie cinétique turbulente.....	$m^2 \cdot s^{-2}$
			ε	dissipation turbulente.....	$m^2 \cdot s^{-3}$

* daniel.marchal @ cetiat.fr

$\Delta\theta$	différence de température	K
ρ	masse volumique du fluide	$\text{kg}\cdot\text{m}^{-3}$

Nombres adimensionnels

Fr	nombre de Froude
Re	nombre de Reynolds

Indices

0	relatif à l'orifice de soufflage
d	relatif au point de décollement
x	relatif à la distance x à l'orifice de soufflage

1. INTRODUCTION

L'adhérence spontanée d'un jet fluide à une paroi qui se trouve au voisinage de sa trajectoire est bien connue des praticiens de la ventilation et du conditionnement d'air, qui l'utilisent largement. Il faut à ce propos distinguer deux phénomènes distincts : d'une part, ce que l'on appelle «l'effet Coanda», dont la conséquence est la déviation vers une paroi d'un jet émis dans son voisinage ; d'autre part, le maintien de l'écoulement contre cette paroi, malgré l'existence de forces de nature à modifier sa direction, telles les forces de gravité, si la masse volumique du fluide en mouvement est différente de celle de l'atmosphère environnante.

Au premier de ces processus, la mécanique des fluides visqueux donne une explication simple : l'existence d'une zone de recirculation due aux forces de frottement, comme celle représentée sur la *figure 1*, où règne une dépression qui est fonction de la vitesse, provoque une courbure des lignes de courant et leur déviation vers la paroi. C'est pour une raison semblable que deux jets parallèles, émis l'un près de l'autre, s'attirent mutuellement pour former un jet unique à partir d'une certaine distance de leur origine.

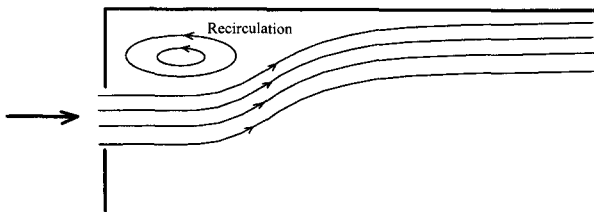


Figure 1. Effet Coanda.
Figure 1. Coanda effect.

La raison du maintien de l'écoulement le long de la paroi, malgré l'effet de forces tendant à le dévier, est moins claire. Son intérêt pratique est cependant indéniable : c'est à cette propriété que fait couramment appel la technique de la climatisation pour faire franchir à de l'air refroidi, plus dense que l'ambiance et ayant

de ce fait tendance à tomber, la distance qui sépare son point d'émission de celui où il doit être distribué dans le local à traiter. La propriété du jet de rester collé au plafond du local, au moins sur une certaine distance, fournit ainsi un procédé de transport commode et joue un rôle essentiel dans le confort thermique des locaux climatisés, comme l'a montré par exemple Meslem [1] dans le cas d'un ventilateur placé en allège.

C'est pourquoi il est important de maîtriser cet effet, ce qui revient à savoir sur quelle distance la paroi peut «porter» un jet plus dense que l'air ambiant, en fonction des différentes données du problème. Ce phénomène a fait l'objet de quelques études expérimentales au cours des trois dernières décennies. Elles concernent principalement les jets plans comme celles de Rodhal [2], Kirkpatrick et al. [3], Grititlyn et al. [4] et Sandberg et al. [5], pour ne citer que celles tendant à fournir des résultats ayant une portée générale. Nielsen [6, 7] a publié des résultats relatifs à des jets tridimensionnels. Ces travaux ont en commun une présentation quantitative des résultats sous la forme d'une relation entre la distance de décollement x_d du jet, réduite en la rapportant à une longueur caractéristique unique c , liée aux dimensions de l'orifice de soufflage, et le rapport entre les forces d'inertie et de pesanteur, qui peut s'exprimer au moyen du nombre de Froude :

$$Fr_c = \frac{V}{\sqrt{cg\beta\Delta\theta}} \quad (1)$$

Suivant un usage récent, de nombreux auteurs préfèrent utiliser pour ces corrélations l'inverse du carré du nombre de Froude, dit alors nombre d'Archimède ; cette formulation est physiquement équivalente, mais historiquement anachronique, car la formalisation rigoureuse des concepts de masse et d'inertie ne date que de Newton [8], soit 19 siècles après Archimède, mort en 212 av. J.C. Quoiqu'il en soit, ces tentatives de généralisation sous forme de corrélations du type :

$$\frac{x_d}{c} = f(Fr_c) \quad (2)$$

ne vont pas sans difficulté. On peut par exemple constater que les relations empiriques issues des références [2] à [4], appliquées à des données identiques, peuvent aboutir à des distances de décollement très différentes. Sandberg remarque que cette représentation simple est probablement insuffisante et propose pour la fonction f des formes variables avec les conditions opératoires. Le décollement du jet tridimensionnel semble n'avoir été étudié que par Nielsen, qui propose une corrélation dans laquelle l'orifice de soufflage n'intervient que par l'aire de sa section, de sorte qu'elle n'est pas cohérente avec celle du jet plan, considéré comme la limite du jet tridimensionnel rectangulaire lorsqu'une de ses dimensions croît indéfiniment. On remarque de façon générale que, dans ce domaine, la présentation sous forme adimensionnelle de résultats obtenus sur des cas particuliers est propre à entraîner, lorsqu'ils sont pris hors de leur contexte, des généralisations hâtives, aboutissant à des conclusions erronées.

Ce manque de résultats suffisamment sûrs pour des applications pratiques tient en grande partie à la difficulté d'étudier un phénomène aussi sensible aux perturbations par la seule voie expérimentale. Cette difficulté est de deux ordres : d'une part, la réalisation d'une expérience suffisamment «pure», où sont parfaitement maîtrisées les conditions aux limites (soufflage du jet, état de surface de la paroi et conditions thermiques sur celle-ci, position et nature des bornes du domaine étudié) est délicate ; d'autre part, cette expérience implique des mesures à très basse vitesse, à la limite de la sensibilité des appareils, et dans des écoulements turbulents où les fluctuations peuvent être du même ordre de grandeur que la valeur moyenne de la grandeur à laquelle on s'intéresse.

C'est pourquoi la méthode choisie ici est différente : elle s'appuie sur la simulation numérique du phénomène, par le moyen décrit au paragraphe suivant. Outre le fait qu'il lève les difficultés énumérées précédemment, ce procédé fournit les valeurs numériques de l'ensemble des variables du problème, avantage qui s'avère précieux pour l'analyse et la compréhension des mécanismes.

