

50376  
1983  
127

50376  
1983  
127

N° d'ordre : 574

# THÈSE

présentée à

L'UNIVERSITE DES SCIENCES ET TECHNIQUES DE LILLE

pour obtenir le grade de

**DOCTEUR ES SCIENCES PHYSIQUES (MECANIQUE)**

par

Chantal DUCRUET née CHANTREUX

**DETERMINATION EXACTE DE LA PRESSION  
PARIETALE DANS UN ECOULEMENT**



Membres du Jury :Président : M. CHAUVIN  
Examineurs : MM. COMOLET  
DYMENT  
LERAY  
TORGUET  
ZEYTOUNIAN  
DUC

Soutenue le 25 février 1983

## AVANT - PROPOS

Au terme du travail qui est relaté dans ce mémoire, je tiens en premier lieu à adresser mes remerciements à Monsieur DYMENT, Professeur à l'Université de Lille I. Ses enseignements m'ont initiée à la Mécanique des Fluides et son exemple scientifique m'a fait persévérer dans cette voie. L'attention qu'il a constamment témoignée à cette recherche ainsi que les conseils éclairants qu'il m'a prodigués ont été pour moi une source permanente d'encouragement et m'ont permis de mener à bien la tâche qui m'était confiée.

Je sais gré à Monsieur le Professeur CHAUVIN, Directeur de l'Institut de Mécanique des Fluides de Marseille, d'avoir accepté de présider le Jury ainsi qu'à Monsieur COMOLET, Professeur à l'Université de Paris VI, d'avoir bien voulu en faire partie.

Toute l'étude expérimentale a pu être exécutée grâce au financement de la Direction des Recherches Etudes et Techniques. Je remercie, à cette occasion, les responsables du groupe VI de ce service, notamment Monsieur DUC, Ingénieur en Chef de l'Armement, qui a accepté de participer au Jury, Monsieur VERGNE, Ingénieur de l'Armement, qui a soutenu cette recherche alors qu'elle était à l'état embryonnaire et jusqu'à son accomplissement, ainsi que Monsieur DURAND, son successeur.

Monsieur le Professeur TORGUET, Directeur de l'E.N.S.I. de Valenciennes, et Monsieur LE RAY, Professeur à l'Université de Valenciennes, m'ont manifesté de chaleureux encouragements et ont accepté d'être présents dans le Jury. Qu'ils veuillent bien trouver ici l'expression de ma sincère reconnaissance.

Je tiens à remercier également Monsieur ZEYTOUNIAN, Professeur à l'Université de Lille I, qui a accepté de se joindre au Jury.

Que Monsieur COMBARNOUS, Directeur de Recherche au C.N.R.S., qui a transmis les résultats à l'Académie des Sciences, soit assuré de ma gratitude.

Je voudrais aussi adresser mes remerciements à tous ceux qui, à l'Institut de Mécanique des Fluides de Lille, ont pris part à l'exécution de cette étude, en particulier

- à Monsieur P. GRYSON qui m'a fait bénéficier de ses grandes compétences dans la conception et le dessin des modèles.

- au Personnel des Ateliers pour le soin et la précision qu'il a apportés dans la fabrication des maquettes.

- à J.M. DESSE dont l'aide a été efficace pour la réalisation des figures et des planches photographiques.

- à J.P. FLODROPS et J.M. CAPON pour leur concours amical dans le domaine de l'informatique.

Un grand merci à Madame F. PETIAUX pour la frappe soignée et la mise en pages judicieuse du manuscrit, ainsi qu'au Personnel de l'Imprimerie de l'U.E.R. de Mathématiques Pures et Appliquées pour la qualité de sa réalisation.

Faute de pouvoir mentionner tous les membres de ma famille qui m'ont encouragée, je me dois de les remercier collectivement.

Enfin, une gratitude égale m'attache à tous ceux qui m'ont apporté l'aide de leur sympathie au cours de ces années.

## TABLE DES MATIERES

	Pages
Notations principales .....	7
Introduction .....	9
Chapitre 1 : MISE EN EVIDENCE DU PROBLEME .....	13
1.1 - Position du problème .....	14
1.2 - Cylindre .....	15
1.2.1 - Modèles et orifices .....	15
1.2.2 - Essais .....	15
1.2.3 - Résultats expérimentaux .....	16
1.3 - Profil d'aile .....	17
1.3.1 - Modèle et orifices .....	18
1.3.2 - Essais .....	18
1.3.3 - Résultats expérimentaux .....	19
1.4 - Bilan des expériences préliminaires .....	20
Chapitre 2 : ETUDE BIBLIOGRAPHIQUE .....	21
2.1 - Visualisations .....	22
2.2 - Calculs .....	23
2.3 - Ecoulements par droites parallèles .....	25
2.3.1 - Etude par similitude de SHAW pour des écoulements dans des tuyaux .....	25
2.3.2 - Résultats expérimentaux en incompressible .....	26
2.3.3 - Expériences en compressible .....	28

2.4 - Ecoulements avec gradient transversal de pression .....	29
2.4.1 - Travaux de RAINBIRD .....	29
2.4.2 - Résultats de MORRISSON, SHEPPARD et WILLIAMS .....	30
2.4.3 - Résultats de PUGH, PETO et WARD .....	31
2.4.4 - Expériences de DEFECQUES et FREHAUT..	31
2.4.5 - Travaux de FLACK .....	32
2.5 - Bilan .....	32
 Chapitre 3 : ETUDE THEORIQUE .....	 33
3.1 - Etude par similitude .....	34
3.1.1 - Cas général .....	34
3.1.2 - Cas particulier du point d'arrêt .....	37
3.1.3 - Cas du domaine décollé .....	38
3.2 - Comportement pour $d$ voisin de zéro .....	39
3.3 - Linéarisation .....	41
3.3.1 - Cas général .....	41
3.3.2 - Cas du point d'arrêt .....	43
3.3.3 - Cas du domaine décollé .....	44
3.4 - Ecoulement compressible .....	44
 Chapitre 4 : METHODE EXPERIMENTALE .....	 47
4.1 - But des expériences .....	48
4.2 - Installation expérimentale .....	48
4.2.1 - Soufflerie .....	48
4.2.2 - Instruments de mesure de la pression .....	50

4.3 - Maquettes et orifices .....	50
4.3.1 - Généralités .....	50
4.3.2 - Effet de la couche limite seule ....	51
4.3.3 - Effet du gradient de vitesse .....	52
4.3.4 - Effet de la courbure .....	55
4.4 - Méthode de mesure .....	57
4.4.1 - Essais en soufflerie .....	57
4.4.2 - Cylindres tournants .....	58
4.5 - Représentation de l'erreur .....	59
4.5.1 - Cas des mesures en soufflerie .....	59
4.5.2 - Cas des cylindres tournants .....	61
4.6 - Procédé d'extrapolation .....	61
4.7 - Calculs d'incertitude .....	63
4.7.1 - Incertitude sur $K_d$ .....	63
4.7.2 - Incertitude sur l'erreur dans le cas des mesures en soufflerie .....	63
4.7.3 - Incertitude dans le cas des cylindres tournants .....	64
4.7.4 - Validité des mesures .....	65
 <b>Chapitre 5 : EVALUATION DE L'INFLUENCE DES PARAMETRES             SECONDAIRES .....</b>	 <b>67</b>
5.1 - Rôle de la cavité arrière .....	68

5.2 - Rôle du nombre de Reynolds .....	68
5.2.1 - Condition d'existence d'une ligne de séparation .....	69
5.2.2 - Domaine d'influence du nombre de Reynolds .....	69
5.2.3 - Vérification expérimentale .....	70
5.3 - Influence de prises voisines .....	71
5.3.1 - Maquettes et orifices .....	71
5.3.2 - Essais .....	72
5.3.3 - Représentation des résultats .....	72
5.3.4 - Résultats expérimentaux .....	73
5.3.5 - Conclusion .....	76
Chapitre 6 : EFFETS DE LA COUCHE LIMITE .....	77
6.1 - Mesure des paramètres de couche limite .....	78
6.1.1 - Couche limite laminaire .....	78
6.1.2 - Couche limite turbulente .....	79
6.2 - Résultats expérimentaux bruts .....	80
6.3 - Interprétation des résultats .....	81
6.4 - Comparaison avec d'autres résultats .....	83
Chapitre 7 : EFFETS DU GRADIENT DE VITESSE .....	86
7.1 - Cas d'une couche limite peu épaisse ( $d \gg \theta$ ) .....	87
7.1.1 - Calcul des paramètres de l'écoulement sur les dièdres .....	87
7.1.2 - Résultats expérimentaux bruts .....	89

7.1.3 - Interprétation des résultats .....	89
7.1.4 - Cas du point d'arrêt et de son voisinage .....	92
7.2 - Cas $d \sim \theta$ et $d \ll \theta$ .....	93
7.2.1 - Détermination des paramètres de l'écoulement extérieur .....	93
7.2.2 - Résultats expérimentaux bruts .....	94
7.2.3 - Interprétation des résultats .....	94
7.3 - Récapitulation .....	95
7.4 - Influence du signe du gradient de vitesse .....	96
7.4.1 - Détermination des paramètres de l'écoulement extérieur .....	96
7.4.2 - Résultats expérimentaux bruts .....	97
7.4.3 - Interprétation des résultats .....	97
Chapitre 8 : EFFETS DE LA COURBURE .....	99
8.1 - Détermination des paramètres de l'écoulement ...	100
8.2 - Résultats expérimentaux .....	102
8.3 - Interprétation des résultats .....	103
8.4 - Signe des effets de la courbure .....	106
8.5 - Cas du point d'arrêt .....	110
Chapitre 9 : VERIFICATIONS, APPLICATIONS ET MISE EN OEUVRE DE LA METHODE DE CORRECTION .....	113
9.1 - Vérification et application dans le cas des cylindres .....	115
9.1.1 - Vérification de la formule de correction pour $h/d = 3$ .....	115

9.1.2 - Application à la détermination des coefficients d'influence pour d'autres valeurs de $h/d$ .....	118
9.2 - Application au cas du profil d'aile .....	119
9.2.1 - Calcul de $K_0$ par la méthode de correction .....	119
9.2.2 - Application à la détermination de la traînée de forme .....	121
9.3 - Mise en oeuvre de la méthode .....	121
9.3.1 - Choix du diamètre optimal des orifices....	121
9.3.2 - Difficultés de mise en oeuvre de la méthode .....	123
CONCLUSION .....	125
BIBLIOGRAPHIE .....	129
FIGURES .....	134
VALEURS NUMERIQUES .....	194
ANNEXE 1 ; Programmes de calcul .....	245
ANNEXE 2 : Procédure d'application de la méthode de correction ..	251

NOTATIONS PRINCIPALES

$d$	diamètre d'un orifice
$h$	profondeur d'un orifice
$\rho$	masse volumique
$\mu$	viscosité
$\nu$	viscosité cinématique
$\tau_0$	contrainte tangentielle à la paroi
$P$	pression
$u$	vitesse
$K$	coefficient de pression
$R_e$	nombre de Reynolds formé avec la vitesse locale et $d$
$R$	nombre de Reynolds formé avec la vitesse au loin et une longueur caractéristique de l'obstacle
$D/2$	rayon de courbure de la paroi
$\xi, \eta$	coordonnées dans le repère lié à l'obstacle (figure 1.2)
$l$	corde du profil
Oxyz	repère lié à l'orifice (figure page 35)
$O$	centre de la section d'entrée de l'orifice
$x$	abscisse sur l'obstacle prise suivant le sens du courant
$y$	ordonnée complétant le repère direct Oxyz
$z$	cote suivant la normale à l'obstacle dirigée vers l'extérieur
$\alpha$	azimut
$\phi$	angle au sommet d'un dièdre
$\delta$	épaisseur de la couche limite
$\delta^*$	épaisseur de déplacement de la couche limite

$\theta$	épaisseur de quantité de mouvement de la couche limite
$H$	paramètre de forme $\delta^*/\theta$
$C_D$	coefficient de traînée de forme
$F$	erreur due à la couche limite seule
$G_v$	coefficient d'influence du gradient de vitesse
$G_c$	coefficient d'influence de la courbure
$I_\theta, I_v, I_c, F_1, J_v, J_c$	valeurs particulières des coefficients d'influence

## Indices inférieurs :

$d$	relatif à l'orifice de diamètre $d$
$0$	relatif à l'écoulement en absence d'orifice
$e$	relatif à l'écoulement à l'extérieur de la couche limite
$\infty$	relatif à l'écoulement uniforme non perturbé par l'obstacle
$x$	dérivation par rapport à l'abscisse curviligne

INTRODUCTION

La pression est une grandeur fondamentale, nécessaire à la connaissance des phénomènes dans tout problème de mécanique des fluides. De là l'importance d'une détermination satisfaisante de la pression dans un écoulement. Usuellement la mesure de cette grandeur est réalisée en reliant à un manomètre un orifice, appelé prise de pression, percé dans la paroi baignée par le fluide. La présence d'un trou, aussi petit soit-il, modifie localement l'écoulement, de sorte que la pression mesurée par l'orifice de diamètre  $d$  n'est pas exactement celle cherchée, qui correspond à  $d = 0$ .

L'ensemble des travaux présentés dans ce mémoire constitue une tentative pour vaincre les difficultés propres à cette méthode de mesure.

Le problème des prises de pression a suscité déjà de nombreux travaux effectués, pour la plupart, dans des écoulements d'air et d'eau à faible vitesse, sans gradient transversal de pression, avec un gradient longitudinal constant et en présence de couches limites turbulentes épaisses à l'égard du diamètre des prises. Ces études ont établi que la perturbation provoquée par la prise de pression est une fonction croissante du diamètre de la prise. L'idéal serait donc d'utiliser des orifices très petits comparés aux dimensions des maquettes; mais le perçage d'orifices de bonne qualité ne peut être fait que pour des diamètres supérieurs à deux dixièmes de millimètre. Par ailleurs, les maquettes de soufflerie sont de dimensions faibles pour des raisons d'encombrement. Il s'ensuit que l'erreur ne peut pas être évitée.

Le but de l'étude que nous avons mise en oeuvre est donc de rechercher une méthode de correction qui permette d'obtenir la vraie pression sur un obstacle à partir de mesures que l'on sait légèrement erronées.

Mais, au préalable, il faut s'assurer de la nécessité d'une telle recherche, C'est l'objet du premier chapitre : des expériences préliminaires sur des cylindres et sur un profil d'aile mettent le problème en évidence et montrent l'intérêt d'entreprendre une étude fondamentale.

Quelques travaux effectués dans le passé sont brièvement résumés dans le chapitre 2. Nous avons sélectionné ceux d'entre eux qui nous ont paru les plus importants et notamment ceux qui permettront une confrontation avec nos propres expériences.

Avec le chapitre 3, nous nous engageons dans la voie d'une approche théorique du problème. Une analyse par similitude permet d'inventorier les paramètres sans dimensions qui régissent le phénomène. Puis, une linéarisation partielle, valable dans la plupart des cas pratiques, sépare les effets des paramètres significatifs.

Pour isoler l'effet de chaque paramètre et déterminer son influence, des expériences ont été effectuées dans des cas schématiques simples, mais uniquement en écoulement incompressible. La méthode d'investigation mise en oeuvre est abordée dans le chapitre 4 : y sont décrites l'installation expérimentale, les maquettes et le procédé permettant d'obtenir la vraie pression à partir des mesures.

Dans le chapitre 5, on a cherché dans quelles circonstances le problème ne dépend que des paramètres principaux mis en évidence auparavant. Cet objectif nous a conduits également à étudier sommairement l'influence mutuelle de prises voisines.

A ce stade de l'étude, seuls restent à prendre en considération les paramètres sans dimensions relatifs à la couche limite, au gradient de vitesse et à la courbure de la paroi. L'influence de chacun de ces

paramètres est successivement déterminée dans les chapitres 6, 7 et 8, pour deux géométries de prises.

Les résultats de ces chapitres fournissent une formule de correction dont les coefficients d'influence sont connus pour différentes configurations de couche limite. Cette formule est donc directement applicable à des problèmes réels. Il ne reste plus qu'à en vérifier l'exactitude. Pour ce faire, il faut considérer des écoulements où les trois paramètres interviennent simultanément. Comme le cylindre et le profil d'aile satisfont à cette condition, nous nous tournons dans le chapitre 9 vers les résultats obtenus au chapitre 1 et nous nous assurons que l'erreur globale qui y a été mesurée est bien égale à la superposition des erreurs élémentaires déterminées dans les chapitres 6, 7 et 8.

Le chapitre 9 s'achève par une évaluation de l'erreur sur la traînée de forme d'un profil et par des considérations générales sur les difficultés de mise en oeuvre de la méthode de correction.

## CHAPITRE 1 : MISE EN EVIDENCE DU PROBLEME

1.1 - *Position du problème.*

1.2 - *Cylindre.*

1.2.1 - *Modèles et orifices.*

1.2.2 - *Essais.*

1.2.3 - *Résultats expérimentaux.*

1.3 - *Profil d'aile.*

1.3.1 - *Modèle et orifices.*

1.3.2 - *Essais.*

1.3.3 - *Résultats expérimentaux.*

1.4 - *Bilan des expériences préliminaires.*

## 1.1 - POSITION DU PROBLEME

La détermination par le calcul de l'écoulement autour d'un obstacle constitue un problème dont la difficulté est bien connue. Cette difficulté est encore amplifiée quand la paroi de l'obstacle est percée d'un orifice. Or ces deux calculs sont nécessaires si l'on veut évaluer, par différence, l'influence de l'orifice. Cette méthode ne semble donc pas envisageable et d'ailleurs, si le calcul théorique était possible, les mesures deviendraient inutiles !