La *figure 2* montre ainsi un exemple de l'adhérence au plafond d'un jet froid issu d'un orifice rectangulaire, telle que la simulation numérique permet de la visualiser ; les contours fictifs du jet y sont figurés par une surface où la vitesse est constante.

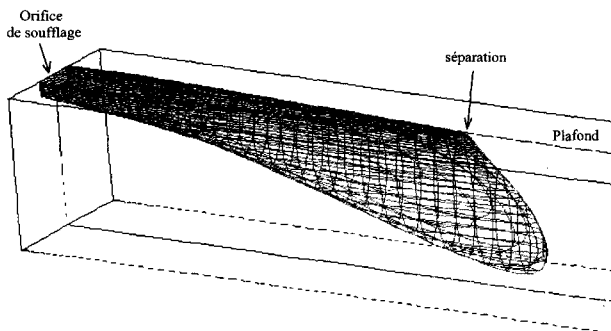


Figure 2. Adhérence d'un jet tridimensionnel.
Figure 2. Adherence of a tridimensional jet.

Après la présentation de la méthode numérique et une évaluation de la précision que l'on peut en attendre, on propose une analyse décrivant les mécanismes d'adhérence et de décollement du jet plan. Les hypothèses formulées dans cette analyse nécessitent des recoupements qui sont effectués ensuite au moyen des résultats détaillés de la simulation numérique. Une formulation générale des propriétés d'adhérence du jet plan est ensuite déduite de l'ensemble des résultats, en faisant partiellement appel à l'empirisme. Cette formulation est enfin étendue aux jets tridimensionnels.

2. MÉTHODE NUMÉRIQUE ET CONFRONTATION À L'EXPÉRIENCE

La méthode numérique employée est la résolution des équations de Navier-Stokes par la technique classique des volumes finis. La turbulence est prise en compte par un modèle à deux équations, et les effets thermiques par la résolution de l'enthalpie, l'air étant considéré comme un gaz parfait. Le calcul tient compte de l'effet des forces de gravité. La pratique des calculs est assurée par un code industriel d'un usage actuellement très répandu [9].

Les conditions aux limites sont les suivantes :

- pour l'orifice de soufflage du jet : vitesse et température uniformes, niveau de turbulence correspondant à un écoulement établi dans un conduit de même section droite que l'orifice ;
- hormis deux parois, le mur vertical dans lequel est aménagé l'orifice de soufflage et le plafond (*figure 2*) sont toutes deux considérées comme parfaitement lisses et adiabatiques ; le domaine est supposé illimité ;
- pour borner le domaine de calcul, on a recours à des frontières fictives où la température est prise égale à l'ambiante, et la pression uniforme (pression statique lorsque le fluide sort, pression totale là où il entre) ; ces frontières, situées suffisamment loin des phénomènes observés pour ne pas en altérer les effets, simulent un espace réel de grandes dimensions, exempt de sources de chaleur et d'écoulement autres que celles propres au jet.

D'une manière générale, toutes les simulations faisant l'objet de cette étude ont été pratiquées dans les conditions suivantes :

- turbulence prise en compte au moyen du modèle $k-\varepsilon$ proposé par Jones et Launder [10], avec pour constantes caractéristiques les valeurs suivantes :
 $C_\mu = 0,09$, $C_1 = 1,44$ et $C_2 = 1,92$
- nombre de Prandtl turbulent égal à l'unité ;
- loi de paroi logarithmique standard ;
- conditions initiales pour les valeurs de k et ε correspondant à une intensité de turbulence égale à 10 % à l'orifice de soufflage, et à 1 % aux bornes fictives du domaine.

Afin d'apprécier la précision que l'on peut attendre des résultats de cette méthode, appliquée à l'étude de ce genre de phénomène, on l'a utilisée pour simuler l'expérience de Sanberg et al. [5], et on a comparé les résultats publiés à ceux du calcul. Dans cette expérience, schématisée sur la *figure 3*, un flux d'air à une température supérieure à l'ambiante est soufflé horizontalement à une vitesse uniforme par une fente de largeur b , aménagée dans une paroi verticale, et située à une distance verticale h d'une paroi plane horizontale. Le domaine étudié n'est pas illimité dans le sens horizontal, mais borné par deux plans parallèles verticaux situés à la distance d l'un de l'autre. Dans le montage expérimental, $b = 0,02$ m, $d = 0,2$ m et h varie, selon les cas, de 0 à 0,25 m.

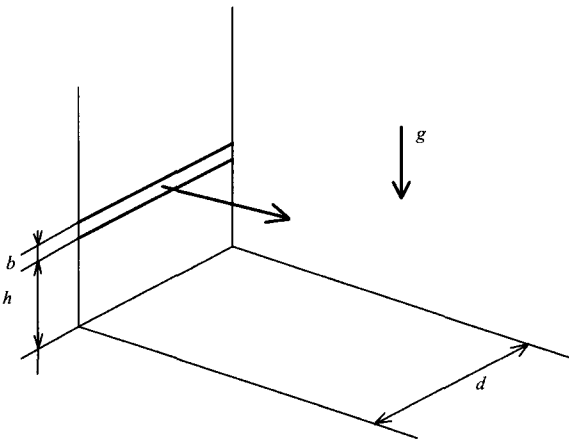


Figure 3. Expérience de Sandberg et al. [5].

Figure 3. Sandberg and al. [5] test.

La référence [5] concerne deux types de résultats :
 – en écoulement isotherme, la longueur de la zone de recirculation, caractérisée comme la distance à laquelle la pression statique sur la paroi horizontale est maximale, et cela pour différentes valeurs de la vitesse de soufflage et de la distance h ;
 – avec un air soufflé à 30 K au-dessus de la température ambiante et une hauteur h nulle, la distance de l'orifice à laquelle le jet décolle de la paroi horizontale pour s'élever sous l'effet de la pesanteur.

Les calculs relatifs à la recirculation ont été effectués dans un domaine tridimensionnel de longueur 4 m, de hauteur 1 m et de profondeur 0,1 m (compte tenu de la symétrie), les nombres de cellules respectifs étant de 50, 30 et 10. La vitesse de soufflage était de $5 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ et la distance h variable de 0,05 à 0,25 m.

Sur la figure 4, on constate que la simulation conduit à une estimation convenable de la variation de la longueur de recirculation ; la sous-estimation d'environ 15 % de cette longueur peut être attribuée à la tendance du modèle $k-\varepsilon$ à surestimer l'entraînement dans le cas d'écoulements faiblement turbulents, ce qui est le cas ici.

Le décollement dans les conditions de l'expérience a été simulé pour des vitesses de soufflage allant de $0,85$ à $1,5 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$.

La figure 5 met en évidence une similitude des variations mesurées et calculées de la longueur d'adhérence, en fonction du nombre de Froude au soufflage, et une différence systématique d'environ 10 % au profit de la simulation. Il faut toutefois noter que le point de décollement est difficile à localiser de façon précise : dans la simulation, on a conventionnellement considéré celui où la vitesse à la paroi change de sens. Expérimentalement, les auteurs l'ont repéré avec de la fumée, et admettent une incertitude de 0,05 m sur sa position ; de plus, la paroi n'est probablement pas adiabatique dans l'expérience.

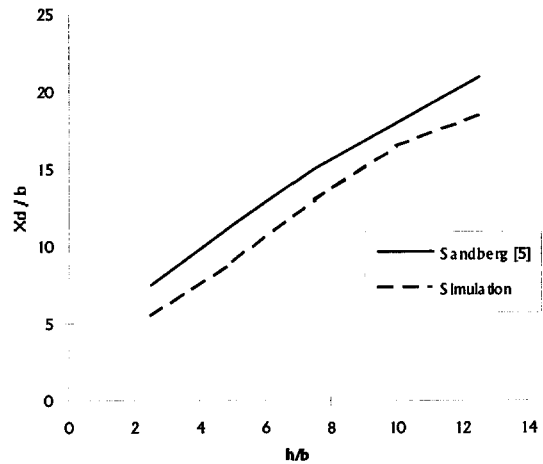


Figure 4. Comparaison relative à la longueur de recirculation.

Figure 4. Comparison for recirculation length.

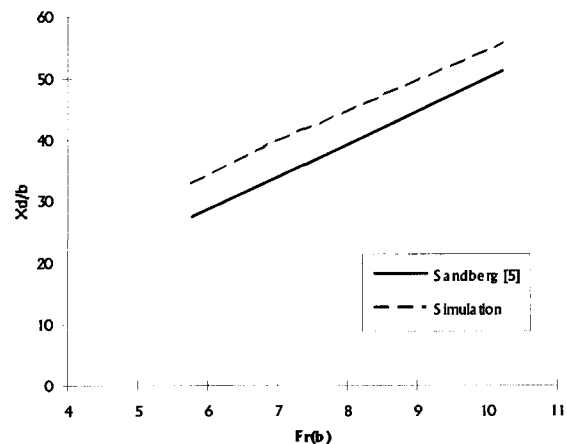


Figure 5. Comparaison relative à la distance de décollement.

Figure 5. Comparison for separation distance.

On peut néanmoins considérer que le code est apte à estimer la longueur d'adhérence du jet, avec une incertitude pouvant atteindre 10 % par excès.

3. ANALYSE DU PHÉNOMÈNE DE DÉCOLLEMENT POUR UN JET PLAN

La figure 6 représente la configuration géométrique générale d'un jet d'air émis par un orifice rectangulaire aménagé dans une paroi verticale (le mur) le long d'une paroi horizontale (le plafond). À l'exception de ces deux parois, supposées lisses et adiabatiques, le domaine est considéré comme illimité.

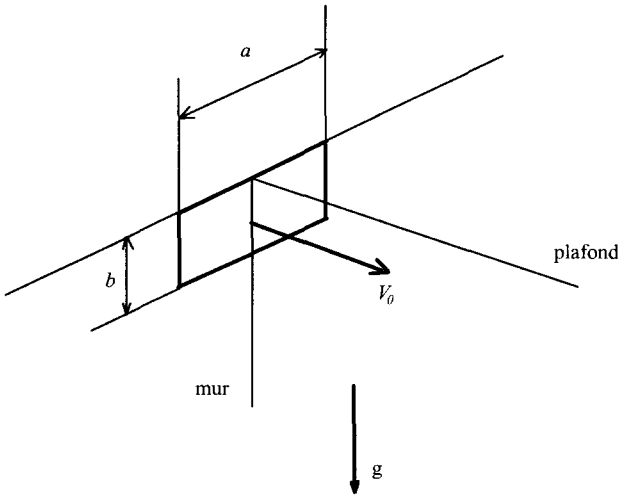


Figure 6. Configuration générale.
Figure 6. General configuration.

On examine d'abord le cas particulier plus simple où la longueur a de l'orifice de soufflage peut être supposée infiniment grande par rapport à sa hauteur b ; aux effets de bord près, il correspond en pratique au cas d'un local ventilé au moyen d'un diffuseur occupant toute sa largeur.

On présente dans ce paragraphe une analyse du phénomène de décollement du jet plus froid, et donc plus dense que l'air ambiant, dans laquelle on admet plusieurs hypothèses simplificatrices. Ces hypothèses sont ensuite examinées de manière critique dans le paragraphe suivant, à l'aide des résultats numériques détaillés. Cette analyse est fondée sur l'évolution, en fonction de la distance x à l'orifice de soufflage, de la dépression p_x qui règne le long du plafond et maintient le jet en adhérence. Cette dépression est définie comme la différence entre la pression qui régnerait au point considéré si le fluide était partout immobile et à la température de l'ambiance, et celle obtenue en présence de l'écoulement froid. On détermine d'abord la valeur que devrait avoir cette dépression pour assurer l'adhérence du jet au plafond, puis la valeur qui résulte de l'écoulement. Ces deux grandeurs variant en sens inverse avec la distance au point de soufflage, on met ainsi en évidence la nécessité du décollement du jet, en un point où la première dépression devient supérieure à la seconde.