Dans l'état actuel des possibilités il faut donc abandonner toute tentative de résolution théorique du problème. Par conséquent, une seule voie s'offre : la voie expérimentale. Cela étant, il est naturel de se demander si le sujet présente un intérêt pratique, autrement dit si l'erreur sur la détermination de la pression peut être grande ou si elle peut avoir des conséquences importantes. La seule manière de répondre à cette question est de faire des essais préalables sur des maquettes qui doivent être à la fois simples et représentatives des applications aérodynamiques.

Pour cette étude préliminaire, nous avons choisi en premier lieu un écoulement bidimensionnel autour d'un cylindre, seul modèle dont la forme permet d'utiliser une prise unique que l'on porte à tous les azimuts par simple rotation (figure 1.1) . Ces expériences ont été largement développées en [1] et [2] de sorte que nous n'en rappelons ici que les résultats essentiels.

Ensuite, pour nous rapprocher des applications pratiques, nous avons testé un profil d'aile : il s'agit du profil symétrique ONERA D (figure 1.2).

Les essais ont été effectués avec l'installation expérimentale qui sera décrite en détail dans le Chapitre 4 : il s'agit d'une soufflerie à retour de veine carrée de 45 cm de côté; la vitesse est voisine de 25 m/s et les mesures de pression sont faites à l'aide de micromanomètres dont la précision est de  $10^{-2}$  mm d'eau.

## 1.2 - CYLINDRE

Soit D le diamètre du cylindre et h la profondeur d'un orifice.

Les expériences ont consisté à évaluer séparément l'influence des paramètres  $d/D$  et  $h/d$  sur le coefficient de pression et sur la traînée pour des prises présentant une grande cavité arrière.

### 1.2.1 - Modèles et orifices

Le diamètre des cylindres testés a été fixé à 0,03 m. Le nombre de Reynolds  $R = \frac{u_{\infty} D}{\nu}$  est voisin de 50.000, ce qui correspond au régime d'écoulement avec décollements laminaires.

Quatre cylindres comportant chacun quatre prises situées sur une génératrice ont été construits. Pour trois d'entre eux, le rapport  $h/d$  est maintenu constant, successivement égal à 3, 5 et 7, et  $\frac{d}{D}$  varie de 0,01 à 0,10. Pour le quatrième cylindre,  $\frac{d}{D}$  est constant et égal à 0,025 et  $h/d$  varie de 0,4 à 9,4.

### 1.2.2 - Essais

Les essais ont consisté à relever directement la différence de pression entre une prise servant de référence (indice r) et les trois autres prises. La mesure de  $p_r - p_{\infty}$  et de la pression cinétique au loin permet de déterminer le coefficient de pression indiqué par chaque prise, soit  $K_d$ .

Les mesures ont été faites pour l'azimut  $\alpha$  variant de 5 en 5 degrés depuis 0 jusqu'à 360. Deux séries d'essais ont été effectuées pour chaque azimut.

### 1.2.3 - Résultats expérimentaux

Pour toutes les valeurs de  $h/d$  examinées,  $K_d$  est une fonction croissante de  $d/D$  à  $\alpha$  donné sauf au voisinage du point d'arrêt et au début du domaine décollé où le sens de variation est inversé. La figure 1.3 donne un exemple de répartition de pression obtenue avec les prises correspondant à  $d/D = 0,01$  et  $d/D = 0,10$  dans le cas où  $h/d = 3$ . On y a représenté également la courbe des vraies valeurs de  $K$ , notées  $K_0$ , obtenues par un procédé d'extrapolation qui sera exposé en 4.6. Les valeurs numériques des  $K_0$  sont indiquées dans le tableau 1.1.

Dans la partie linéaire des courbes  $K = f(\alpha)$  nous avons essayé d'appliquer aux mesures une formule de correction de la forme

$$(1.1) \quad K_d - K_0 = \text{cte} \frac{d}{D} \frac{\partial K_0}{\partial \alpha}$$

qui est proposée par différents auteurs (voir 2.4).

Pour le cylindre où  $h/d = 3$ , nous avons trouvé pour la constante une valeur voisine de  $-0,44$  (figure 1.4). Dans le cas où  $h/d = 5$  cette constante est égale à  $-0,50$  et pour  $h/d = 7$  elle est voisine de  $-0,56$ .

L'influence de  $h/d$ , étudiée pour  $\frac{d}{D} = 0,025$ , est plus complexe. Lorsque  $h/d$  est compris entre 3 et 7 l'erreur est une fonction croissante de  $h/d$ . Pour les autres valeurs de  $h/d$  il faut distinguer suivant trois intervalles des valeurs de l'incidence de l'orifice; ils correspondent à l'existence d'une couche limite, d'un décollement ou d'un sillage. Dans le domaine où le gradient de vitesse est constant, l'erreur est toujours positive;

on obtient un minimum lorsque  $h/d$  est de l'ordre de 1,5 à 2 et un maximum lorsque  $h/d$  est de l'ordre de 7. La figure 1.5 donne l'évolution de  $K_d - K_o$  en fonction de  $h/d$  pour  $\alpha = 25^\circ$ .

Le coefficient de traînée de pression  $C_D$  a été calculé de même que le résultat de l'intégration partielle correspondant à l'intervalle  $|\alpha| \leq 90^\circ$  et que nous désignons par  $C_D(90)$ . Les résultats sont indiqués sur les figures 1.6 et 1.7. On constate que l'erreur est par excès et qu'elle augmente avec  $d/D$  et avec  $h/d$ . La vraie valeur  $C_{D_0}$  indiquée sur la figure 1.6 a été obtenue par intégration des  $K_o$ . On remarque que c'est bien celle que l'on obtient en extrapolant toutes les courbes  $C_D = f(d)$  jusqu'en  $d = 0$ . L'erreur absolue sur  $C_D$  est faible. Quant à l'erreur relative, elle est inférieure à 3%. Cela vient du fait que, pour l'obstacle considéré,  $C_D$  est une quantité d'ordre 1. Pour un profil d'aile non décroché,  $C_D$  est petit et la contribution principale doit venir des prises situées au voisinage du bord d'attaque. On voit donc que pour établir une analogie avec le cas des profils, c'est  $C_D(90)$  qu'il faut examiner. Or la figure 1.7 montre que les erreurs sur  $C_D(90)$  sont très importantes en valeur absolue et encore davantage en valeur relative. C'est cette remarque qui est à l'origine des essais sur le profil d'aile.

### 1,3 - PROFIL D'AILE

Nous présentons ici les résultats définitifs à incidence nulle, les premières expériences ayant dû être remises en cause. En effet, ces premiers essais avaient été menés de la même manière que pour le cylindre alors qu'il s'est avéré par la suite que le temps de réponse des appareils

de mesure était plus long : les conduites reliant les prises aux manomètres avaient un diamètre beaucoup plus petit et une longueur plus importante. Une comparaison entre les figure 1.1 et 1.2 met bien en évidence la différence entre les diamètres des connexions pour les deux maquettes.

### 1.3.1 - Modèle et orifices

La maquette d'aile a une corde  $\ell$  de 150 mm. Le nombre de Reynolds formé avec la corde est environ 250 000. Les cotes théoriques sont fournies dans le tableau 1.2. La précision d'usinage est de 15 microns.

L'aile comporte 2 séries de 27 orifices utilisables de diamètres respectifs 0,3 mm et 0,6 mm (figure 1.2). Le rapport  $h/d$  est voisin de 2, valeur optimale d'après 1.2. Les orifices sont disposés deux à deux sur la même génératrice avec une précision de 0,03 mm et ils sont situés à égale distance du plan médian de l'aile.

La distance minimale entre deux orifices voisins est de l'ordre de  $5d$ , ce qui est estimé suffisant pour éviter une influence mutuelle (cette hypothèse sera vérifiée en 5.3). La cavité située à l'arrière des prises est toujours très grande devant  $d$ .

### 1.3.2 - Essais

Nous avons mesuré directement la différence de pression entre les deux orifices situés sur une même génératrice. Là aussi, deux séries d'essais ont été effectuées.

### 1.3.3 - Résultats expérimentaux

Désignons par  $K_{0,3}$  et  $K_{0,6}$  les coefficients de pression donnés par les prises de diamètre 0,3 et 0,6 mm. Les courbes des figures 1.8 à 1.11 et le tableau 1.3 fournissent  $K_{0,3}$  et l'écart  $K_{0,6} - K_{0,3}$  en fonction de  $\xi/\ell$  et de  $\eta/\ell$ ,  $\xi$  et  $\eta$  étant les coordonnées mesurées à partir du point d'arrêt (figure 1.2). On vérifie que dans l'ensemble la répartition de pression est bien symétrique.

La différence  $K_{0,6} - K_{0,3}$  est le plus souvent positive sauf au voisinage du point d'arrêt, ce qui est conforme aux résultats de 1.2, et à certaines abscisses où le gradient de vitesse est négatif.

Sur la partie de l'aile où le coefficient de pression varie peu, la différence  $K_{0,6} - K_{0,3}$  varie peu elle aussi, mais elle n'est pas nulle comme on peut s'y attendre en supposant valable la formule (1.1).

Le coefficient de traînée a été déterminé avec les valeurs  $K_{0,3}$ ; puis, on a intégré directement la différence  $K_{0,6} - K_{0,3}$  en fonction de  $\eta/\ell$  de manière à éviter les erreurs introduites par l'imprécision du tracé des courbes représentatives de  $K_d$ . Nous avons obtenu  $C_{D0,3} = 6,64 \cdot 10^{-3}$  tandis que le résultat d'intégration de  $K_{0,6} - K_{0,3}$  est égal à  $7 \cdot 10^{-4}$ . Ces valeurs montrent donc que la différence entre les  $C_D$  mesurés à l'aide d'une prise de 0,6 mm et une prise de 0,3 mm est de l'ordre de 10 %. Nous ne sommes pas, pour l'instant, en mesure de fournir la vraie valeur  $C_{D0}$  car nous disposons de résultats correspondant seulement à deux valeurs de  $d$ . Toutefois, une extrapolation linéaire jusqu'à  $d = 0$  donnerait une erreur de 20 % sur le coefficient de traînée déterminé à l'aide des prises de diamètre 0,6 mm.

Il apparaît donc que l'erreur due aux prises de pression a une influence non négligeable sur  $C_D$ , mais la confrontation avec le résultat de l'intégration des pressions sur la face avant du cylindre montre qu'il faut se garder de généraliser à tous les obstacles les résultats obtenus dans un cas particulier.

#### 1.4 - BILAN DES EXPERIENCES PRELIMINAIRES

Les essais préliminaires ont montré que les erreurs sur le coefficient de pression sont en général petites et, à moins de rechercher un raffinement extrême, on ne voit pas la nécessité d'effectuer des corrections qui, dans le cas d'essais industriels, sont le plus souvent inférieures à l'incertitude sur les mesures. D'ailleurs, s'il en était autrement, les aérodynamiciens se seraient depuis longtemps penchés sur le problème !

Par contre, cette erreur, quoique petite, peut dans certaines circonstances avoir des conséquences importantes, en particulier si les mesures sont utilisées pour déterminer une quantité elle-même petite. C'est ce que nous venons de vérifier dans le cas de la détermination du coefficient de traînée de forme d'un profil d'aile.

L'intérêt d'une recherche approfondie étant démontré grâce aux expériences décrites ci-dessus, le programme d'une étude systématique a été défini. Mais au préalable, nous allons donner une rétrospective des principaux travaux consacrés à ce sujet.

## CHAPITRE 2 : ETUDE BIBLIOGRAPHIQUE

2.1 - Visualisations.

2.2 - Calculs.

2.3 - Ecoulements par droites parallèles.

2.3.1 - Etude par similitude de SHAW pour des écoulements dans des tuyaux.

2.3.2 - Résultats expérimentaux en incompressible.

2.3.3 - Expériences en compressible.

2.4 - Ecoulements avec gradient transversal de pression.

2.4.1 - Travaux de RAINBIRD.

2.4.2 - Résultats de MORRISSON, SHEPPARD et WILLIAMS.

2.4.3 - Résultats de PUGH, PETO et WARD.

2.4.4 - Expériences de DEFECQUES et FREHAUT.

2.4.5 - Travaux de FLACK.

2.5 - Bilan.

Dans l'étude bibliographique qui suit, nous tentons de faire une brève synthèse des nombreux travaux effectués sur le problème considéré. Une étude détaillée a déjà été présentée en [1] et complétée en [2]. Nous y ajoutons quelques résultats obtenus depuis 1976.

Citons la parution d'une synthèse critique par BARAT en 1973 [3] et aussi un article de CHUE [4] qui a fait le point des connaissances acquises jusqu'en 1976.

## 2.1 - VISUALISATIONS

Quelques visualisations ont été réalisées dans le cas de l'écoulement à deux dimensions.

A très faible nombre de Reynolds, SHAW [5] et RAY [6] notent une déflexion du courant incident vers l'intérieur de l'orifice occupé par un tourbillon ou un système de tourbillons. Ce résultat a été confirmé récemment par TANEDA [7] qui a fait varier le rapport  $h/b$  où  $b$  est la largeur de la rainure. La figure 2.1 montre un exemple de telles visualisations quand le nombre de Reynolds formé avec  $b$  est de l'ordre de  $10^{-2}$ .

WIEGHARDT cité en [8] a réalisé les clichés reproduits sur la figure 2.2. Le nombre de Reynolds formé avec  $b$  est de l'ordre de  $10^4$ . Les visualisations ont été faites à l'aide de poudre d'aluminium. On constate que lorsque  $h$ ,  $b$  et  $\delta$  sont du même ordre de grandeur, un seul tourbillon se forme dans la rainure (figure 2.2.a); lorsque  $h$  est plus grand que  $b$  plusieurs tourbillons peuvent se former (figure 2.2.b).

La comparaison entre les figures 2.1 et 2.2 montre que, à  $h/b$  constant, la perturbation créée par la rainure diminue quand le nombre de Reynolds  $\frac{u b}{\nu}$  augmente.

Par ailleurs, la ligne de séparation qui apparaît clairement sur la figure 2.1 n'existe plus sur la figure 2.2 où il semble que l'on ait plutôt une zone de mélange. Notons que les visualisations de la figure 2.2 n'ont qu'une valeur indicative car on sait qu'à grand nombre de Reynolds les traceurs constitués par la poudre d'aluminium ne suivent pas parfaitement l'écoulement.

TOWNES et SABERSKY [9] ont étudié des rainures carrées : pour des nombres de Reynolds suffisamment grands un tourbillon stable s'installe dans la cavité et la frontière avec l'écoulement extérieur oscille régulièrement.

MAULL et EAST [10] ont effectué des visualisations dans le cas plus réaliste d'un écoulement à trois dimensions. Ils ont constaté que le système de tourbillons à l'intérieur d'une cavité est très complexe.

## 2.2 - CALCULS

Les calculs effectués concernent des écoulements plans; ils ne sont donc pas représentatifs d'une prise réelle. Nous citons ici quelques exemples qui, étant données les différentes hypothèses restrictives, n'ont qu'un intérêt qualitatif.

THOM et APELT [11] ont obtenu des solutions approchées pour des nombres de Reynolds très petits à l'aide de développements en série de puissances : la ligne de séparation entre l'écoulement dans la cavité et l'écoulement extérieur est symétrique et a une forme elliptique à Reynolds nul; dans les autres cas la symétrie est détruite.

DEFECQUES et FREHAUT [12] ont déterminé la forme de la ligne de séparation entre l'écoulement à l'extérieur et l'écoulement à l'intérieur d'une fente de largeur  $b$  dans le cas d'un fluide idéal en utilisant la théorie des profils minces ([13]). A l'aide d'un résultat classique, ils

montrent que la surface de séparation est elliptique d'équation, pour

$$|x| \leq l/2 \cdot s = \frac{p_\infty - p}{\rho u_\infty^2} \sqrt{b^2 - 4x^2} \quad \text{où } p \text{ est la pression dans la cavité}$$

que la théorie est évidemment incapable de calculer. Cette forme elliptique est curieusement semblable à celle de THOM et APELT.

TORRANCE, DAVIS, EIKE, GILL, GUTMANN, HSUI, LYONS et ZIEN [14] ont étudié l'écoulement dans une cavité rectangulaire en supposant la ligne de séparation rectiligne. Ils trouvent dans certains cas des tourbillons contrarotatifs, résultat qui confirme les travaux de KAWAGUTI et de MILLS cité dans [3],

De nombreuses autres publications concernant des solutions numériques d'écoulements dans des cavités sont citées en [15]. Mais, comme en [14], il s'agit de problèmes où on se donne à priori les conditions sur la face de la cavité communiquant avec l'extérieur. Par conséquent, ces études ne concernent pas directement le problème qui nous intéresse.

PHILIPP [16] a étudié numériquement la perturbation produite en écoulement plan par une fente percée dans une paroi au voisinage d'un point d'arrêt. La cavité, toujours très petite, a une largeur égale à deux fois la hauteur. Les nombres de Reynolds étant petits, l'écoulement est laminaire et on connaît la solution analytique, en absence de cavité. PHILIPP a montré que l'écoulement extérieur pénètre dans la cavité sur environ un tiers de sa profondeur pour tous les Reynolds étudiés, ce qui est en accord avec la figure 2.1.

L'étude du champ de vitesses indique que le fluide est sensiblement au repos dans la cavité. De plus, PHILIPP a vérifié numériquement que c'est au voisinage du milieu de la cavité que la perturbation est minimale : c'est

donc là qu'il faut brancher le manomètre pour mesurer la pression la plus voisine possible de celle qui existe en absence de cavité. PHILIPP a noté aussi que la perturbation s'atténue lorsque le nombre de Reynolds augmente, ce qui fournit une mesure de plus en plus précise. Cette tendance est conforme aux visualisations des figures 2.1 et 2.2.

### 2.3 - ÉCOULEMENTS PAR DROITES PARALLELES

La plupart des recherches concernent des écoulements turbulents dans des tuyaux et les diamètres des prises sont en général petits comparés à l'épaisseur de la couche limite. Quelques travaux réalisés en compressible sont décrits à la fin de ce paragraphe.

#### 2.3.1 - Etude par similitude de SHAW pour des écoulements dans des tuyaux

SHAW [5] suppose que l'erreur  $\Delta p$  dépend de  $\rho$ , de  $\mu$ , des dimensions  $h$  et  $d$  de l'orifice, du diamètre  $d_c$  de la cavité arrière, du diamètre  $D_t$  du tuyau et de la vitesse  $u$ .

En remarquant qu'à une distance  $z$  de la paroi égale à une fraction donnée de  $D_t$  la vitesse  $u$  de l'écoulement turbulent est de la

forme  $\frac{u}{\sqrt{\frac{\tau_o}{\rho}}} = g \left( \frac{z}{D_t} \right)$ , SHAW obtient :

$$\Delta p = f(d, h, d_c, D_t, \tau_o, \rho, \mu).$$

En prenant  $\rho$ ,  $\tau_o$ ,  $d$  pour grandeurs primaires, il vient :

$$\Delta p^* = F \left( d^*, \frac{h}{d}, \frac{d_c}{d}, \frac{D_t}{d} \right)$$

avec  $\Delta p^* = \frac{\Delta p}{\tau_0}$  et  $d^* = \frac{d}{v} \sqrt{\frac{\tau_0}{\rho}}$ .

Pour des trous géométriquement semblables, très petits à l'égard de  $D_t$  et qui ne font pas intervenir le diamètre de la cavité arrière, il reste

$$\Delta p^* = G(d^*).$$

Comme  $\tau_0$  apparaît dans les deux quantités réduites, on ne peut pas étudier séparément l'influence du diamètre et celle de l'écoulement extérieur.

### 2.3.2 - Résultats expérimentaux en incompressible

Nous considérons d'abord l'influence du paramètre lié au diamètre, puis l'influence des autres paramètres géométriques de la prise qui sont la profondeur, la cavité arrière, l'inclinaison de l'axe de perçage et les malfaçons des bords.

Des expériences réalisées dans des tuyaux par RAY [6] en 1956, SHAW [5] en 1953, LIVESEY, JACKSON et SOUTHERN [17] en 1962 et FRANKLIN et WALLACE [18] en 1969 montrent que, à  $h/d$  donné, l'erreur réduite  $\Delta p^*$  est une fonction croissante de  $d^*$ . Les courbes correspondant à  $h \gg d$  sont indiquées sur la figure 2.3.

Ces courbes ne coïncident pas. Cela peut provenir de ce que les conditions d'expérimentation, les hypothèses de départ et le procédé d'extrapolation jusqu'à la valeur nulle du diamètre différent d'un auteur à l'autre.

L'influence du rapport  $h/d$  est donnée sur la figure 2.4 selon RAY et SHAW et sur la figure 2.5 selon LIVESEY, JACKSON et SOUTHERN. On note ici encore des divergences. Ainsi, la profondeur n'intervient plus dès que le rapport  $\frac{h}{d}$  est supérieur à 1,5 selon SHAW et à 5 selon LIVESEY, JACKSON et SOUTHERN; par contre, RAY ne note aucune valeur asymptotique.

Le paramètre relatif à la cavité arrière a été peu étudié; certains auteurs ne donnent d'ailleurs aucune indication sur le rapport du diamètre de la cavité arrière au diamètre de la prise adopté dans leurs expériences. RAY [6] indique que pour des trous présentant une grande cavité arrière la réduction de la profondeur a pour effet de produire une réduction de l'erreur; pour des prises qui se terminent par un rétrécissement le comportement est inversé. Notons que SHAW a utilisé des prises ayant un élargissement arrière de  $2d$  alors que dans les expériences de LIVESEY, JACKSON et SOUTHERN cet élargissement est de  $14d$ ; ceci peut contribuer à expliquer les écarts relevés précédemment.

Les effets de l'inclinaison de l'axe de perçage par rapport à la normale à la surface ont été étudiés par MYADZU [19] : à titre d'exemple, la variation de l'erreur due à une prise de  $3\text{ mm}$  dont l'axe est incliné de  $2^{\circ}5$  n'excède pas  $4\%$  de l'erreur indiquée par une prise dont l'axe est normal à la paroi. L'usinage d'une prise étant en général suffisamment précis pour qu'un écart d'inclinaison de  $2^{\circ}5$  par rapport à la normale soit un maximum, on peut s'affranchir de l'erreur due à l'inclinaison.

En ce qui concerne les malfaçons éventuelles des bords, des expériences ont été menées par SHAW [5], FRANKLIN et WALLACE [18] et plus récemment par ZOGG et THOMANN [20].

SHAW a étudié les effets d'aspérités de hauteur  $e$  sur la pression mesurée. Il trouve que, lorsque  $e/d$  est de l'ordre de  $1/32$ , l'erreur est 7 fois plus grande que celle obtenue dans le cas d'une prise parfaite. Dès que  $e/d$  est inférieur à  $1/100$ , l'influence des aspérités est négligeable.

Etant donné qu'on ne peut pas éviter les aspérités quand on perce un trou, il apparaît nécessaire de ne pas utiliser des prises trop petites.

FRANKLIN et WALLACE ont développé une technique de perçage qui permet d'obtenir des prises excellentes mais elle ne peut pas être utilisée dans le cas de petits diamètres. Quand à ZOGG et THOMANN, ils ont étudié l'erreur due à une protubérance simulant une malfaçon qui peut se produire lorsque la prise de pression est constituée par un tube soudé dans la paroi ou par une érosion de la paroi.

Des orifices de forme particulière - chanfreinés ou arrondis - ont été étudiés par ALLEN et HOOPER cités dans [17] et par RAYLE [21]. ALLEN et HOOPER constatent qu'un arrondi de 3,2 mm de rayon sur une prise de 3,2 mm de diamètre provoque une augmentation de la pression, mais des arrondis de plus petits rayons donnent la même lecture que des prises à bord vif de même diamètre. Quand à RAYLE il conclut que les orifices chanfreinés diminuent l'erreur et que les orifices à bord arrondi l'augmentent.

### 2.3.3 - Expériences en compressible

Peu de travaux ont été faits en écoulement compressible sans gradient transversal.

RAYLE [21] a montré que l'erreur est une fonction croissante du nombre de Mach.

Récemment MOULDEN [22] a réalisé des expériences sur une plaque plane à un nombre de Mach voisin de 0,8. Les orifices de pression ont un diamètre variant de 13 mm à 76 mm et un rapport  $h/d$  voisin de 3. La figure 2.6 donne le rapport  $p_d/p_e$  en fonction de  $d/\delta^*$ , où  $\delta^*$  est l'épaisseur de déplacement de la couche limite.

BENEDICT et WYLER [23] proposent une formule de correction, valable pour de grandes valeurs de  $d^*$  :

$$\Delta p^* = 0,000157 d^{*1,604} \quad \text{en laminaire}$$

$$\text{et } \Delta p^* = 0,265 d^{*0,353} \quad \text{en turbulent.}$$

L'erreur est toujours plus grande en turbulent qu'en laminaire, résultat opposé à celui de BILLINGTON cité dans [24].

## 2.4 - ÉCOULEMENTS AVEC GRADIENT TRANSVERSAL DE PRESSION

L'influence du gradient de pression a été moins étudiée; seuls les travaux de RAINBIRD [24], de MORRISSON, SHEPPARD et WILLIAMS [25], de PUGH, PETO et WARD [26], de DEFECQUES et FREHAUT [12] et plus récemment de FLACK [27] en rendent compte.

### 2.4.1 - Travaux de RAINBIRD

RAINBIRD [24] a réalisé des expériences en écoulement supersonique avec un cône de  $12^\circ 1/2$  d'angle au sommet à l'incidence 0. L'écoulement étant conique, il n'y a pas de gradient longitudinal.

RAINBIRD conclut que, pour des nombres de Mach élevés et pour des grands trous, l'erreur  $\Delta p^*$  peut être 5 à 6 fois celle trouvée par SHAW pour des petits trous. Pour des valeurs faibles de  $d^*$  et pour toutes les vitesses, il retrouve la courbe de FRANKLIN et WALLACE, mais dès que  $d^*$  est supérieur à 400, les points sont éparpillés. RAINBIRD suggère que cet éparpillement peut être dû à l'influence du paramètre  $d/\delta^*$ ,  $\delta^*$  étant l'épaisseur de déplacement de la couche limite. Mais cette hypothèse n'est pas vérifiée par ses propres résultats expérimentaux correspondant à  $0,7 < \frac{d}{\delta^*} < 10,9$ , ni par ceux de FRANKLIN et WALLACE qui ont fait varier  $\frac{d}{\delta^*}$  entre 0,15 et 4.

### 2.4.2 - Résultats de MORRISSON, SHEPPARD et WILLIAMS

Ces auteurs ont étudié la répartition de pression sur un hémisphère en écoulement subsonique, supersonique et hypersonique [25].

Les prises sur l'hémisphère sont repérées par la position angulaire  $\alpha$  par rapport à la vitesse en amont et par l'angle sous-tendu par la prise  $\omega = 2 \frac{d}{D}$ ,  $D$  étant le diamètre de l'hémisphère.

Les résultats obtenus sont les suivants :

- l'erreur sur la pression croit avec  $\omega$  et  $\alpha$ ,
- $\frac{\partial p_e}{\partial \omega}$  s'annule lorsque  $\alpha = 0$ .

La majorité des résultats pour  $0 < -\frac{1}{p} \frac{\partial p_e}{\partial \alpha} < 2$  peut être représentée par (figure 2.7) :

$$\frac{1}{p_e} \frac{\partial p_e}{\partial \omega} + 0,37 \frac{1}{p_e} \frac{\partial p_e}{\partial \alpha} = 0 \quad \text{lorsque } M_e < 1$$

et

$$\frac{1}{p_e} \frac{\partial p_e}{\partial \omega} + 0,37 \frac{1}{p_e} \frac{\partial p_e}{\partial \alpha} + 0,19 (M_e^2 - 1) = 0 \quad \text{lorsque } M_e > 1,1 .$$

Dans le cas d'un écoulement supersonique, RAINBIRD [24] obtient

$\frac{\Delta p}{p_e} = 0,02$  pour  $\frac{d}{\delta^*} = 30$ . Pour les mêmes nombres de Mach et la même valeur de  $\frac{d}{\delta^*}$ , MORRISSON et al indiquent des valeurs de  $\frac{\Delta p}{p_e}$  allant de 0,002 à 0,02.

En écoulement subsonique, pour des nombres de Mach inférieurs à 0,8 et  $\frac{d}{\delta^*} = 2$ , MORRISSON et al trouvent  $\frac{\Delta p}{p_e} = 0,4$ , soit environ trente fois la valeur obtenue par RAINBIRD dans des expériences sans gradient de pression longitudinal citées en [24].

L'ensemble de ces résultats conduit à penser que le gradient de pression a une influence considérable sur la mesure de la pression tant en écoulement supersonique qu'en écoulement subsonique. Mais cette influence ne

ressort pas clairement des recherches citées ci-dessus.

#### 2.4.3 - Résultats de PUGH, PETO et WARD

PUGH, PETO et WARD [26] ont utilisé un cône surmonté d'un hémisphère. Ils ont cherché à déterminer l'erreur de position par rapport au centre de la prise, c'est-à-dire à déterminer le point où la pression mesurée s'établit en absence d'orifice.

PUGH et al reprennent la même représentation que MORRISSON et al et constatent que, pour  $M_e < 1$  et  $20^\circ < \alpha < 65^\circ$ , la correction de MORRISSON et al s'applique bien à leurs valeurs expérimentales à condition de remplacer la constante 0,37 par 0,35. Par contre, lorsque le nombre de Mach local est supérieur à 1,1, le terme additif  $0,19 (M_e^2 - 1)$  de la formule de MORRISSON et al n'est pas valable; il tend à éparpiller les résultats expérimentaux.

#### 2.4.4 - Expériences de DEFECQUES et FREHAUT

DEFECQUES et FREHAUT [12] ont effectué des essais à l'aide d'un cylindre de 6 mm de diamètre placé dans un écoulement à un nombre de Mach au loin de 0,59. Les rapports  $h/d$  étaient de l'ordre de 5. Le nombre de Reynolds  $R = \frac{u_\infty D}{\nu}$  était d'environ 77.000. DEFECQUES et FREHAUT ont tracé les courbes  $K = f(\alpha)$  à partir des valeurs mesurées à l'aide de 5 prises de diamètres différents. Ils concluent que lorsque  $\alpha$  est compris entre  $20^\circ$  et  $50^\circ$  les courbes sont parallèles, les plus grandes prises donnant les plus grandes valeurs de K. A partir de  $55^\circ$ , les courbes se croisent pour se présenter vers  $90^\circ$  dans l'ordre inverse. Cela signifie que l'erreur est du signe opposé au gradient de pression le long du cylindre.

DEFECQUES et FREHAUT ont essayé d'appliquer la correction de MORRISSON et al qui s'est avérée trop forte.

#### 2.4.5 - Travaux de FLACK

FLACK [27] a étudié l'influence des prises de pression dans le cas d'un écoulement transsonique. Il a obtenu une erreur qui semble indépendante du gradient de pression, plus exactement du paramètre  $\frac{d}{\tau_0} \frac{\partial p_e}{\partial x}$ , pour les valeurs testées comprises entre 1 et 10 et indépendante également du paramètre  $\frac{d}{\delta^*}$  quand celui-ci est compris entre 6 et 45.

#### 2.5 - BILAN

L'analyse des travaux effectués met en évidence la complexité du problème. Les calculs théoriques sont insuffisants puisque les hypothèses qu'ils impliquent ne sont pas conformes à la réalité physique..

En ce qui concerne les recherches expérimentales, on note une dispersion importante des résultats même dans des cas simples et il est troublant de constater un désaccord entre les auteurs sur un point aussi fondamental que l'influence du diamètre. De plus, les formules empiriques ne sont valables que dans un faible domaine de variation des différents paramètres et, la plupart du temps, elles ne peuvent s'appliquer que dans le cas particulier considéré par l'auteur.

Il ressort donc de l'ensemble de ces études que le problème des mesures de pression à l'aide d'orifices n'est pas résolu. Une recherche fondamentale s'avère nécessaire.

## CHAPITRE 3 : ETUDE THEORIQUE

- 3.1 - Etude par similitude.
  - 3.1.1 - Cas général.
  - 3.1.2 - Cas particulier du point d'arrêt.
  - 3.1.3 - Cas du domaine décollé.
- 3.2 - Comportement pour  $\alpha$  voisin de zéro.
- 3.3 - Linéarisation.
  - 3.3.1 - Cas général.
  - 3.3.2 - Cas du point d'arrêt.
  - 3.3.3 - Cas du domaine décollé.
- 3.4 - Ecoulement compressible.

L'étude qui suit est limitée à l'écoulement permanent d'un fluide incompressible au voisinage d'une cavité cylindrique. Le cas de l'écoulement compressible est évoqué succinctement dans la dernière section.

### 3.1 - ETUDE PAR SIMILITUDE

#### 3.1.1 - Cas général

Soit  $p_d$  la pression mesurée à la prise de diamètre  $d$  et  $p_0$  la pression en absence d'orifice, c'est-à-dire celle qui correspond à  $d = 0$ .