L'écoulement d'air froid, plus dense que l'air ambiant, aurait naturellement tendance à tomber. Son maintien le long du plafond, au moins sur une certaine longueur, nécessite l'existence d'une certaine dépression, qui peut être évaluée. Considérons pour cela la quantité de fluide de masse dM , émise par unité de longueur de la fente de soufflage pendant le temps dt :

$$dM = b \rho_0 V_0 dt \quad (3)$$

où ρ_0 et V_0 désignent respectivement la masse volumique et la vitesse au soufflage. À proximité de l'orifice, cette masse dM occupe la longueur dl_0 (figure 7), proportionnelle à la vitesse de soufflage :

$$dl_0 = V_0 dt \quad (4)$$

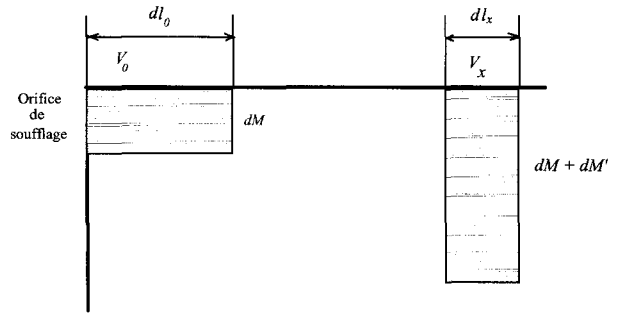


Figure 7. Schématisation de l'écoulement du jet plan anisotherme.
Figure 7. Schematic view of the non-isothermal plane jet flow.

La force de pesanteur df_0 , dirigée vers le bas, qui s'exerce sur cette masse est la résultante de son poids et de la poussée d'Archimède, soit :

$$df_0 = \left(1 - \frac{\rho}{\rho_0}\right) g dM \quad (5)$$

où ρ et g désignent respectivement la masse volumique du fluide ambiant et l'accélération de la pesanteur. Il en résulte au plafond une dépression p_0 par rapport à l'atmosphère qui, compte tenu de (3), s'exprime par :

$$p_0 = \frac{df_0}{dl_0} = \left(1 - \frac{\rho}{\rho_0}\right) \frac{g}{V_0} \frac{dM}{dt} = (\rho_0 - \rho) g b \quad (6)$$

Si l'on se place maintenant à la distance x de l'orifice de soufflage, la diffusion du jet depuis son point d'émission a eu deux effets :

- d'une part, une décroissance de la vitesse locale V_x , due à la diffusion du jet, que l'on supposera en première approximation uniforme pour l'ensemble de la masse dM considérée ;
- d'autre part, l'association à cette masse d'une autre masse dM' de fluide ambiant, qui s'est mélangée à la première, l'enthalpie étant globalement conservée, puisque le plafond est supposé adiabatique.

Il en résulte que la force de gravité pour l'ensemble des masses dM et dM' , résultante de leur poids $g (dM + dM')$ et de la poussée d'Archimède $-g \left(\frac{\rho}{\rho_0} dM + dM'\right)$ demeure inchangée par rapport à l'expression (5) :

$$df_x = df_0 = \left(1 - \frac{\rho}{\rho_0}\right) g dM \quad (7)$$

En admettant qu'en première approximation, les quantités dM et dM' sont localisées entre des plans verticaux, comme le schématise la *figure 3*, la longueur occupée par ces masses dans la direction x est proportionnelle à la vitesse locale V_x :

$$dl_x = V_x dt \quad (8)$$

La dépression au plafond due au poids du fluide plus dense que l'ambiance peut alors, de la même manière que précédemment, s'exprimer en fonction de la distance x à l'orifice par :

$$p_x = \frac{df_x}{dl_x} = (\rho_0 - \rho) g b \frac{V_0}{V_x} \quad (9)$$

La variation de la vitesse V_x en fonction de l'éloignement du point de soufflage peut être estimée à partir des données théoriques et expérimentales connues sur l'évolution de la vitesse dans les jets de paroi, par exemple au moyen de l'expression citée par Awbi [11], applicable pour des valeurs de x largement supérieures à b :

$$V_x = k_v V_0 \sqrt{\frac{b}{x}} \quad (10)$$

dans laquelle k_v est une constante de proportionnalité. Il en résulte une expression de la dépression nécessaire à l'adhérence du jet froid au plafond en fonction de la distance :

$$p_x = \frac{g}{k_v} (\rho_0 - \rho) \sqrt{b x} \quad (11)$$

La cause de cette dépression est plus difficile à mettre en évidence par un raisonnement simple. On admettra l'hypothèse, à confirmer au paragraphe suivant, qu'elle peut être considérée comme proportionnelle à la pression dynamique locale de l'écoulement. Lorsque la distance x augmente, cette dépression diminue alors en valeur absolue comme le carré de la vitesse, tandis que celle qui est nécessaire au maintien du jet au plafond augmente, comme le montre la relation (11). Le décollement se produit à la distance x_d , où ces deux dépressions s'égalent.

En faisant une dernière hypothèse quant à la pression dynamique de l'écoulement, que l'on suppose proportionnelle à celle correspondant au maximum de vitesse locale, soit $\frac{1}{2} \rho V_x^2$, V_x étant donnée par la relation (10), la valeur de la distance x_d de décollement peut alors être tirée de l'égalité :

$$k_p \frac{1}{2} \rho k_v^2 V_0^2 \frac{b}{x_d} = \frac{g}{k_v} (\rho_0 - \rho) \sqrt{b x_d} \quad (12)$$

où k_p désigne une nouvelle constante de proportionnalité. Si l'on introduit le nombre de Froude, défini par (1), en remarquant que $\frac{\rho_0 - \rho}{\rho} = \beta \Delta \theta$, et si l'on pose

$k_d = 2^{-\frac{2}{3}} k_p k_v^2$, (12) devient :

$$\frac{x_d}{b} = k_d Fr_b^{\frac{4}{3}} \quad (13)$$

Cette analyse repose sur deux hypothèses, largement simplificatrices : d'une part, quant à la forme de l'écoulement à la distance x du point de soufflage, telle que l'on puisse supposer que la quantité d'air émise initialement se déplace à une vitesse V_x , fonction de la seule variable x , en restant comprise entre des plans verticaux ; d'autre part, sur l'existence d'une dépression statique proportionnelle à la pression dynamique locale. L'examen des résultats des simulations, au § 4, permet de juger de leur légitimité. On montrera ensuite au § 5 comment ce résultat doit être complété pour tenir compte des forces de frottement.

4. CONFRONTATION DE L'ANALYSE AUX RÉSULTATS NUMÉRIQUES

Les résultats des simulations numériques sont utilisés ici à la manière de résultats expérimentaux. Ils se rapportent à un ensemble de configurations dont les caractéristiques sont rassemblées dans le *tableau I*, pour lesquelles on a systématiquement fait varier les paramètres du soufflage : la hauteur b de l'orifice, la vitesse V_0 et la différence de température avec l'ambiance $\Delta \theta_0$.