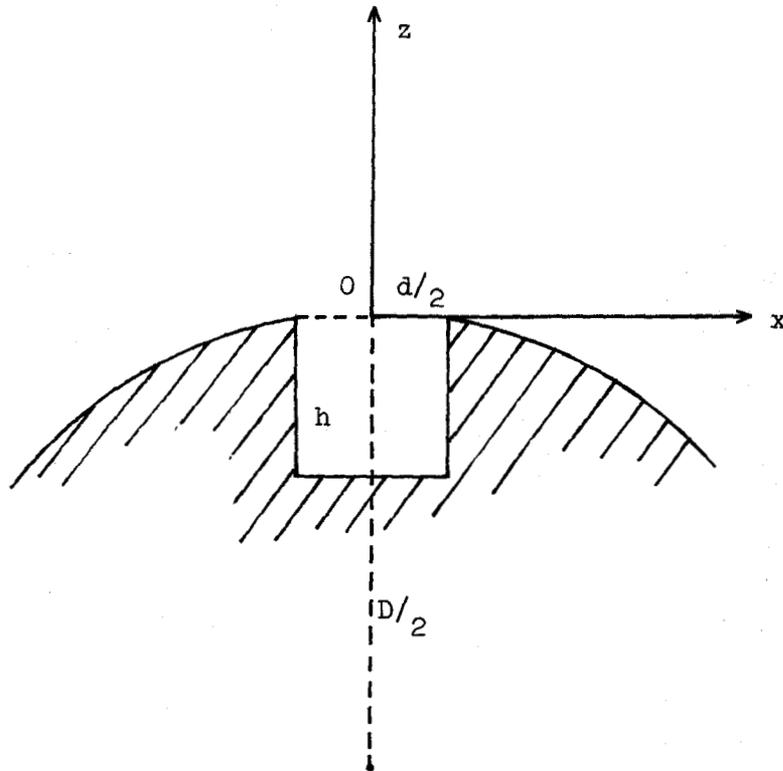
Les grandeurs physiques dont dépend l'erreur  $p_d - p_0$  sont constituées par les données qui figurent dans le système d'équations et de conditions permettant de formuler mathématiquement le phénomène.

Dans les équations générales apparaissent les propriétés physiques du fluide  $\rho$  et  $\nu$ .

Désignons par Oxyz le repère lié à l'orifice; l'origine O est le milieu de l'orifice et les axes Ox et Oz sont indiqués sur le schéma de la page suivante.

La condition d'adhérence dans la cavité s'exprime par  $\vec{u} = 0$  pour  $\sqrt{x^2 + y^2} = d/2$ ,  $-h \leq z \leq 0$ ; elle introduit donc les données  $d$  et  $h$ .

La paroi peut être représentée localement, au 2ème ordre près, par son cercle osculateur dont le diamètre est désigné par  $D$ . La condition d'adhérence à l'extérieur de la cavité et dans son voisinage s'écrit donc  $\vec{u} = 0$  pour  $x^2 + z^2 + Dz = 0$ : cette condition introduit la donnée  $D$ .



Les conditions à écrire au raccord de la cavité avec l'écoulement extérieur supposent connu l'état de la couche limite au-dessus de la cavité. La perturbation créée par l'orifice étant petite, nous ne ferons pas de distinction entre les couches limites en absence ou en présence de l'orifice. En écoulement bidimensionnel, la couche limite est entièrement déterminée par sa nature et par le profil des vitesses qui s'exprime, selon POLHAUSEN [28], par  $\frac{u}{u_e} = f\left(\frac{z}{\theta}, \frac{\theta^2 u_{ex}}{\nu}\right)$  où  $\theta$  est l'épaisseur de quantité de mouvement de la couche limite et  $u_{ex}$  le gradient de vitesse local.

La pression dans la couche limite au-dessus de la cavité n'intervient pas dans l'inventaire car l'écoulement est incompressible.

Dans ce qui suit, on supposera de plus que la couche limite est toujours de même nature, soit laminaire, soit turbulente.

D'après ce qui précède, les paramètres qui entrent en jeu sont :

$$\rho, \nu, d, h, u_e, u_{ex}, \theta, D.$$

Lorsque l'orifice se termine par un élargissement ou un rétrécissement, il faut ajouter le diamètre de la cavité arrière, soit  $d_c$ .

En prenant  $\rho$ ,  $d$  et  $u_e$  pour grandeurs primaires, on obtient

$$(3.1) \quad \frac{p_d - p_o}{\frac{1}{2} \rho u_e^2} = \psi \left( \frac{du_e}{\nu}, \frac{du_{ex}}{u_e}, \frac{d}{D}, \frac{d}{\theta}, \frac{h}{d}, \frac{d_c}{d} \right)$$

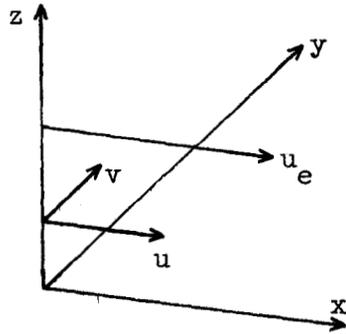
relation qui se réduit, pour des prises géométriquement semblables, à

$$(3.2) \quad \frac{p_d - p_o}{\frac{1}{2} \rho u_e^2} = \psi \left( \frac{du_e}{\nu}, \frac{du_{ex}}{u_e}, \frac{d}{D}, \frac{d}{\theta} \right).$$

Dans le cas d'un écoulement à trois dimensions, les grandeurs physiques introduites par les équations générales et la condition d'adhérence dans la cavité sont évidemment les mêmes qu'en écoulement bidimensionnel. De plus, comme la paroi peut être remplacée localement par la sphère osculatrice de diamètre  $D$ , la condition d'adhérence à l'extérieur de la cavité introduit, comme en écoulement bidimensionnel, la donnée  $D$ .

Désignons par  $\vec{u}_e$  la vitesse extérieure, c'est-à-dire la vitesse de l'écoulement potentiel à la paroi de l'obstacle. Dans l'étude des couches limites tridimensionnelles, la vitesse est habituellement projetée sur le plan formé par  $\vec{u}_e$  et par la normale  $Oz$  et sur le plan perpendiculaire contenant  $Oz$ ; la troisième composante suivant  $Oz$  est négligeable.

Soit  $Ox$  l'axe parallèle à  $\vec{u}_e$  et  $Oy$  l'axe complétant le repère  $Oxyz$ ;  $u$  et  $v$  sont les composantes de la vitesse suivant  $Ox$  et  $Oy$ .



On sait ([29] et [30]) que l'écoulement longitudinal (suivant Ox) est prépondérant devant l'écoulement transversal (suivant Oy). De plus, une hypothèse assez bien vérifiée est que  $\frac{v}{u_e}$  s'exprime en fonction de  $\frac{u}{u_e}$ . Par conséquent, les paramètres dont dépend le profil transversal sont les mêmes que pour le profil longitudinal qui est traité comme une couche limite bidimensionnelle. L'erreur due à un orifice s'exprime donc formellement par la même relation (3.2) qu'en écoulement bidimensionnel.

### 3.1.2 - Cas particulier du point d'arrêt

En un point d'arrêt, la vitesse  $u_e$  est nulle de sorte que la représentation sous la forme (3.2) n'a plus de signification.

En reprenant l'inventaire des grandeurs de 3.1.1,  $p_d - p_0$  est fonction de  $\rho$ ,  $\mu$ ,  $d$ ,  $D$ ,  $\theta$  et  $u_{e_x}$ . Avec  $\rho$ ,  $d$  et  $u_{e_x}$  pour grandeurs primaires, il vient

$$\frac{p_d - p_0}{\mu u_{e_x}} = F \left( \frac{d^2 u_{e_x}}{\nu}, \frac{d}{\theta}, \frac{d}{D} \right).$$

L'écoulement peut être considéré comme osculateur à celui au point d'arrêt d'un cylindre de diamètre égal à  $D$ . On sait que, dans cet écoulement, on a au point d'arrêt  $u_{e_x} = \frac{4u_\infty}{D}$  et  $\theta = \text{cte} \sqrt{\frac{\nu}{u_{e_x}}}$  [28].

Puisqu'on peut exprimer  $u_{e_x}$  en fonction de  $\frac{v}{\theta^2}$ , on obtient

$$(3.3) \quad \frac{p_d - p_o}{\mu u_{e_x}} = G \left( \frac{d}{\theta}, \frac{d}{D} \right).$$

Il peut être commode de rapporter l'erreur à la pression cinétique au loin. En introduisant le nombre de Reynolds  $R = \frac{u_\infty D}{\nu}$ , on a

$$\frac{p_d - p_o}{\frac{1}{2} \rho u_\infty^2} = \frac{8}{R} G \left( \frac{d}{\theta}, \frac{d}{D} \right)$$

et comme  $R \frac{\theta^2}{D^2} = \text{cte}$ , on en déduit l'expression suivante

$$(3.4) \quad \frac{p_d - p_o}{\frac{1}{2} \rho u_\infty^2} = L \left( \frac{d}{\theta}, \frac{d}{D} \right).$$

### 3.1.3 - Cas du domaine décollé

L'étude du domaine décollé est basée sur deux hypothèses :

- Ce domaine est quasi indépendant de la forme de l'obstacle; il ne dépend que du maître-couple que nous désignons par  $Q$ . Ceci suppose que l'obstacle est épais.

- L'erreur dans le domaine décollé est indépendante de la position de l'orifice à l'exception éventuelle des points de décollement ou des points d'arrêt. Cette hypothèse qui est bien vérifiée sur la figure 1.3 sera exploitée en 9.1.1.

Par conséquent, l'erreur  $p_d - p_o$  est fonction de  $\rho$ ,  $\nu$ ,  $u_\infty$ ,  $Q$  et  $d$ .

En prenant  $\rho$ ,  $u_\infty$  et  $d$  pour grandeurs primaires, il vient

$$\frac{p_d - p_o}{\frac{1}{2} \rho u_\infty^2} = F \left( \frac{u_\infty d}{\nu}, \frac{d}{Q} \right).$$

S'il existe une zone de mélange entre la cavité et l'extérieur, alors  $\nu$  n'intervient pas, exactement comme pour une prise en présence d'une couche limite (voir 3.3 et 5.2). Il reste alors

$$(3.5) \quad \frac{p_d - p_o}{\frac{1}{2} \rho u_\infty^2} = S \left( \frac{d}{Q} \right).$$

Cette formule simplifiée ne peut constituer qu'une première approximation; elle ne s'applique évidemment pas au cas d'une bulle de décollement sur un profil.

### 3.2 - COMPORTEMENT POUR $d$ VOISIN DE ZERO

Lorsque le diamètre  $d$  est petit à l'égard de l'épaisseur du film visqueux, le problème se simplifie. En effet, l'écoulement au voisinage immédiat de l'orifice est rampant et la masse volumique  $\rho$  doit disparaître de l'inventaire des grandeurs. Cela étant, (3.2) est remplacé par

$$\frac{d(p_d - p_o)}{\mu u_e} = \chi \left( \frac{du_e x}{u_e}, \frac{d}{D}, \frac{d}{\theta} \right).$$

Avec  $R_e = \frac{u_e d}{\nu}$ , on peut encore écrire :

$$(3.6) \quad \frac{p_d - p_o}{\frac{1}{2} \rho u_e^2} = \frac{2}{R_e} \chi \left( \frac{du_e x}{u_e}, \frac{d}{D}, \frac{d}{\theta} \right).$$

Notons que, comme pour d'autres écoulements où l'inertie est négligeable, la loi d'évolution est en  $1/R_e$ .

Puisque  $d$  est très petit, on peut procéder à une linéarisation. Comme l'erreur doit être nulle pour un diamètre nul, il est aisé de voir que  $\chi$  et ses trois dérivées premières doivent s'annuler pour  $d = 0$ . Il faut donc pousser le développement jusqu'au second ordre.

En appelant  $a_1, a_2 \dots a_6$  les dérivées secondes de  $\chi$  en  $d = 0$ , on obtient

$$\begin{aligned} \frac{d(p_d - p_0)}{\mu u_e} &= a_1 \left( \frac{d u_{ex}}{u_e} \right)^2 + a_2 \left( \frac{d}{D} \right)^2 + a_3 \left( \frac{d}{\theta} \right)^2 \\ &+ a_4 \frac{d^2 u_{ex}}{u_e D} + a_5 \frac{d^2 u_{ex}}{u_e \theta} + a_6 \frac{d^2}{D\theta} . \end{aligned}$$

Soit

$$\begin{aligned} (3.7) \quad \frac{p_d - p_0}{\mu u_e d} &= a_1 \left( \frac{u_{ex}}{u_e} \right)^2 + \frac{a_2}{D^2} + \frac{a_3}{\theta^2} + a_4 \frac{u_{ex}}{u_e D} \\ &+ a_5 \frac{u_{ex}}{u_e \theta} + \frac{a_6}{D\theta} . \end{aligned}$$

On voit donc que, lorsque  $d$  est voisin de zéro, l'erreur  $p_d - p_0$  est proportionnelle à  $\mu d$ .

Il est intéressant d'avoir une idée de l'ordre de grandeur de l'intervalle de variation de  $d$  correspondant au régime rampant.

Considérons le cas de la couche limite laminaire le long d'une plaque plane. A proximité de la paroi, le profil des vitesses est donné par la loi de Blasius

$$\frac{u}{u_e} \approx 0,332 z \sqrt{\frac{u_e}{\nu x}}, \text{ où } z \text{ est la distance à la paroi.}$$

Le domaine d'écoulement rampant est défini par

$$\frac{uz}{\nu} \ll 1$$

soit

$$z \ll 1,73 \left( \frac{\nu}{u_e} \right)^{3/4} x^{1/4}.$$

Par exemple, pour  $u_e = 25$  m/s,  $x = 0,1$  m et pour de l'air dans les conditions normales, on obtient  $z \ll 2 \cdot 10^{-2}$  mm. Par conséquent, le cas de l'écoulement rampant ne peut jamais être rencontré dans la pratique.

### 3.3 - LINEARISATION

#### 3.3.1 - Cas général

Nous supposons pour l'instant que le phénomène est indépendant de la viscosité et que, par conséquent, le nombre de Reynolds disparaît de la formule (3.2). Cette hypothèse sera justifiée dans le chapitre 5.

L'invariance à l'égard de  $R_e$  permet d'écrire (3.2) sous la forme ([31], [32])

$$(3.8) \quad \frac{p_d - p_o}{\frac{1}{2} \rho u_e^2} = \phi \left( \frac{du_{ex}}{u_e}, \frac{d}{D}, \frac{d}{\theta} \right).$$

Les paramètres  $\frac{du_{ex}}{u_e}$  et  $\frac{d}{D}$  étant généralement très petits à

l'égard de 1, on peut effectuer une linéarisation partielle et écrire

$$(3.9) \quad \frac{p_d - p_o}{\frac{1}{2} \rho u_e^2} = F + G_v \frac{du_{ex}}{u_e} + G_c \frac{d}{D},$$

où  $F$  est la valeur de  $\phi$  et  $G_v$  et  $G_c$  les valeurs des dérivées de  $\phi$  par rapport à  $\frac{du_{ex}}{u_e}$  et  $\frac{d}{D}$  pour  $\frac{du_{ex}}{u_e} = \frac{d}{D} = 0$ ;  $F$ ,  $G_v$  et  $G_c$  dépendent de  $\frac{d}{\theta}$  et de la nature de la couche limite.

Pour  $d \ll \theta$ ,  $F$  peut également être développé et le terme constant doit être nul car il n'y a pas d'erreur pour  $d = 0$ . En désignant par  $I$  les coefficients d'influence correspondant à ce cas, on a

$$(3.10) \quad \frac{p_d - p_0}{\frac{1}{2} \rho u_e^2} = I_\theta \frac{d}{\theta} + I_v \frac{du_{ex}}{u_e} + I_c \frac{d}{D}, \quad d \ll \theta.$$

Inversement pour  $d \gg \theta$ , le développement de  $F$  en fonction de  $\frac{\theta}{d}$  peut être limité au terme constant. On désigne par  $F_1$  sa valeur et par  $J$  les coefficients d'influence; de là

$$(3.11) \quad \frac{p_d - p_0}{\frac{1}{2} \rho u_e^2} = F_1 + J_v \frac{du_{ex}}{u_e} + J_c \frac{d}{D}, \quad d \gg \theta.$$

Il est évident que, du fait de la linéarisation, les influences des paramètres  $\frac{du_{ex}}{u_e}$  et  $\frac{d}{D}$  sont indépendantes. Celle de  $\frac{d}{\theta}$  l'est également dans les cas extrêmes  $d \ll \theta$  et  $d \gg \theta$ .

On peut remarquer que si dans le cas général les coefficients  $G_v$  et  $G_c$  dépendent de la nature de la couche limite, la détermination des coefficients asymptotiques  $I_v$ ,  $I_c$ ,  $J_v$  et  $J_c$  peut être faite indifféremment en présence d'une couche limite laminaire ou turbulente.

### 3.3.2 - Cas du point d'arrêt

Dans les formules (3.3) et (3.4), le paramètre  $d$  est le plus souvent très petit devant  $D$  ; on peut donc effectuer une linéarisation partielle comme dans le cas général. Il vient avec la représentation (3.4)

$$(3.12) \quad \frac{p_d - p_o}{\frac{1}{2} \rho u_\infty^2} = L + L_c \frac{d}{D} ,$$

où  $L$  est la valeur de  $L$  et  $L_c$  la valeur de la dérivée de  $L$  pour  $\frac{d}{D} = 0$ .

Avec le même principe de notation qu'en 3.3.1, on peut écrire

$$(3.13) \quad \frac{p_d - p_o}{\frac{1}{2} \rho u_\infty^2} = A_\theta \frac{d}{\theta} + A_c \frac{d}{D} \text{ pour } d \ll \theta$$

et

$$(3.14) \quad \frac{p_d - p_o}{\frac{1}{2} \rho u_\infty^2} = L_1 + B_c \frac{d}{D} \text{ pour } d \gg \theta .$$

Si on utilise la représentation (3.3) les coefficients d'influence sont évidemment ceux de (3.12), (3.13) et (3.14) multipliés par la quantité  $\frac{1/2 \rho u_\infty^2}{\mu u_{ex}}$  qui est constante.