Dans la pratique industrielle du conditionnement d'air, les largeurs de fente des diffuseurs linéaires dépassent rarement 0,05 m et les vitesses de soufflage $3 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$. Cet intervalle de variation, qui correspond à des plages de 6 à 40 et de 1 000 à 6 000, respectivement pour les nombres de Froude et de Reynolds au soufflage, a été choisi pour l'étude paramétrique commentée dans

TABLEAU I / TABLE I
Configurations de jets plans.
Configurations of plane jets.

	b (m)	V_0 ($\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$)	$\Delta \theta_0$ (K)	x_d (m)	p_x (Pa)	V_x ($\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$)
1	0,02	2,00	20,0	4,70	0,0910	0,512
2	0,02	2,25	20,0	5,68	0,1007	0,528
3	0,02	2,50	20,0	6,58	0,1081	0,551
4	0,02	1,75	10,0	5,68	0,0511	0,387
5	0,02	1,50	10,0	4,47	0,0451	0,378
6	0,02	2,00	10,0	7,05	0,0566	0,402
7	0,02	1,00	5,0	3,70	0,0227	0,259
8	0,02	1,25	5,0	5,10	0,0252	0,278
9	0,02	1,50	5,0	6,96	0,0290	0,290
10	0,05	1,50	20,0	6,77	0,1504	0,593
11	0,05	1,75	20,0	8,34	0,1645	0,616
12	0,02	0,75	2,5	3,63	0,0111	0,187
13	0,02	1,00	2,5	5,60	0,0135	0,206
14	0,02	1,00	15,0	1,53	0,0373	0,348
15	0,02	1,30	2,0	7,25	0,0113	0,191
16	0,02	3,00	15,0	7,74	0,0803	0,493
17	0,10	0,50	2,0	7,44	0,0221	0,251

ce qui suit. Les simulations numériques ont été faites dans un domaine bidimensionnel de 10 m de longueur et de 1 m de hauteur, avec un maillage orthogonal de taille respective 200×55 cellules.

Les hypothèses admises au paragraphe précédent ont conduit à supposer une dépression là où le jet adhère au plafond, dépression s'exprimant au moyen de la relation (11). La simulation montre (figure 8) que cette dépression existe effectivement et croît avec la distance x , pour s'annuler brusquement à partir du point de décollement, de manière analogue à ce que l'on observe au décollement d'une couche limite sur une paroi convexe.

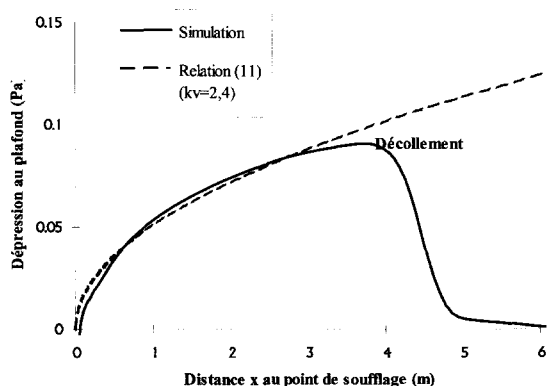


Figure 8. Évolution de la dépression le long du plafond.
Figure 8. Evolution of the depression along the ceiling.

On constate qu'avant de s'annuler, cette dépression croît effectivement comme la puissance 1/2 de la distance, ce qui montre que l'analyse précédente conduit à un résultat qualitativement correct sur ce point. Dans l'exemple choisi pour la comparaison représentée sur la figure 8 (le premier du tableau I), la constante k_v a été prise égale à 2,4, ce qui est sensiblement inférieur à ce qui est usuellement admis (environ 3,5) ; ce point sera éclairci au § 5.

La seconde hypothèse à vérifier est celle utilisée dans la relation (12), selon laquelle il existe une relation de proportionnalité entre la dépression au plafond immédiatement avant le point de décollement, et la pression dynamique dans l'écoulement calculée au moyen de la vitesse maximale à cette abscisse. Pour chaque situation simulée, ces valeurs figurent dans le tableau I (notées respectivement p_x et V_x).

Le graphique de la figure 9, relatif à l'ensemble des cas étudiés, montre qu'il existe bien une corrélation entre ces deux grandeurs, voisine de la proportionnalité.

Ces deux observations, issues de l'examen des résultats numériques suggèrent que l'explication du mécanisme de décollement du jet présentée au paragraphe précédent est correcte. On peut également noter que les confrontations permettant d'aboutir à cette conclusion

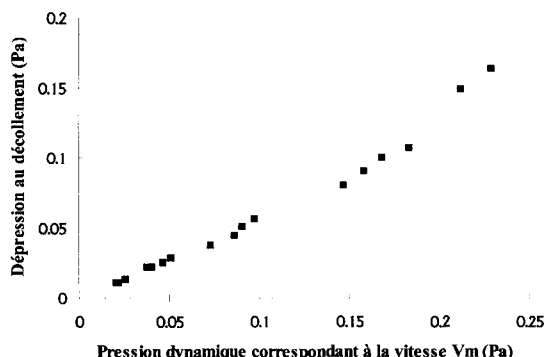


Figure 9. Corrélation entre la dépression et la pression dynamique.

Figure 9. Correlation between depression and dynamic pressure.

sont fondées sur l'observation de très faibles dépressions (de l'ordre de 0,1 Pa), pratiquement inaccessibles à la mesure dans des écoulements turbulents. Une semblable validation sur des bases purement expérimentales serait extrêmement délicate.

5. PRISE EN COMPTE DES FORCES DE FROTTEMENT

Malgré l'intérêt de ces dernières conclusions quant à la connaissance du mécanisme de décollement du jet plan anisotherme, on constate en pratique que la relation (13) ne permet pas une prévision satisfaisante de l'abscisse du point où ce décollement se produit. C'est ce que montre la figure 10, dans laquelle on compare les

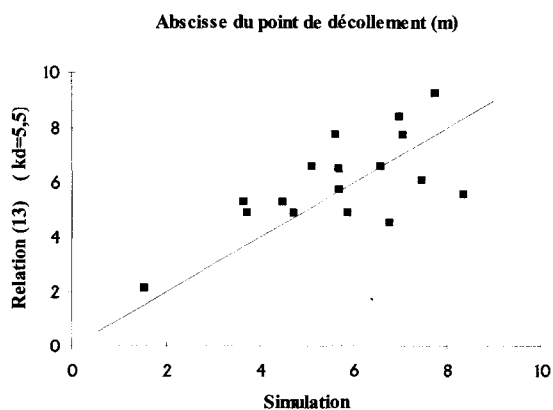


Figure 10. Essai de corrélation entre la longueur d'adhérence et le nombre de Froude.