Il faut souligner que ce qui précède n'est valable que si  $d \ll D$ , ce qui n'est pas toujours le cas au bord d'attaque d'un obstacle élancé.

Nous reviendrons là dessus en 8.5.

### 3.3.3 - Cas du domaine décollé

Dans la formule (3.5), l'obstacle étant supposé épais, le paramètre  $\frac{d}{Q}$  est en général très petit devant 1.

Si on désigne par  $S$  la valeur de la dérivée de  $S$  pour  $\frac{d}{Q} = 0$ , on peut écrire

$$(3.15) \quad \frac{p_d - p_o}{\frac{1}{2} \rho u_\infty^2} = S \frac{d}{Q},$$

où  $S$  ne dépend que du rapport  $\frac{h}{d}$ .

### 3.4 - ÉCOULEMENT COMPRESSIBLE

Nous limitons cette étude à des nombres de Mach suffisamment petits pour pouvoir négliger les effets thermiques. Les parois sont supposées athermanes. Par conséquent, en pratique, ce qui suit n'est valable qu'en écoulement subsonique ou transsonique.

Étant donné que le fluide est compressible, la pression  $p_e$  à l'extérieur de la couche limite figure dans l'inventaire des grandeurs et l'on a,  $\gamma$  désignant le rapport des chaleurs spécifiques,

$$p_d - p_o = f(\rho_e, \mu_e, d, u_e, u_{ex}, \theta, D, h, d_c, p_e, \gamma).$$

En prenant  $\rho_e$ ,  $d$  et  $u_e$  pour grandeurs primaires, la grandeur relative à  $p_e$  peut être remplacée par le nombre de Mach  $M_e = \frac{u_e}{\sqrt{\frac{\gamma p_e}{\rho_e}}}$ .

On obtient donc

$$\frac{p_d - p_o}{\frac{1}{2} \rho_e u_e^2} = F \left( R_e, \frac{du_{ex}}{u_e}, \frac{d}{D}, \frac{d}{\theta}, \frac{h}{d}, \frac{d_c}{d}, M_e, \gamma \right).$$

Plaçons nous dans le cas de prises géométriquement semblables et supposons de plus que  $\gamma$  est constant.

Comme en incompressible, le nombre de Reynolds n'intervient pas.

Il reste donc

$$(3.16) \quad \frac{p_d - p_o}{\frac{1}{2} \rho_e u_e^2} = F \left( \frac{du_{ex}}{u_e}, \frac{d}{\theta}, \frac{d}{D}, M_e \right).$$

Les paramètres  $\frac{du_{ex}}{u_e}$  et  $\frac{d}{D}$  étant en général très petits devant 1, on peut linéariser, de sorte que

$$(3.17) \quad \frac{p_d - p_o}{\frac{1}{2} \rho_e u_e^2} = F + G_v \frac{du_{ex}}{u_e} + G_c \frac{d}{D},$$

avec ici  $F$ ,  $G_v$  et  $G_c$  qui dépendent, comme en 3.3, de la nature de la couche limite et de  $\frac{d}{\theta}$  et sont de plus fonction du nombre de Mach.

On sait qu'en général la compressibilité se manifeste par le carré du nombre de Mach. Par conséquent  $F$ ,  $G_v$  et  $G_c$  seraient plutôt fonction de  $M_e^2$ .

Par ailleurs, lorsque le nombre de Mach est faible, soit  $M_e^2 \ll 1$ , on a, sur plaque plane [33],  $\theta = \theta_i (1 + a M_e^2 + \dots)$ , où  $\theta_i$  est la valeur de  $\theta$  en incompressible.

On peut donc écrire

$$F\left(\frac{d}{\theta}, M_e^2\right) = F\left[\left(\frac{d}{\theta_i} (1 + a M_e^2), M_e^2\right)\right]$$

$$= F\left(\frac{d}{\theta_i}, 0\right) + o(M_e^2)$$

et deux relations analogues pour  $G_v$  et  $G_c$ .

Par conséquent, l'erreur s'écrit

$$\frac{p_d - p_o}{\frac{1}{2} \rho_e u_e^2} = F\left(\frac{d}{\theta_i}, 0\right) + G_v\left(\frac{d}{\theta_i}, 0\right) \frac{du_{ex}}{u_e} + G_c\left(\frac{d}{\theta_i}, 0\right) \frac{d}{D} + o(M_e^2).$$

Si cette formule est vraie, les résultats obtenus en incompressible peuvent s'étendre au bas subsonique sans modifications.

## CHAPITRE 4 : METHODE EXPERIMENTALE

- 4.1 - But des expériences.
- 4.2 - Installation expérimentale.
  - 4.2.1 - Soufflerie.
  - 4.2.2 - Instruments de mesure de la pression.
- 4.3 - Maquettes et orifices.
  - 4.3.1 - Généralités.
  - 4.3.2 - Effet de la couche limite seule.
  - 4.3.3 - Effet du gradient de vitesse.
  - 4.3.4 - Effet de la courbure.
- 4.4 - Méthode de mesure.
  - 4.4.1 - Essais en soufflerie.
  - 4.4.2 - Cylindres tournants.
- 4.5 - Représentation de l'erreur.
  - 4.5.1 - Cas des mesures en soufflerie.
  - 4.5.2 - Cas des cylindres tournants.
- 4.6 - Procédé d'extrapolation.
- 4.7 - Calculs d'incertitude.
  - 4.7.1 - Incertitude sur  $K_d$ .
  - 4.7.2 - Incertitude sur l'erreur dans le cas des mesures en soufflerie.
  - 4.7.3 - Incertitude dans le cas des cylindres tournants.
  - 4.7.4 - Validité des mesures.

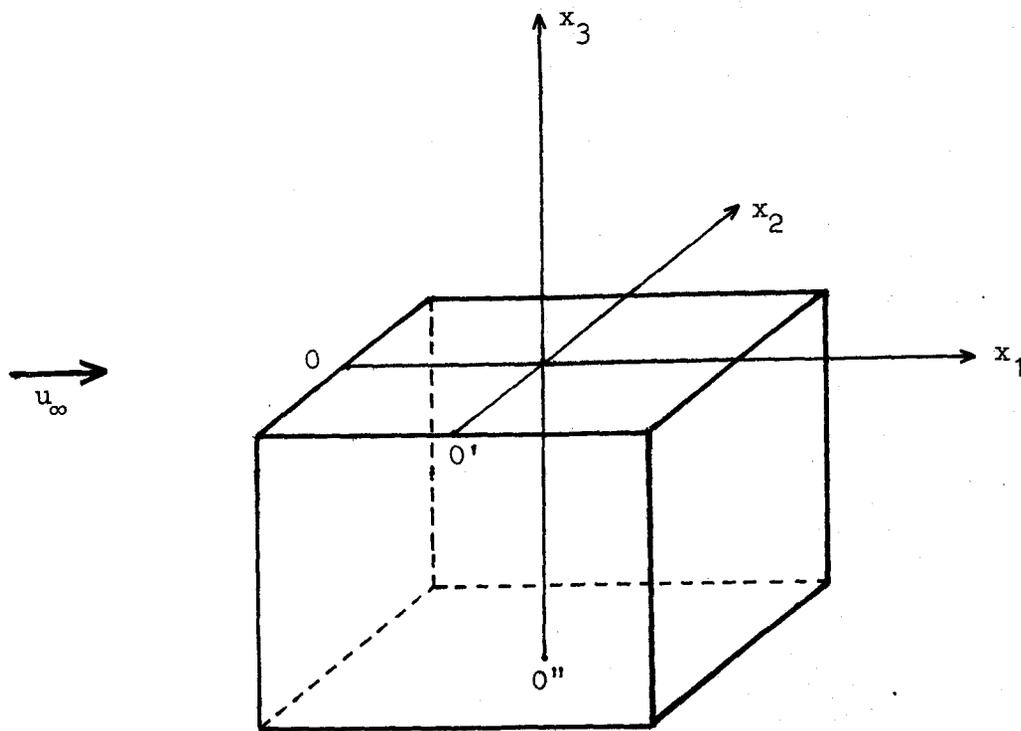
#### 4.1 - BUT DES EXPERIENCES

Les expériences mises en oeuvre ont d'abord pour objectif de déterminer les différents coefficients d'influence des formules théoriques proposées dans le cas de l'écoulement incompressible et pour un nombre limité de valeurs de  $h/d$ . Elles doivent ensuite permettre de vérifier la validité de ces formules.

#### 4.2 - INSTALLATION EXPERIMENTALE

##### 4.2.1 - Soufflerie

Les essais pour déterminer l'influence de la couche limite et du gradient de vitesse se sont déroulés dans une soufflerie à retour à parois pleines dont la veine de section  $45 \times 45 \text{ cm}^2$  dans la partie utile est légèrement divergente pour compenser le développement des couches limites. Cette soufflerie a déjà été utilisée lors des essais faisant l'objet de notre D.E.A. [1] et de notre thèse de 3ème cycle [2]. Nous avons alors déterminé le domaine de la veine où la pression et la vitesse étaient uniformes : dans ce but, la pression statique et la pression d'arrêt ont été mesurées dans 4 plans perpendiculaires à l'écoulement. Les axes  $x_1$ ,  $x_2$ ,  $x_3$  ont été choisis selon le schéma suivant :



Nous avons trouvé que la répartition de pression est uniforme dans le domaine défini par :

$$0,14 \text{ m} \leq x_1 \leq 0,44 \text{ m}; 0,14 \text{ m} \leq x_2 \leq 0,27 \text{ m} \text{ et } 0,11 \text{ m} \leq x_3 \leq 0,35 \text{ m}.$$

Comme nous le verrons par la suite, les orifices de pression sont toujours situés à l'intérieur de ce domaine.

Nous avons également vérifié à l'aide d'un clinomètre que la vitesse du vent était bien parallèle à  $Ox_1$ .

La turbulence de la veine a été évaluée à l'aide d'un anémomètre à fil chaud. Les résultats expérimentaux indiquent une valeur de l'intensité de la turbulence de 0,37 % pour une vitesse moyenne de 25 m/s.

#### 4.2.2 - Instruments de mesure de la pression

Les appareils utilisés sont présentés sur les figures 4.2 et 4.6. Ce sont des manomètres minisopes de type DEBRO qui permettent d'obtenir une précision de 0,01 mm d'eau. La caractéristique essentielle de ces appareils est qu'ils ne nécessitent aucune intervention extérieure de l'opérateur : la mesure s'effectue à l'aide d'un microscope de grossissement 10 réglable au moyen d'une vis micrométrique. La lecture se fait directement dans la lunette, ce qui évite toute erreur de parallaxe.

### 4.3 - MAQUETTES ET ORIFICES

#### 4.3.1 - Généralités

Tous les modèles sont équipés d'orifices ayant des valeurs de  $h/d$  constantes et dont l'axe de perçage est perpendiculaire à la paroi. Nous avons choisi pour  $h/d$  deux valeurs réalistes pour des maquettes de soufflerie, à savoir 1 et 3.

Le plus petit diamètre étudié est 0,2 mm : en dessous de cette valeur, les mèches ne sont pas assez rigides pour réaliser les rapports  $h/d$  souhaités et, de plus, l'orifice est souvent ovalisé.

Le perçage des orifices est délicat. Parfois, pour éviter d'abimer les maquettes, on procède de la manière suivante : on perce les orifices dans des pastilles qui sont ensuite placées dans les maquettes (figure 4.5 et 4.10).

La cavité située à l'arrière de l'orifice a un diamètre largement supérieur à  $d$  à l'exception de quatre orifices de diamètre trop grand pour lesquels ceci n'a pas pu être réalisé pour des raisons d'encombrement.

Selon nous, cette circonstance ne nuit pas à la qualité des résultats car plus l'orifice est grand moins le rôle de la cavité arrière doit être important.

Les orifices de pression sont à bords vifs : la qualité de perçage a été vérifiée par un examen au microscope de grossissement 50 et qui permet de mesurer  $d$  à  $10^{-2}$  mm près. La figure 4.1 donne deux exemples de prises examinées avec un grossissement 200 : l'une est presque parfaite, l'autre, présentée pour permettre la comparaison, n'a pas été utilisée dans nos expériences.

L'erreur à détecter est très petite : elle ne peut être déterminée avec précision que de manière différentielle directe. En conséquence, l'écoulement doit être bidimensionnel et seules peuvent être prises en considération des mesures faites entre orifices situés sur une même génératrice du modèle, perpendiculairement au courant. La plupart des modèles sont donc équipés d'éléments interchangeables correspondant chacun à une valeur de  $h/d$  et comportant plusieurs rangées d'orifices de diamètres différents situés sur des génératrices.

Evidemment, des précautions très sévères ont été prises quant à l'usinage des maquettes, le positionnement des orifices ainsi qu'aux conditions d'uniformité de l'écoulement suivant l'envergure, problème qui a été abordé en 4.2.1.

Les distances entre prises voisines sont choisies de manière à éviter toute influence mutuelle. Une étude sur ce sujet est faite en 5.3.

#### 4.3.2 - Effet de la couche limite seule

Pour déterminer la fonction  $F$  on a à considérer un écoulement sans gradient de vitesse et sans courbure. La maquette choisie est par conséquent

une plaque plane placée à incidence nulle (figure 4.2).

Le modèle a une longueur de 500 mm et une épaisseur de 18 mm. Son bord d'attaque a une forme en ogive telle que le gradient de vitesse soit constamment positif et atteigne une valeur nulle à une distance du bord d'attaque de l'ordre de 100 mm. La partie centrale est évidée pour loger un élément équipé de cinq rangées de quatre orifices de diamètres différents. Ces rangées sont situées aux abscisses 160, 200, 240, 280 et 320 mm mesurées à partir du bord d'attaque de la plaque.

La longueur de l'élément interchangeable est 200 mm et sa largeur 160 mm. Ces valeurs ont été fixées en tenant compte des dimensions du domaine de la veine où l'écoulement est uniforme (voir 4.2.1). Cinq éléments ont été utilisés de manière à couvrir un grand intervalle de variation de  $d/\theta$ . Les valeurs de  $d$  sont 0,2 - 0,3 - 0,5 - 0,75 - 1 - 1,5 - 2 - 3 - 8 et 10 mm pour  $h/d = 3$  et 0,3 - 0,75 - 1,5 - 3 - 8 et 10 mm, pour  $h/d = 1$ . A titre d'exemple, un élément est représenté sur la figure 4.3.

L'examen des prises au microscope a mis en évidence quelques légers chanfreins et quelques bavures : par exemple, pour les plus petites prises la dimension des imperfections est inférieure à  $5 \cdot 10^{-3}$  mm sauf pour une prise où elle est voisine de  $10^{-2}$  mm. Elle est inférieure à  $10^{-2}$  mm pour  $d = 0,75$  et 1,5 mm et à  $3 \cdot 10^{-2}$  mm pour  $d = 3$  mm. Ces malfaçons sont suffisamment petites pour que leur influence soit négligeable ([5]).

#### 4.3.3 - Effet du gradient de vitesse

En ce qui concerne l'influence du gradient de vitesse, deux types de maquette ont dû être testées pour couvrir tout le domaine de variation de  $d/\theta$ .

Pour  $d \gg \theta$ , on a utilisé des dièdres d'angle au sommet  $\phi = 30^\circ$ ,  $60^\circ$ ,  $90^\circ$  et  $180^\circ$ . Les modèles ont une envergure de 450 mm et une épaisseur maximale de 80 mm (figure 4.4). Ils sont prolongés par une partie de section constante et terminés par une partie en bois de forme circulaire. Pour éviter des décollements trop violents, le raccord des dièdres avec la partie à section constante a été arrondi.

Un côté des dièdres est évidé de manière à recevoir un élément équipé de deux rangées de quatre orifices de diamètres différents. L'espacement entre les deux rangées est de 14 mm et deux orifices voisins d'une même rangée sont éloignés d'environ 15 mm.

La longueur de l'élément interchangeable est de 80 mm et sa largeur de 45 mm. Les tubes de raccord entre les orifices et les manomètres sont logés dans un talon creux qui permet de communiquer avec l'extérieur.

Pour les dièdres d'angle au sommet  $\phi = 30^\circ$ ,  $60^\circ$  et  $90^\circ$ , les prises de pression sont percées le long de deux génératrices situées à des distances  $x = 10$  mm et  $x = 24$  mm mesurées à partir du sommet. Deux couples de prises situés à  $x = 38$  mm de part et d'autre du dièdre permettent de régler la symétrie de l'écoulement et de déterminer le gradient de vitesse à cette abscisse. Pour  $\phi = 180^\circ$ , les prises de pression sont situées aux abscisses  $x = 0$  et  $x = 14$  mm mesurées à partir du point d'arrêt.

Deux éléments interchangeables ont été construits. Le premier élément comporte des orifices de diamètre  $d = 0,22 - 0,42 - 0,62$  et  $0,82$  mm, à  $10^{-2}$  mm près, et de rapport  $h/d$  voisin de 3. Pour le second les valeurs de  $d$  sont les mêmes, mais  $h/d$  est voisin de 1 (figure 4.5).