Figure 10. An attempt to correlate adherence length and Froude number.

valeurs issues des simulations des cas énumérés dans le *tableau I* avec celles fournies par l'équation (13), dans laquelle on a donné la valeur de 5,5 à la constante k_d , ce qui donne la moins mauvaise corrélation possible.

L'importante dispersion constatée sur ce graphique est due à la diffusion turbulente, qui conditionne la décroissance de la vitesse le long du jet, et qui n'est prise en compte que de manière imparfaite dans l'analyse précédente ; cette diffusion influe notamment sur la valeur de k_v , estimée à 2,4 dans l'exemple du paragraphe précédent, illustré sur la *figure 4*, mais qui ne peut être généralisée.

Pour décrire de façon correcte un tel phénomène, en tenant compte des trois types de forces qui interviennent ici (inertie, pesanteur et frottement), on a recherché, empiriquement cette fois, une corrélation qui exprime de manière satisfaisante la distance de décollement en fonction de deux nombres adimensionnels, le nombre de Froude et le nombre de Reynolds de l'écoulement à l'orifice de soufflage :

$$Re_b = \frac{b V_0}{\nu} \quad (14)$$

On a obtenu :

$$\frac{x_d}{b} = 0,37 Fr_b^{1,15} Re_b^{0,4} \quad (15)$$

On peut remarquer que, dans cette expression, l'exposant du nombre de Froude reste à une valeur très voisine de celle qu'il prend dans la relation (13).

La *figure 11* montre que l'accord entre les valeurs de l'abscisse de décollement données par la corrélation (15) et les simulations numériques est cette fois satisfaisant ; l'écart maximal constaté est de $\pm 7\%$. Cette dispersion résiduelle est probablement due à l'incertitude sur la

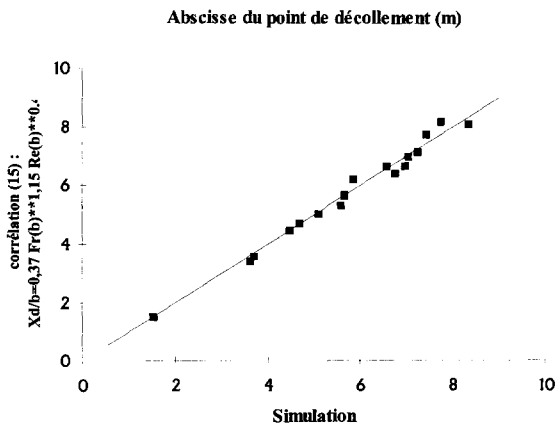


Figure 11. Corrélation entre la longueur d'adhérence et les nombres de Froude et de Reynolds.

Figure 11. Correlation between the adherence length and the Froude and Reynolds numbers.

position du point de décollement (défini comme celui où la composante horizontale de la vitesse change de signe), liée à la taille du maillage.

La *figure 12* montre graphiquement la comparaison entre les résultats issus de la corrélation (15) et ceux obtenus par Sandberg et al. [5], dans les conditions expérimentées par ces auteurs ($b = 0,02\text{ m}$; $\Delta\theta = 30\text{ K}$). La différence constatée entre les résultats, largement supérieure à l'incertitude des calculs constatée au § 2, est très vraisemblablement due au confinement du domaine dans l'expérience de Sandberg, limité à deux plans verticaux distants de 0,2 m seulement (*figure 3*) ; il en résulte des forces de frottement parasites sur ces plans, qui ralentissent le jet et provoquent un décollement prématuré. Cet effet est d'autant plus sensible que la distance à l'orifice de soufflage est grande.

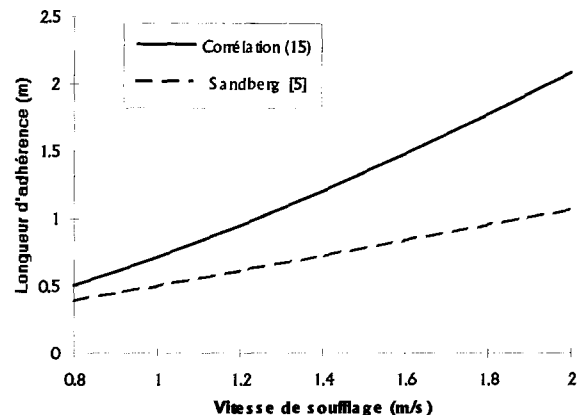


Figure 12. Comparaison avec les résultats de Sandberg et al. [5].

Figure 12. Comparison with Sandberg and al. [5] results.

6. JET TRIDIMENSIONNEL

On revient ici au cas général représenté sur la *figure 6*. Qualitativement, le processus peut s'expliquer de la même façon que dans le cas bidimensionnel, le jet se décollant du plafond lorsque la dépression due à la vitesse d'écoulement devient inférieure à celle due à la pesanteur. On observe cependant deux différences importantes :

- du fait du déploiement du jet dans la troisième dimension, la décroissance de la vitesse en fonction de l'éloignement par rapport à l'orifice de soufflage est plus grande ;

- la dépression au plafond provoque un appel de l'air ambiant dans le sens transversal, qui détruit progressivement cette dépression et décolle le jet.

C'est pourquoi la distance de décollement d'un jet tridimensionnel est toujours beaucoup plus faible que

celle qu'aurait le jet plan pour les mêmes valeurs de b , V_0 et $\Delta\theta_0$. C'est ce que montrent les résultats d'une étude paramétrique rassemblés dans le *tableau II*, dans lequel sont également indiquées les valeurs x_d (plan) de l'abscisse de décollement qu'aurait un jet plan de mêmes paramètres caractéristiques ; on peut notamment constater que le décollement du jet intervient d'autant plus loin de l'orifice de soufflage que la longueur a est grande devant b . Comme dans le cas du jet plan, les cas simulés correspondent à la pratique industrielle, avec des formes d'orifice de soufflage correspondant à des valeurs supérieures à l'unité du rapport a/b . Le domaine étudié a pour dimensions : longueur = 5 m, hauteur = 1 m, demi-profondeur = 0,5 m avec, respectivement, 50, 30 et 20 cellules orthogonales.

TABLEAU II / TABLE II Configurations de jets tridimensionnels. Tridimensional jet configurations.								
	a	b	V_0 (m·s)	$\Delta\theta_0$ (K)	a/b	x_d (3D) (m)	x_d (plan) (m)	$N(a/b)$
1	0,3	0,10	2	10	3,0	4,36	26,33	0,166
2	0,3	0,10	2	5	3,0	6,31	39,23	0,161
3	0,3	0,10	2	15	3,0	3,45	20,86	0,165
4	0,3	0,10	1	10	3,0	1,67	8,99	0,186
5	0,3	0,10	3	10	3,0	8,00	49,37	0,162
6	0,2	0,10	2	10	2,0	4,05	26,33	0,154
7	0,4	0,10	2	10	4,0	4,68	26,33	0,178
8	0,3	0,05	2	10	6,0	3,45	14,86	0,232
9	0,3	0,02	2	10	15,0	2,35	6,98	0,337
10	0,3	0,20	2	10	1,5	4,68	46,65	0,100
11	1,0	0,02	2	10	50,0	3,01	6,98	0,431
12	0,4	0,10	3	15	4,0	6,24	39,10	0,160
13	0,2	0,10	1	5	2,0	2,48	13,40	0,185
14	0,2	0,10	3	15	2,0	5,28	39,10	0,135
15	0,2	0,10	3	5	2,0	8,00	73,54	0,109
16	0,4	0,10	1	15	4,0	1,28	7,12	0,180
17	0,2	0,10	1	15	2,0	1,20	7,12	0,168
18	0,4	0,10	1	5	4,0	2,84	13,40	0,212

De même que pour le jet plan, on a recherché empiriquement une corrélation donnant l'abscisse du point de décollement sous une forme similaire à la relation (15), mettant de plus en jeu une fonction N du rapport a/b qui tende vers l'unité lorsque ce rapport augmente indéfiniment :

$$\frac{x_d}{b} = 0,37 Fr_b^{1,15} Re_b^{0,4} N(a/b) \quad (16)$$

Les résultats montrent que l'on obtient, pour des valeurs de a/b comprises entre 1,5 et 50 et des valeurs de la distance de décollement de 1 à 8 m, une corrélation relativement satisfaisante, avec la fonction suivante :

$$N(a/b) = 1 - \exp[-0,093 (a/b)^{0,52}] \quad (17)$$

Comme le montre la *figure 9*, la dispersion est supérieure à ce que l'on a obtenu pour le jet plan,

pouvant atteindre $\pm 20\%$ dans certains cas. Malgré l'accès à toutes les variables que donne la simulation numérique, la localisation du point de décollement du jet présente dans ce cas de plus grandes difficultés que pour le jet plan, car le jet tridimensionnel se sépare de façon beaucoup plus progressive du plafond, ce qui peut en partie expliquer la dispersion observée (*figure 13*).

Le graphique de la *figure 14*, qui représente les variations de la fonction $N(a/b)$ dans l'intervalle exploré, permet de se rendre compte de la grande sensibilité de la longueur d'adhérence du jet au rapport de forme du rectangle de soufflage, ainsi que de la lente progression de la courbe vers son asymptote : lorsque ce rapport est égal à 50, la longueur d'adhérence est de l'ordre de la moitié de celle du jet plan équivalent.

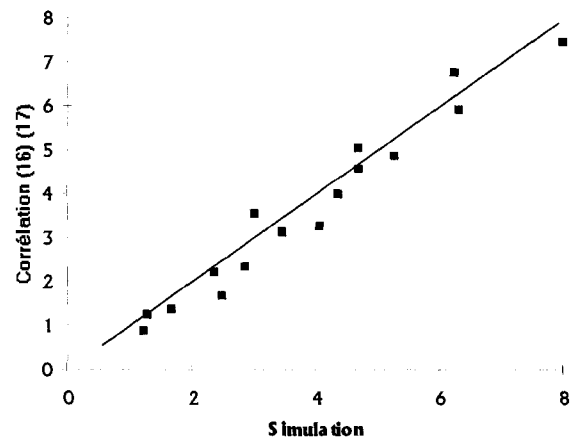


Figure 13. Corrélation de la longueur d'adhérence pour le jet tridimensionnel.

Figure 13. Correlation of the adherence length for the tridimensional jet.

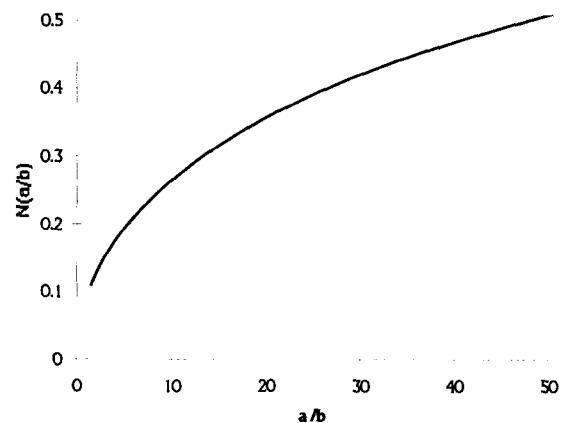


Figure 14. Influence du rapport de forme du rectangle de soufflage.

Figure 14. Influence of the aspect ratio of the discharge outlet.

7. CONCLUSION

L'analyse du phénomène de l'adhérence au plafond d'un jet plan plus dense que le milieu environnant a permis d'apporter quelques éclaircissements sur son mécanisme, et de montrer sous l'effet de quelles forces intervient le décollement de ce jet. Elle a abouti à une formulation approchée de la distance de décollement. On a ensuite montré qu'une expression suffisamment précise de cette distance peut être obtenue empiriquement, en prenant également en considération les forces de frottement. C'est par le même procédé empirique qu'une formulation semblable, cohérente avec celle-ci, a été obtenue pour le cas, plus général, du jet tridimensionnel.