L'examen des prises a montré quelques imperfections dont les dimensions sont inférieures à  $5 \cdot 10^{-3}$  mm sauf pour les prises de 0,62 mm de diamètre où elle atteint  $10^{-2}$  mm.

Les mêmes éléments ont été utilisés sur la maquette destinée aux expériences avec  $d \sim \theta$  et  $d \ll \theta$ , mais, en fait, pour étendre le domaine de variation de  $d/\theta$ , il a fallu leur adjoindre deux autres éléments avec  $d = 1,20 - 1,50$  et  $1,90$  mm.

Cette nouvelle maquette est constituée par une paroi inclinée précédée par une plaque plane parallèle au vent, ce qui permet d'obtenir une couche limite épaisse au droit des orifices. Deux parois ont été utilisées, de pente  $45^\circ$  et  $60^\circ$ . Le raccord entre la plaque plane et la paroi inclinée est arrondi pour éviter tout décollement (figures 4.6 et 4.7).

La maquette est équipée de pitots miniaturisés dont les supports sont logés dans la partie évidée et qui permettent de sonder la couche limite (figure 4.8).

Comme pour le précédent modèle, deux couples de prises situés à la même abscisse de part et d'autre de la paroi inclinée permettent de vérifier la symétrie de l'écoulement.

Les gradients de vitesse créés avec ces deux modèles sont positifs. Pour déterminer si dans la formule (3.9) le gradient de vitesse intervient avec son signe ou seulement par sa valeur absolue, il est nécessaire d'effectuer ne serait-ce qu'un nombre limité d'essais avec un gradient de vitesse négatif. Ceci doit être fait sur une paroi plane afin d'éliminer l'effet de courbure et en prenant bien soin d'éviter tout décollement. Nous avons utilisé la maquette de plaque plane suivie de la paroi inclinée à  $60^\circ$  en implantant les éléments interchangeable déjà construits dans la zone de gradient de vitesse négatif situé sur la plaque plane en amont de la paroi inclinée (figure 4.9).

#### 4.3.4 - Effet de la courbure

Pour déterminer l'influence de la courbure, il faut considérer un écoulement sans gradient de vitesse.

Le modèle testé est constitué par deux cylindres coaxiaux de longueur 700 mm. Le cylindre intérieur de diamètre  $D$  est fixe et le cylindre extérieur de diamètre  $D'$  tourne à la fréquence  $N$ .

Pour réaliser les valeurs souhaitées de  $d/D$  et de  $d/\theta$ , nous avons choisi pour le cylindre intérieur deux valeurs de diamètre, 48 mm et 60 mm (figure 4.10), et pour le cylindre extérieur les trois valeurs 64, 72 et 84 mm (figure 4.11). Pour chaque valeur de  $D$ , deux cylindres ont été construits : pour l'un les orifices ont un rapport  $h/d = 3$  et pour l'autre  $h/d = 1$ .

La coaxialité des cylindres intérieur et extérieur est impérative : elle est assurée par des roulements combinés à aiguilles et à billes de type INA - NKIB.

Un circuit de refroidissement logé dans le cylindre fixe permet de maintenir la température constante entre les deux cylindres en cours d'essai.

Les cylindres intérieurs sont équipés de prises de pression percées le long de deux génératrices symétriques ; pour les cylindres de diamètre 60 mm, les orifices ont un diamètre  $d = 0,2 - 0,3 - 0,75 - 1,5 - 3$  et 6 mm; pour les deux autres, les diamètres choisis sont  $0,2 - 0,3 - 0,5 - 1,2$  et 2,5 mm (figure 4.11). Les diamètres réels des orifices sont donnés dans les tableaux 8.1 à 8.12.

Pour vérifier la bidimensionnalité de l'écoulement, deux orifices identiques sont placés à des distances différentes des extrémités.

La paroi précédente est convexe. Pour savoir si la courbure intervient avec un signe, nous devons étudier également le cas d'une paroi concave. Une solution aurait consisté à utiliser les cylindres tournants avec le cylindre extérieur fixe équipé d'orifices. Mais, la condition de stabilité de l'écoulement entre les deux cylindres aurait imposé, d'après

$$[34], N < \frac{82,6}{\pi} \frac{v}{(D'-D) \sqrt{(D'-D)D}}, \text{ soit, dans les conditions les plus}$$

favorables,  $N < 400$  t/minute; la vitesse correspondante serait alors voisine de 2 m/s et les différences de pression entre orifices ne seraient pas détectables.

Par conséquent, nous avons choisi plutôt de tester un écoulement particulier, celui au voisinage d'un point d'arrêt, de manière à pouvoir utiliser des résultats obtenus sur le dièdre d'angle  $180^\circ$ . Deux maquettes analogues à celle de ce dièdre ont été construites, mais la paroi plane est remplacée par une paroi cylindrique de profil circulaire. Pour l'une le profil est concave et pour l'autre il est convexe (figure 4.12). Les deux maquettes ont le même rayon de courbure qui est choisi de manière que le gradient de vitesse et la couche limite à l'endroit testé puissent être confondus avec les grandeurs correspondantes obtenues sur le dièdre. Le calcul (voir 8.4) fournit  $D = 0,22$  m.

Les prises de pression sont situées, comme pour le dièdre, à la distance  $x = 14$  mm du point d'arrêt et également au point d'arrêt.

Pour chaque maquette, on a construit deux éléments interchangeables de courbure égale à celle de la paroi avec  $h/d$  égal à 1 et à 3. Les valeurs de  $d$  sont 0,2 - 0,4 - 0,75 - 1,5 et 3 mm (figure 4.13).

Pour régler la symétrie de l'écoulement, deux prises identiques sont percées de part et d'autre de chaque modèle, à la même abscisse.

#### 4.4 - METHODE DE MESURE

##### 4.4.1 - Essais en soufflerie

Les maquettes testées en soufflerie sont disposées dans la veine de manière à réaliser un écoulement symétrique, ce qui est vérifié en s'assurant que la différence de pression entre les deux orifices spécialement prévus à cet effet (voir 4.3) est nulle à  $5 \cdot 10^{-2}$  mm d'eau près.

Pour toutes les expériences, la vitesse de l'écoulement au loin en amont est voisine de 25 m/s.

Trois des micromanomètres décrits en 4.2.2 mesurent directement la différence de pression entre les orifices situés sur une même génératrice avec l'un d'entre eux servant de référence. Un micromanomètre mesure la différence de pression entre l'orifice de référence et l'écoulement non perturbé au loin. Le cinquième micromanomètre est utilisé pour la détermination de la pression cinétique au loin.

Comme les différences de pression mesurées sont en général très petites, les temps de réponse sont très longs : il faut parfois attendre jusqu'à une heure pour être certain que les niveaux soient bien stabilisés.

Il faut insister sur le soin et la précision nécessaires à la réalisation des essais; au moins deux séries de mesures ont été faites dans chaque configuration.

Pour la détermination de  $F$ , les essais ont été faits sur la plaque plane décrite en 4.3.2 avec une couche limite laminaire et avec une couche limite turbulente créée par déclenchement artificiel. Pour les expériences avec gradient de vitesse, la couche limite est laminaire sur les maquettes correspondant à  $d \gg \theta$  et turbulente sur celles correspondant à  $d \sim \theta$  et  $d \ll \theta$ .

Dans tous les cas, on a vérifié à l'aide de visualisations par bouillie qu'il n'y avait aucun décollement et que l'écoulement était bien bidimensionnel.

La température à la sortie de la veine est indiquée par un thermomètre avec une précision de 0,1 degré.

#### 4.4.2 - Cylindres tournants

La maquette constituée par les cylindres est montée sur un marbre (figure 4.14 et 4.15). Le moteur entraînant le cylindre extérieur est à vitesse variable; une régulation maintient cette vitesse uniforme en cours d'essai.

Ici, la vitesse de l'écoulement entre les deux cylindres est obtenue directement à partir de la fréquence de rotation du cylindre extérieur. Cette fréquence, mesurée à l'aide d'un tachymètre digital, est choisie de manière à ce que la vitesse du cylindre extérieur soit voisine de 25 m/s.

Un baromètre indique la pression atmosphérique avec une précision de 0,1 mm de mercure.

La température de l'air entre les deux cylindres est mesurée à un degré près par un thermocouple de type R D F Stikon. Sa connaissance permet la détermination de la masse volumique.

Un micromanomètre est branché entre l'atmosphère et l'une des prises servant de référence; les cinq autres micromanomètres fournissent la différence de pression entre la prise de référence et les autres prises situées sur la même génératrice.

A chaque essai on a relevé les valeurs mesurées par les six manomètres, la pression atmosphérique, la température indiquée par le thermocouple et la vitesse de rotation du moteur.

Pour chacune des douze configurations, deux séries d'essais ont été effectuées.

#### 4.5 - REPRESENTATION DE L'ERREUR

##### 4.5.1 - Cas des mesures en soufflerie

Appelons  $p_d$  la pression mesurée à la prise de diamètre  $d$ , comme dans le Chapitre 3, et  $K_d = \frac{p_d - p_\infty}{\frac{1}{2} \rho u_\infty^2}$  le coefficient de pression rapporté à la pression cinétique au loin. Les expériences fournissent directement  $K_d$  en fonction de  $d$ .

Rapportons l'erreur  $p_d - p_o$  à la pression cinétique à l'extérieur de la couche limite.

En désignant par  $p_e$  la pression extérieure au droit de la prise, on peut écrire :

$$(4.1) \quad \frac{p_d - p_o}{\frac{1}{2} \rho u_e^2} = \frac{p_d - p_e}{\frac{1}{2} \rho u_e^2} + \frac{p_e - p_o}{\frac{1}{2} \rho u_e^2}$$

Au second membre, le premier terme représente l'erreur par rapport à l'écoulement extérieur et le second terme l'erreur provenant de la couche limite.

On sait que la pression extérieure dans la couche limite le long d'une paroi plane ([35]) est telle que  $\frac{p_e - p_o}{\frac{1}{2} \rho u_\infty^2}$  est d'ordre  $\frac{v}{u_\infty x}$ . Dans nos essais, avec  $u_\infty = 25$  m/s,  $\frac{v}{u_\infty x}$  est de l'ordre de  $10^{-5}$  à  $10^{-6}$  sur la plaque plane et de l'ordre de  $10^{-4}$  sur les dièdres.

Comme nous le verrons par la suite avec les résultats expérimentaux,  $\frac{p_d - p_o}{\frac{1}{2} \rho u_\infty^2}$  est d'ordre  $10^{-3}$  à  $10^{-2}$ . Par conséquent, la partie principale de  $p_d - p_o$  est constituée par  $p_d - p_e$ , ce qui revient à confondre  $p_e$  et  $p_o$  dans (4.1).

Si on introduit maintenant  $p_\infty$  dans (4.1), on peut écrire

$$\frac{p_d - p_o}{\frac{1}{2} \rho u_e^2} = \frac{p_d - p_\infty}{\frac{1}{2} \rho u_e^2} + \frac{p_\infty - p_e}{\frac{1}{2} \rho u_e^2}$$

Tenant compte de l'équation de Bernoulli dans l'écoulement extérieur

$$(4.2) \quad \frac{p_\infty - p_e}{\frac{1}{2} \rho u_e^2} = 1 - \left( \frac{u_\infty}{u_e} \right)^2,$$

il vient

$$(4.3) \quad \frac{p_d - p_o}{\frac{1}{2} \rho u_e^2} = (K_d - 1) \left( \frac{u_\infty}{u_e} \right)^2 + 1.$$

Quand  $d$  tend vers 0,  $p_d - p_o$  tend vers 0. On a donc,  $K_o$  étant la valeur correspondant à  $d = 0$ ,

$$(K_o - 1) \left( \frac{u_\infty^2}{u_e^2} \right) + 1 = 0,$$

ce qui conduit à la formule bien connue

$$(4.4) \quad \frac{u_e}{u_\infty} = (1 - K_o)^{1/2}.$$

De là, en portant dans (4.3), une autre expression de l'erreur

$$(4.5) \quad \frac{p_d - p_o}{\frac{1}{2} \rho u_e^2} = \frac{K_d - K_o}{1 - K_o}.$$

#### 4.5.2 - Cas des cylindres tournants

Sur les cylindres le problème se simplifie puisque la vitesse  $u_e$  est obtenue directement. Si on appelle  $p_r$  la pression lue à la prise de référence, les mesures fournissent  $\frac{p_d - p_r}{\frac{1}{2} \rho u_e^2}$ .

L'erreur s'exprime alors par

$$(4.6) \quad \frac{p_d - p_o}{\frac{1}{2} \rho u_e^2} = \frac{p_d - p_r}{\frac{1}{2} \rho u_e^2} + \frac{p_r - p_o}{\frac{1}{2} \rho u_e^2}.$$

#### 4.6 - PROCEDE D'EXTRAPOLATION

La vraie valeur  $K_o$  est obtenue par extrapolation des courbes donnant  $K_d$  en fonction de  $d$  jusqu'à  $d = 0$ .

L'extrapolation est grandement facilitée si on dispose de plusieurs courbes correspondant à différentes valeurs du rapport de la profondeur  $h$  au diamètre  $d$  : en effet, la valeur exacte étant unique, toutes ces courbes doivent fournir la même valeur extrapolée.

Un point délicat peut être soulevé en se souvenant que la formule (3.8) laisse de côté le domaine  $d \approx 0$  où l'influence du nombre de Reynolds ne peut pas être négligée. Pour voir quelle en est la conséquence, prenons par exemple le cas de la plaque plane : le coefficient mesuré  $K_d$  est fonction de  $d/\theta$  mais en fait pour  $d < \tilde{d}$  valeur correspondant à  $\tilde{R}_e$ , la courbe unique devrait se séparer en plusieurs branches paramétrées en  $R_e$ . Ces branches convergent ensuite en  $d = 0$  en un point unique d'ordonnée  $K_0$ .

En fait on verra en 5.2 que  $\tilde{d}$  est de l'ordre de  $10^{-2}$  mm tandis que les plus petites valeurs réalisables de  $d$  sont de l'ordre de  $10^{-1}$  mm. Il est donc clair qu'on ne peut pas atteindre expérimentalement le domaine où le nombre de Reynolds a une influence. Quoi qu'il en soit, ignorer ce qui se passe dans ce domaine et extrapoler directement à partir des données expérimentales obtenues pour  $d > \tilde{d}$  introduit une erreur qui est très largement inférieure aux incertitudes sur la mesure calculées dans le paragraphe suivant.

De nombreux exemples d'extrapolation seront fournis dans les résultats expérimentaux.

#### 4.7 - CALCULS D'INCERTITUDE

##### 4.7.1 - Incertainitude sur $K_d$

Soit  $\Delta p_d = p_d - p_r$  la différence de pression lue entre la prise de diamètre  $d$  et la prise de référence. On a

$$K_d = \frac{p_d - p_\infty}{\frac{1}{2} \rho u_\infty^2} = \frac{p_r - p_\infty + \Delta p_d}{\frac{1}{2} \rho u_\infty^2} .$$

L'incertitude sur  $K_d$  est

$$K_d = \frac{1}{\frac{1}{2} \rho u_\infty^2} \{ \Delta(p_r - p_\infty) + \Delta(\Delta p_d) \} + \frac{|p_d - p_\infty|}{(\frac{1}{2} \rho u_\infty^2)^2} \Delta(\frac{1}{2} \rho u_\infty^2).$$

Désignons par  $\epsilon$  les incertitudes  $\Delta(p_r - p_\infty)$ ,  $\Delta(\Delta p_d)$  et  $\Delta(\frac{1}{2} \rho u_\infty^2)$  qui sont toutes égales à l'incertitude 0,01 mm d'eau données par les micromanomètres.

On a

$$(4.7) \quad \Delta K_d = \frac{\epsilon}{\frac{1}{2} \rho u_\infty^2} (2 + |K_d|) .$$

##### 4.7.2 - Incertainitude sur l'erreur dans le cas des mesures en soufflerie

A l'aide de l'expression (4.5) de l'erreur, on peut écrire :

$$\Delta\left(\frac{p_d - p_o}{\frac{1}{2} \rho u_e^2}\right) = \frac{1}{1 - K_o} \Delta(K_d - K_o) + \frac{|K_d - K_o|}{(1 - K_o)^2} \Delta(1 - K_o)$$

$K_0$  est obtenu à partir des courbes correspondant à deux valeurs de  $h/d$  (voir 4.6). Le procédé d'extrapolation est donc très précis. Si on considère que la précision sur  $K_0$  est la même que celle sur  $K_d$ , l'incertitude qui en résulte sur  $K_0$  représente un maximum (voir partie expérimentale).