Les résultats auxquels cette étude aboutit se distinguent de ceux antérieurement publiés sur le sujet par la mise en évidence de deux effets importants sur la longueur d'adhérence du jet : d'une part celui des forces de frottement, d'autre part celui de la forme de l'orifice de soufflage dans le cas du jet tridimensionnel. En pratique, cela conduit à faire intervenir dans les corrélations le nombre de Reynolds en plus du nombre de Froude (ou d'Archimède), ainsi qu'une fonction du rapport de forme du rectangle de soufflage pour le jet tridimensionnel. Cette fonction tend vers l'unité lorsque, le rectangle s'allongeant, le jet tridimensionnel tend vers un jet plan, de sorte que la formulation est cohérente pour les deux types de configurations. Les résultats présentés ici ont été obtenus par la simulation numérique. Il est important de souligner l'aide précieuse que peut apporter cet outil dans une telle étude, non seulement par la possibilité qu'il offre de réaliser un grand nombre d'expériences fictives dans des conditions parfaitement contrôlées, mais surtout par l'accès qu'il donne aux valeurs de toutes les variables mises en jeu, sans l'habituelle limitation due à la sensibilité des techniques de mesure. Bien que ces avantages soient compensés par une relative marge d'incertitude, on a montré que la précision peut être considérée comme suffisante pour la plupart des applications pratiques à la ventilation et à la climatisation des locaux habités.

Il faut enfin rappeler que les résultats de cette étude ne peuvent être garantis en dehors du domaine exploré des variables, ni des hypothèses admises pour leur obtention : surfaces de mur et de plafond supposées parfaitement lisses et adiabatiques, uniformité des champs de vitesse et de température au soufflage,

segment supérieur de l'orifice de soufflage rectangulaire situé dans l'angle du plafond, et absence de source de chaleur suffisamment proche de ce plan pour y perturber l'écoulement du jet. Ces conditions, certes restrictives pour des applications pratiques, sont néanmoins nécessaires, au moins dans une première analyse d'un phénomène aussi complexe que celui-ci.

Remerciements

L'auteur tient à exprimer ses remerciements à A. Meslem [1] pour sa bibliographie très complète sur le sujet, largement mise à contribution dans ce travail.

RÉFÉRENCES

- [1] Meslem A., Contribution à l'étude du couplage thermique entre un jet et un local climatisé, thèse, Institut national des sciences appliquées, Lyon, 1997.
- [2] Rodhal E., The point of separation for cool jets flowing along the ceiling, Proceedings of the CLIMA 2000 conference, Belgrade, Yougoslavie, 1977, 219-228.
- [3] Kirkpatrick A.T., Malmsrom A.T., Knapmiller K., Use of low temperature air for cooling of buildings, in : Proceeding of building simulation conference, Sophia-Antipolis, France, 1991, pp. 62-66.
- [4] Grititlyn M.I., Pozin G.M., Fundamentals of optimizing air distribution in ventilated spaces, ASHRAE Trans. 99 (1993), 1128-1138.
- [5] Sandberg M., Wiren B., Claesson L., Attachment of a cold plane jet to the ceiling; length of recirculation and separation distance, in : Proceedings of the ROOMVENT conference, Ålborg, Danemark, 1993, pp. 487-499.
- [6] Nielsen P.V., Measurement of three-dimensional wall jets from different types of air diffusers, Proceedings of the CLIMA 2000 conference, Copenhagen, Danemark, 1985, pp. 383-387.
- [7] Nielsen P.V., Model for the prediction of room air distribution, Proc. of the 12th AIVC conference, Ottawa, Canada, 1991, pp. 57-71.
- [8] Newton I., Philosophiae naturalis principia mathematica, livre 1er, 1687
- [9] FLUENT, version 4.47, Centerra resource Park, Lebanon N.H., USA.
- [10] Launder B.E., Spalding D.B., Lectures in mathematical models of turbulence, Academic Press, Londres, 1972.
- [11] Awbi H.B., Ventilation of buildings, Chapman et Hall, New York, 1991.

Abridged English Version

Adherence of cold air jets to the ceiling in air-conditioned rooms

This study looks at jets of air that are colder than ambient temperature and that tend to attach to the

ceiling of air-conditioned rooms when discharged next to it. The work aims at finding the limits within which

this adherence takes place so as to be able to supply useful data for design calculations.

It should be noted that available bibliographical data does not cover all practical situations, with sometimes contradictory results ; this is probably due to difficult experimental conditions. This is why the method used here is entirely based on numerical simulation. A CFD code was used that solves Navier–Stokes equations by the finite volume method, with turbulence accounted for by a two-equation (k - ε) model. The margin of error involved in this method is evaluated by comparison with experimental data.

In the special case of non-isothermal plane wall jets, a theoretical analysis of the adherence phenomenon on a smooth adiabatic wall is first carried out. This analysis is based only on inertia and gravity forces and derives from several simplifying assumptions. It leads to a simple formulation (equation (13)) relating the position of the separation point, the height of the discharge and the Froude number based on the dimension of this opening. Numerical results, mainly the static pressure along the ceiling, indicate that the hypotheses are correct (*figures 8 and 9*), thus validating the qualitative explanation of the adherence and separation mechanisms.

While remaining in the 2-dimensional case of a plane jet, a numerical simulation and a parametric study are carried out so as to cover the majority of practical situations likely to be met (*table I*). An examination of all the results obtained shows that the separation phenomenon cannot be totally explained just by considering inertia and gravity forces. Friction effects also need to be taken into account, for example by introducing the Reynolds number. A satisfactory correlation was thus obtained (relation (15)

and *figure 11*) between the adherence length of the air-jet, the height of the opening and the values of the Froude and Reynolds numbers.

Using the same parametric study method (*table II*), the general case of the 3 dimensional air-jet blown through a rectangular outlet at ceiling level was then considered. In empirical correlations determined from the results (relations 16 and 17), the 3-dimensional jet adherence length is expressed in a similar way to that of a plane jet ; a corrective factor has been introduced and is a function of the aspect ratio of the rectangular opening, this function tending towards unity as this ratio tends towards infinity. While it is not as precise as for a plane jet, the correlation is nonetheless satisfactory (*figure 13*).

As compared to previously published results, the present study shows that the jet adherence length depends not only on the ratio of the inertia and gravity forces (as expressed by the Froude or Archimedes numbers), but also on friction forces. Thus, it is necessary to include the Reynolds number in correlations. Moreover, for 3-dimensional rectangular jets, the importance of the aspect ratio — and not only the discharge area — has been demonstrated. Indeed, even for aspect ratio values up to 50, the adherence length reaches only half of that corresponding to an equivalent plane jet.

The results presented here should not be applied outside of the assumed simulation hypotheses, particularly with regard to supposedly smooth, adiabatic wall and ceiling surfaces, and away from ceiling-mounted heat sources. The comparison with experimental data has shown that their accuracy is compatible with the degree of precision required for practical air-conditioning applications.