On a donc

$$\Delta \left( \frac{p_d - p_o}{\frac{1}{2} \rho u_e^2} \right) = \frac{\Delta K_d}{1 - K_0} \left( 2 + \frac{|K_d - K_0|}{1 - K_0} \right).$$

Comme, de plus,  $\frac{K_d - K_0}{1 - K_0}$  est toujours très petit devant 2, on a

$$(4.8) \quad \Delta \left( \frac{p_d - p_o}{\frac{1}{2} \rho u_e^2} \right) = 2 \frac{\Delta K_d}{1 - K_0} = 2 \left( \frac{u_\infty}{u_e} \right)^2 \Delta K_d.$$

#### 4.7.3 - Incertaince dans le cas des cylindres tournants

L'expression 4.6 permet d'écrire

$$\Delta \left( \frac{p_d - p_o}{\frac{1}{2} \rho u_e^2} \right) = \Delta \left( \frac{p_d - p_r}{\frac{1}{2} \rho u_e^2} \right) + \Delta \left( \frac{p_r - p_o}{\frac{1}{2} \rho u_e^2} \right).$$

En supposant, comme en 4.7.2, que  $\Delta (p_d - p_r) = \Delta (p_r - p_o)$ , on a

$$\Delta \left( \frac{p_d - p_o}{\frac{1}{2} \rho u_e^2} \right) = \frac{4}{\rho u_e^2} \left[ \Delta (p_d - p_r) + \frac{|p_d - p_r|}{\frac{1}{2} \rho u_e^2} \Delta \left( \frac{1}{2} \rho u_e^2 \right) \right]$$

$$\text{avec } \Delta \left( \frac{1}{2} \rho u_e^2 \right) = \rho u_e \Delta u_e + \frac{u_e^2}{2} \Delta \rho.$$

Comme  $\rho = \frac{p}{RT}$  et  $u_e = \pi N D'$ , on a

$$\frac{\Delta \rho}{\rho} = \frac{\Delta p}{p} + \frac{\Delta T}{T} \quad \text{et} \quad \frac{\Delta u_e}{u_e} = \frac{\Delta D'}{D'} + \frac{\Delta N}{N} .$$

De là, l'expression finale

$$(4.9) \quad \Delta \left( \frac{p_d - p_o}{\frac{1}{2} \rho u_e^2} \right) = \frac{4}{\rho u_e^2} \left\{ \Delta(p_d - p_r) + |p_d - p_r| \left[ 2 \left( \frac{\Delta D'}{D'} + \frac{\Delta N}{N} \right) + \frac{\Delta p}{p} + \frac{\Delta T}{T} \right] \right\}$$

#### 4.7.4 - Validité des mesures

##### 4.7.4.1 - Mesures en soufflerie

Dans nos essais, la pression cinétique est voisine de 45 mm d'eau.

Par conséquent, on a

$$\Delta K_d = 2 \cdot 10^{-4} (2 + |K_d|) .$$

Comme  $K_d$  est toujours inférieur ou égal à 1, l'incertitude maximale sur  $K_d$  est de  $6 \cdot 10^{-4}$ .

Par conséquent, on a d'après (4.8)

$$\Delta \left( \frac{p_d - p_o}{\frac{1}{2} \rho u_e^2} \right) < 1,2 \cdot 10^{-3} \left( \frac{u_\infty}{u_e} \right)^2 .$$

On voit que, si on se fixe une incertitude maximale sur l'erreur de  $2 \cdot 10^{-3}$ , on doit avoir  $\frac{u_e}{u_\infty} \geq 0,75$ . Par conséquent, au voisinage d'un point d'arrêt, la représentation de l'erreur sous la forme (4.5) ne sera pas exploitable.

#### 4.7.4.2 - Cas des cylindres tournants

Dans la formule (4.9), on a  $\Delta D' = 2 \cdot 10^{-2}$  mm,  $\Delta N = 1$  tour/minute,  $\Delta p = 0,1$  mm de mercure et  $\Delta T = 1^\circ$  C. Par conséquent, comme la pression cinétique est encore voisine de 45 mm d'eau,

$$\Delta \left( \frac{p_d - p_o}{\frac{1}{2} \rho u_e^2} \right) \approx 4 \cdot 10^{-4}.$$

## CHAPITRE 5 : EVALUATION DE L'INFLUENCE DES PARAMETRES SECONDAIRES.

5.1 - Rôle de la cavité arrière.

5.2 - Rôle du nombre de Reynolds.

5.2.1 - Condition d'existence d'une ligne de séparation.

5.2.2 - Domaine d'influence du nombre de Reynolds.

5.2.3 - Vérification expérimentale.

5.3 - Influence de prises voisines.

5.3.1 - Maquettes et orifices.

5.3.2 - Essais.

5.3.3 - Représentation des résultats.

5.3.4 - Résultats expérimentaux.

5.3.5 - Conclusion.

Dans ce chapitre, nous étudions l'influence de la cavité arrière, puis celle du nombre de Reynolds. Nous verrons que l'influence de ces paramètres peut être négligée; c'est pourquoi nous les appelons paramètres secondaires. Nous considérons ensuite le problème de l'influence mutuelle entre orifices voisins. La raison de cette étude se justifie par le fait que, les maquettes de soufflerie étant en général petites, les orifices sont parfois très rapprochés, spécialement au voisinage du bord d'attaque. Dans ce chapitre, nous serons amenés à utiliser certains résultats qui seront décrits dans les chapitres suivants.

### 5.1 - ROLE DE LA CAVITE ARRIERE

Comme nous l'avons précisé dans le Chapitre 4, le diamètre  $d_c$  de la cavité située à l'arrière des orifices est très grand devant  $d$  sauf en de rares exceptions. Le rapport  $d_c/d$  étant grand, tout se passe comme si l'orifice communiquait avec une enceinte infinie; par conséquent, nous ignorons dans nos expériences l'influence de ce paramètre.

Plus généralement, pour que la définition de la hauteur d'un orifice ait un sens, on doit avoir nécessairement un élargissement arrière. Dans le cas d'un rétrécissement, il faut aussi faire intervenir le diamètre et la longueur des connexions entre l'orifice et le manomètre.

### 5.2 - ROLE DU NOMBRE DE REYNOLDS

Nous avons étudié en 3.2 l'influence du nombre de Reynolds  $R_e = \frac{u_e d}{\nu}$  en régime rampant. Nous nous plaçons maintenant en dehors de ce régime.

### 5.2.1 - Condition d'existence d'une ligne de séparation

En [1], nous avons procédé à des visualisations pour déterminer dans quels cas il y a échange de fluide entre la cavité et l'écoulement extérieur (figures 5.1 et 5.2).

Les essais ont été faits en canal hydraulique avec de la fluorescéine, ce qui permet des visualisations plus faciles que dans l'air.

Le principe était le suivant : la fluorescéine étant déposée dans une fente dont la largeur  $b$  était réglable, nous avons cherché pour une vitesse extérieure donnée quelle était la valeur  $\tilde{b}$  au-dessus de laquelle le mélange entre la cavité et l'écoulement extérieur s'effectuait.

Les expériences ont indiqué pour  $\frac{u_e \tilde{b}}{\nu}$  une valeur constante, voisine de 40. La figure 5.3 fournit  $\frac{u_e \tilde{b}}{\nu}$  en fonction de  $\tilde{b}$ .

### 5.2.2 - Domaine d'influence du nombre de Reynolds

D'après ce qui précède, c'est seulement pour des valeurs de  $b$  inférieures à  $\tilde{b}$  qu'il existe une surface de séparation entre l'écoulement dans la cavité et l'écoulement extérieur. Pour les valeurs de  $\frac{u_e b}{\nu}$  supérieures à  $\frac{u_e \tilde{b}}{\nu}$ , la surface de séparation devient instable et dégénère en une zone de mélange.

Ce résultat, établi en mouvement plan (fente), est vraisemblablement général. Pour un orifice de diamètre  $d$ , il existe donc un nombre de Reynolds  $\tilde{R}_e = \frac{u_e \tilde{d}}{\nu}$  tel que si  $R_e = \frac{u_e d}{\nu}$  est supérieur à  $\tilde{R}_e$ , le phénomène devient indépendant de la viscosité : donc  $R_e$  doit disparaître de la formule (3.2).

Du point de vue des ordres de grandeur,  $\tilde{R}_e$  et  $\frac{u_e \tilde{b}}{\nu}$  sont voisins.

Par conséquent, les valeurs de  $d$  correspondant à  $R_e < \tilde{R}_e$  sont très petites. A titre d'exemple, si on prend  $\tilde{R}_e = 40$ , pour  $u_e = 25$  m/s et pour de l'air dans les conditions normales, on obtient  $d < 2,5 \cdot 10^{-2}$  mm !

On peut donc négliger l'influence de  $R_e$ . Ce faisant, notre analyse laisse échapper un intervalle infime de variations de  $d$  au voisinage de zéro. Ceci rejoint la remarque que nous avons faite au sujet du procédé d'extrapolation en 4.6 et ceci justifie l'hypothèse qui a permis de mettre l'erreur sous la forme (3.8). Mais, des précautions particulières doivent être prises au voisinage du point d'arrêt car  $u_e$  est petit de sorte que la condition  $R_e > \tilde{R}_e$  n'est pas toujours remplie.

### 5.2.3 - Vérification expérimentale

Le moteur utilisé dans les expériences sur les cylindres tournants décrits en 4.4.2 est à vitesse variable. Ceci nous a permis de faire varier  $R_e$  en maintenant constants les autres paramètres dont dépend l'erreur.

Pour les orifices de profondeur relative  $\frac{h}{d} = 1$ , la vitesse  $u_e$  dans nos expériences est comprise entre 10,5 et 24,5 m/s. Pour la prise testée de diamètre 1,2 mm ceci correspond à  $840 < R_e < 1960$ . Les résultats obtenus montrent que les valeurs de  $\frac{p_d - p_o}{\frac{1}{2} \rho u_e^2}$  sont les mêmes aux erreurs d'expériences près.

La vérification a été faite également pour la prise de diamètre 2,25 mm avec  $1575 < R_e < 3685$ .

Par conséquent,  $R_e$  n'intervient pas, du moins dans l'intervalle de valeurs que nous avons testé.

### 5.3 - INFLUENCE DE PRISES VOISINES

Le problème de l'influence mutuelle entre orifices voisins a été étudié sur la plaque plane et sur les dièdres décrits respectivement en 4.3.2 et en 4.3.3 et également sur un cylindre identique à ceux utilisés en 1.2 .

#### 5.3.1 - Maquettes et orifices

Pour cette étude, nous avons testé des rangées d'orifices situés sur une même génératrice. Chaque rangée comporte quatre orifices de même diamètre et de même profondeur ( $h = 3d$ ). Trois de ces orifices sont encadrés par deux autres orifices identiques, mais borgnes, situés à égale distance  $l'$  de l'orifice central. Le quatrième orifice sert de référence pour effectuer des mesures différentielles.

Soit  $\beta$  l'angle de la droite joignant les centres des orifices avec la direction du vent au droit de la prise. Les maquettes ont été construites avec  $\beta = 0,45$  et  $90^\circ$  et avec une distance de centre à centre  $l' = 3 d$ .

Pour l'étude sur plaque plane, nous avons construit un élément interchangeable équipé de cinq rangées d'orifices, de diamètre 0,75 mm, situées aux mêmes abscisses qu'en 4.3.2. Pour les dièdres, l'élément interchangeable comprend deux rangées d'orifices, de diamètre 0,42 mm, situées aux mêmes abscisses qu'en 4.3.3. Le cylindre comporte une seule rangée d'orifices de diamètre 0,75 mm. La figure 5.4 représente les deux éléments et le cylindre fabriqués pour ces essais.

### 5.3.2 - Essais

Les essais ont été faits avec l'installation expérimentale détaillée en 4.2 et à la même vitesse de 25 m/s.

Dans tous les cas on détermine directement la différence de pression entre chaque prise testée (indice  $\beta$ ) et la prise de référence (indice r).

Pour la plaque plane, les essais sont faits avec les couches limites laminaire et turbulente décrites dans le Chapitre 6. Quatre rangées d'orifices sont exploitées dans chaque cas (voir 6.1).

Pour les dièdres, la couche limite laminaire est calculée (voir 7.1.1).

Le régime d'écoulement sur le cylindre est le même qu'en 1.2. Les essais ont été faits pour des azimuts compris entre 0 et 90°.

Dans chaque cas, deux séries d'essais ont été effectuées.

### 5.3.3 - Représentation des résultats

Pour alléger les notations, nous désignons ici la quantité définie en 4.5 par E et nous nous plaçons dans le cas présent d'orifices géométriquement semblables.

$$\frac{p_d - p_o}{\frac{1}{2} \rho u_e^2}$$

D'une manière générale, pour une nature de couche limite donnée et pour une valeur constante de  $d$ , l'erreur est fonction du diamètre des orifices borgnes  $d'$ , de  $l'$  et de  $\beta$ .

Nous appelons ici influence mutuelle la différence

$$E(d, d', l', \beta) - E(d, 0, l', \beta)$$

qui dépend évidemment de  $d$ .

En fait, la véritable influence mutuelle serait  $E(0, d', \ell', \beta)$  qui pourrait être obtenue expérimentalement en extrapolant la courbe  $E(d, d', \ell', \beta)$  en fonction de  $d$  jusqu'à la valeur  $d = 0$ .

Dans nos expériences, nous maintenons  $\ell'$ ,  $d$  et  $d'$  constants avec  $d' = d$  et  $\ell' = 3d$  et nous faisons varier  $\beta$ .

Pour simplifier encore les notations, posons, à  $x$  constant,

$$E_r = E(d = \text{cte}, d' = 0)$$

et  $E_{(\beta)} = E(d = \text{cte}, d' = d, \ell' = 3d, \beta)$ .

$E_r$  représente l'erreur due à  $d$  seul,  $E_{(\beta)}$  représente l'erreur due à la fois à  $d$  et à l'influence mutuelle, et la différence  $E_{(\beta)} - E_r$  représente l'influence mutuelle pour la valeur de  $d$  choisie.

De la même manière on peut poser

$$K_r = \frac{P_r - P_\infty}{\frac{1}{2} \rho u_\infty^2} = K(d = \text{cte}, d' = 0)$$

et

$$K_{(\beta)} = \frac{P_{(\beta)} - P_\infty}{\frac{1}{2} \rho u_\infty^2} = K(d = \text{cte}, d' = d, \ell' = 3d, \beta).$$

Dans le cas du cylindre les résultats seront exploités sous cette dernière forme. Avec  $K_0$ , valeur exacte de  $K$ , la différence  $K_{(\beta)} - K_0$  représente à la fois l'influence de  $d$  et l'influence mutuelle, et  $K_{(\beta)} - K_r$  représente l'influence mutuelle pour la seule valeur testée  $d = 0,75$  mm.

#### 5.3.4 - Résultats expérimentaux

##### 5.3.4.1 - Plaque plane

Les tableaux 5.1(a) et 5.2(a) fournissent les valeurs de  $K_r$  et  $K_{(\beta)}$  en laminaire et en turbulent. Les valeurs extrapolées  $K_0$  étant celles obtenues

en 6.2 (tableaux 6.5 et 6.6), on en déduit  $E_r$  et  $E_{(\beta)}$  (tableau 5.1(b) et 5.2(b) ).

L'influence mutuelle  $E_{(\beta)} - E_r$  est représentée sur la figure 5.5. On constate que l'influence mutuelle est dans tous les cas assez faible et que la nature de la couche limite n'intervient pas. Pour les valeurs  $\beta = 45^\circ$  et  $90^\circ$ , l'influence mutuelle est nulle à la précision des mesures près qui est de  $10^{-3}$ .

Pour  $\beta = 0^\circ$ , l'erreur due à l'influence mutuelle est de signe opposée à celle due à  $d$ , calculée en 6. Il apparaît donc que l'erreur sur la pression mesurée par une prise de diamètre  $d$  peut être compensée en plaçant de part et d'autre de cette prise, dans le sens du vent, deux autres prises de même diamètre, percées à une distance  $l'$  convenable.

#### 5.3.4.2 - Dièdres

Les valeurs de  $K_r$  et  $K_{(\beta)}$  obtenues avec les quatre dièdres sont portées dans les tableaux 5.3 à 5.6. Les valeurs extrapolées  $K'_0$  étant celles de 7.1.2 fournies dans le tableau 7.5, on en déduit  $E_r$  et  $E_{(\beta)}$  (tableau 5.3 à 5.5) sauf pour le dièdre d'angle au sommet  $\phi = 180^\circ$  où la représentation sous la forme (4.5) n'a pas de sens (voir 7.1.4).

L'influence mutuelle  $E_{(\beta)} - E_r$  est représentée sur les figures 5.6 à 5.8 et la figure 5.9 fournit  $K_{(\beta)} - K_r$  dans le cas du dièdre à  $180^\circ$ .

Comme dans le cas de la plaque plane, l'influence mutuelle est faible et elle est nulle, à la précision des mesures près, pour  $\beta = 45^\circ$  et  $90^\circ$ .

Dans le cas  $\beta = 0^\circ$ , l'erreur due aux prises voisines est encore de signe opposé à celle de  $d$  (voir 7.1.3).

La comparaison avec le cas de la plaque plane en écoulement laminaire est difficile car pour les dièdres  $d/\theta$  est compris entre 6 et 10,5 alors que pour la plaque plane  $\frac{d}{\theta}$  est voisin de 3.

#### 5.3.4.3 - Cylindre

Les mesures fournissent  $K_{(\beta)}$  et  $K_r$  (tableau 5.7). Les vraies valeurs  $K_o$  ayant été obtenues en 1.2 (tableau 1.1), on peut calculer  $K_{(\beta)} - K_o$  et  $K_r - K_o$ .

On a tracé les courbes  $K_{(\beta)} - K_r$  en fonction de  $\beta$  à  $\alpha$  donné (figure 5.10) et on a représenté par ailleurs  $K_{(\beta)} - K_r$  et  $K_{(\beta)} - K_o$  en fonction de  $\alpha$  à  $\beta$  donné (figure 5.11). On peut ainsi comparer directement l'influence mutuelle  $K_{(\beta)} - K_r$  et l'influence du diamètre seul égale à  $K_r - K_o$ .

D'une manière générale, on constate que pour le cylindre l'influence mutuelle est d'un ordre de grandeur supérieur aux cas de la plaque plane et du dièdre.

L'évolution de l'influence mutuelle en fonction de  $\alpha$  est très complexe. Cela est probablement dû au fait que les prises encadrant la prise centrale ne sont pas au même azimut sauf pour  $\beta = 90^\circ$ . L'écart d'azimut entre le centre de chaque prise borgne et le centre de la prise testée est important : environ  $8,5^\circ$  pour  $\beta = 0^\circ$  et  $6^\circ$  pour  $\beta = 45^\circ$ .

Dans l'ensemble, l'influence mutuelle est plus grande pour  $\beta = 90^\circ$  que pour  $\beta = 45^\circ$  et  $\beta = 0^\circ$ . Ce résultat, à priori inattendu, provient des effets de gradient de vitesse, de courbure et d'écart d'azimut.

Considérons maintenant l'erreur totale (figure 5.11(b)). On remarque que l'influence des prises voisines a dans certains cas un effet qui compense celui du diamètre, mais la valeur optimale de  $\beta$  diffère d'un azimut à l'autre.

D'une manière générale, la position  $\beta = 45^\circ$  semble préférable; mais, à l'exception du voisinage du point d'arrêt et du décollement, l'erreur supplémentaire  $K_{(\beta)} - K_r$  apportée par l'influence mutuelle est de beaucoup inférieure à l'erreur  $K_r - K_o$  due au diamètre seul.

### 5.3.5 - Conclusion

Dans le cas où  $d$  est grand devant  $\theta$ , on peut écrire

$$E_{(\beta)} - E_r = \frac{d}{\ell'} J_M, \text{ pour } \frac{d}{\ell'} \ll 1.$$

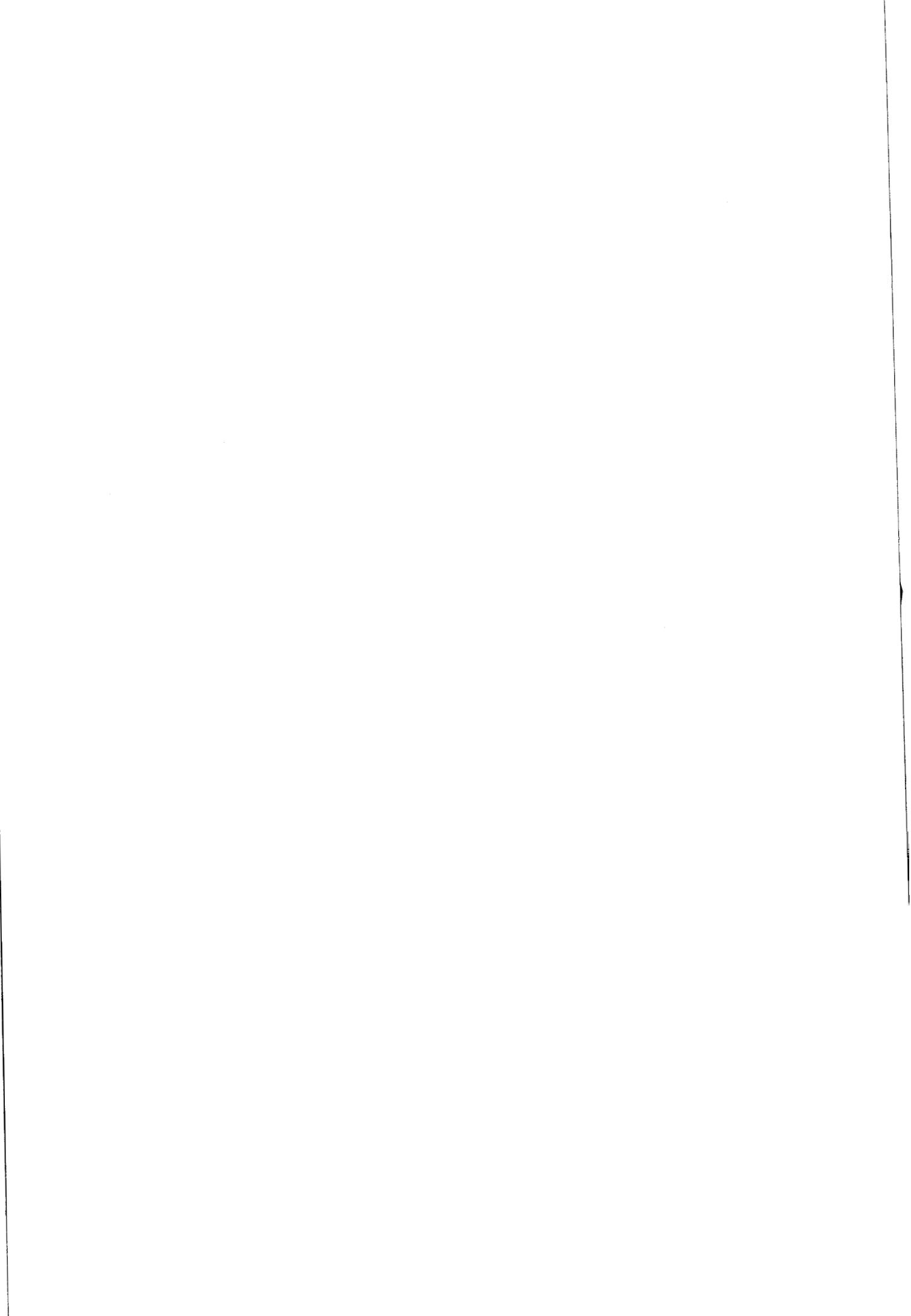
$J_M$  dépend de  $\frac{d}{\theta}$ ,  $\frac{du_e}{u_e}$  et  $\frac{d}{D}$ .

Le coefficient  $J_M$  ne peut pas être déterminé dans nos essais car nous avons testé une seule valeur de  $d/\ell'$  qui, d'ailleurs, n'est pas petite devant 1.

Pour séparer les contributions de la couche limite, du gradient de vitesse et de la courbure, il faudrait mettre en oeuvre de nombreuses expériences avec différentes valeurs des paramètres. Cette étude serait longue et probablement peu utile car nos résultats montrent que, pour la distance  $\ell' = 3d$ , l'influence mutuelle est en général bien inférieure à celle du diamètre.

Les expériences sur le cylindre indiquent qu'au voisinage du bord d'attaque d'un profil il est préférable d'utiliser la disposition  $0^\circ < \beta < 45^\circ$ .

Pour nos maquettes, il nous a semblé raisonnable de nous en tenir à une distance entre prises de l'ordre de  $5d$  au minimum (voir 4.3).



## CHAPITRE 6 : EFFETS DE LA COUCHE LIMITE

- 6.1 - Mesure des paramètres de couche limite.
  - 6.1.1 - Couche limite laminaire.
  - 6.1.2 - Couche limite turbulente.
- 6.2 - Résultats expérimentaux bruts.
- 6.3 - Interprétation des résultats.
- 6.4 - Comparaison avec d'autres résultats.

CHAPITRE 4 - EFFETS DE LA COURSE LIMITE

4.1 - Mesure des perturbations de course limite

4.1.1 - Course limite latérale

4.1.2 - Course limite longitudinale

4.2 - Résultats expérimentaux

4.3 - Interprétation des résultats

4.4 - Comparaison avec d'autres résultats

L'objet de ce chapitre est de déterminer la fonction  $F$  de la formule (3.9), à la fois en écoulement laminaire et en écoulement turbulent. Les expériences sont faites avec la plaque plane dont un schéma est donné sur la figure 6.1 et qui a été décrite en 4.3.2.

### 6.1 - MESURE DES PARAMETRES DE COUCHE LIMITE

La couche limite a été sondée au pitot aux abscisses correspondant aux prises de pression.

#### 6.1.1 - Couche limite laminaire

Soit  $p_A$  la pression mesurée par la sonde d'arrêt lorsqu'elle se trouve à la paroi. La courbe de la figure 6.2 donne la différence entre  $p_A$  et la pression statique  $p$  en fonction de  $\xi$  : les prises situées entre  $\xi = 160$  mm et  $\xi = 280$  mm sont en régime laminaire; la cinquième série ( $\xi = 320$  mm) est en régime de transition. Nous ne présenterons par la suite que les résultats relatifs aux quatre premiers plans.

Les valeurs de  $\delta$ ,  $\delta^*$  et  $\theta$  au-dessus de chaque série d'orifices sont indiquées dans le tableau suivant :

$\xi_{\text{mm}}$	160	200	240	280
$\delta_{\text{mm}}$	1,60	1,75	1,85	1,95
$\delta^*_{\text{mm}}$	0,53	0,56	0,62	0,68
$\theta_{\text{mm}}$	0,20	0,22	0,23	0,26

La courbe de la figure 6.4 donne  $u/u_e$  en fonction de  $z/\delta^*$  : on constate qu'aux quatre abscisses considérées le profil de vitesse est bien voisin de la courbe théorique de BLASIUS [28] .

Soit  $O_R$  l'origine réelle de la plaque et  $O_L$  l'origine fictive déterminée par extrapolation, conformément aux formules  $\delta^* = 1,721 \left(\frac{\nu x}{u_e}\right)^{1/2}$  et  $\theta = 0,664 \left(\frac{\nu x}{u_e}\right)^{1/2}$  de la solution de BLASIUS, l'origine des  $x$  étant  $O_L$  . Les courbes représentatives de  $\delta^*$  et  $\theta$  (figure 6.5) montrent que  $O_R O_L = 10$  mm.

### 6.1.2 - Couche limite turbulente

La courbe de la figure 6.3 donne  $p_A - p$  en fonction de  $\xi$  : les prises situées dans le plan  $\xi = 160$  mm sont encore en transition. L'écoulement devient turbulent en  $\xi = 200$  mm et les trois plans suivants sont en régime franchement turbulent. Par conséquent, les résultats relatifs au premier plan ne seront pas exploités dans ce qui suit.

Les valeurs de  $\delta$  ,  $\delta^*$  et  $\theta$  sont fournies dans le tableau suivant :

$\xi_{\text{mm}}$	200	240	280	320
$\delta_{\text{mm}}$	3,85	4,45	5,05	5,65
$\delta^*_{\text{mm}}$	0,71	0,83	0,92	1,02
$\theta_{\text{mm}}$	0,46	0,55	0,62	0,70

Sur la figure 6.4 qui donne  $\frac{u}{u_e}$  en fonction de  $z/\delta^*$  , on constate que les points expérimentaux ne coïncident pas parfaitement avec la couche limite turbulente type ([28]). Ceci provient de ce que le déclenchement de

la transition est artificiel (voir 4.4.1).

L'origine fictive  $O_T$  de la couche limite turbulente a été obtenue en supposant que la couche limite est entièrement turbulente depuis le bord d'attaque et en adoptant les relations  $\delta^* = 0,046 \times \left( \frac{u_e x}{\nu} \right)^{-1/5}$  et  $\theta = 0,036 \times \left( \frac{u_e x}{\nu} \right)^{-1/5}$  basées sur la loi approchée  $\frac{u}{u_e} = \left( \frac{z}{\delta^*} \right)^{1/7}$ , l'origine des  $x$  étant  $O_T$ .

Les courbes de la figure 6.5 fournissent  $O_R O_T = 60$  mm.

## 6.2 - RESULTATS EXPERIMENTAUX

Les résultats expérimentaux bruts sont donnés dans les tableaux 6.1 à 6.4 et sur les courbes des figures 6.6 et 6.7. Ces courbes fournissent  $K_d = \frac{p_d - p_\infty}{\frac{1}{2} \rho u_\infty^2}$  en fonction de  $d$  pour  $d < 3$  mm. L'échelle adoptée est grande pour permettre de se rendre compte de la précision de l'extrapolation.

On constate que, à  $h/d$  constant, l'erreur est une fonction croissante de  $d$  dans tous les cas; elle est plus grande pour  $h/d = 1$  que pour  $h/d = 3$ .

Les valeurs de  $K_o$  obtenues par extrapolation sont indiquées dans les tableaux 6.5 et 6.6. Elles montrent qu'il existe un très léger gradient négatif de vitesse tel que  $\frac{u_{ex}}{u_e} = -0,05 \text{ m}^{-1}$ ; il en résulte une valeur moyenne du paramètre  $\left| \frac{\theta^2 u_{ex}}{\nu} \right|$  de l'ordre de  $3 \cdot 10^{-3}$  en écoulement laminaire et de  $4 \cdot 10^{-2}$  en écoulement turbulent. Ces valeurs sont suffisamment faibles pour qu'on puisse utiliser les formules de couche limite en absence de gradient de vitesse ([28]).

### 6.3 - INTERPRETATION DES RESULTATS

Rapportons l'erreur à la pression cinétique locale et supposons que le gradient de vitesse soit suffisamment petit pour que son effet soit négligeable (nous le verrons en 7).

Les formules (3.9) à (3.11) permettent d'écrire dans le cas général

$$(6.1) \quad \frac{p_d - p_o}{\frac{1}{2} \rho u_e^2} = F$$

et

$$(6.2) \quad \frac{p_d - p_o}{\frac{1}{2} \rho u_e^2} = I_\theta \frac{d}{\theta} , \quad d \ll \theta ,$$

$$(6.3) \quad \frac{p_d - p_o}{\frac{1}{2} \rho u_e^2} = F_1 , \quad d \gg \theta .$$

Les valeurs de  $d/\theta$  et de  $\frac{p_d - p_o}{\frac{1}{2} \rho u_e^2}$  sont indiquées dans les tableaux 6.7 à 6.12. On en déduit les courbes des figures 6.8 et 6.9 et les courbes moyennes de la figure 6.10 ([31]).

On constate que  $F$  est une fonction croissante de  $\frac{d}{\theta}$  pour les deux valeurs de  $h/d$  examinées.

La valeur asymptotique  $F_1$  est atteinte dès  $d \approx 8\theta$  en laminaire et  $d \approx 15\theta$  en turbulent. L'erreur est plus grande pour  $h/d = 1$  que pour  $h/d = 3$  et, à même valeur de  $h/d$ , elle est plus importante en turbulent qu'en laminaire.

Le coefficient  $I_\theta$  est égal à la pente à l'origine; il est donc déterminé avec une précision médiocre. Par contre  $F_1$  est obtenu avec une

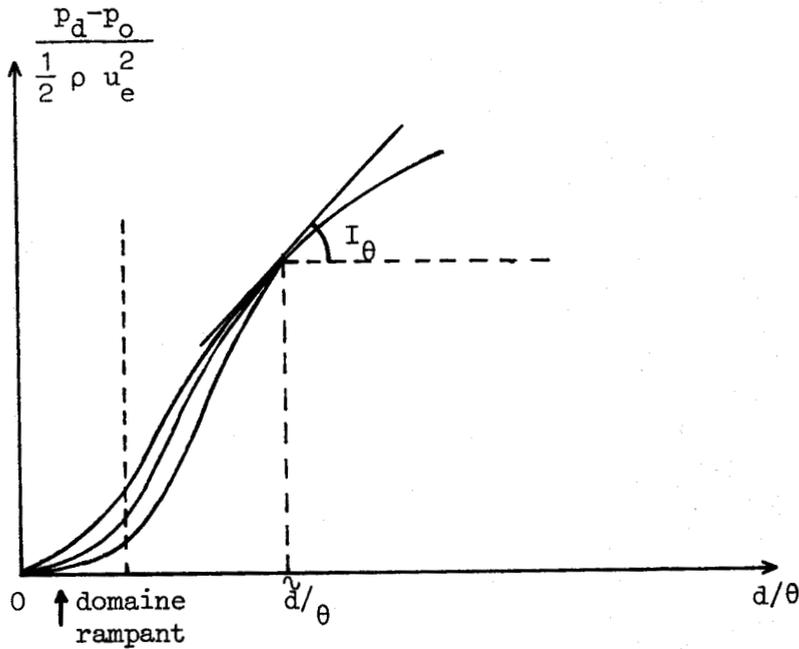
bonne précision : la formule (4.8) montre que l'incertitude sur  $F_1$  est de l'ordre de  $5 \cdot 10^{-4}$ .

L'ensemble des résultats concernant  $I_\theta$  et  $F_1$  est donné dans le tableau ci-dessous :

	$10^3 I_\theta$		$10^3 F_1$	
	laminaire	turbulent	laminaire	turbulent
$h/d = 3$	4	11	7	15
$h/d = 1$	6	17	11	18

En 4.6, nous avons abordé le problème du voisinage de  $d = 0$ . Dans le cas présent, nous pouvons apporter quelques précisions sur le domaine où la viscosité intervient, c'est-à-dire pour  $R_e < \tilde{R}_e$ . Nous savons d'après (3.7) qu'en régime rampant on a  $\frac{p_d - p_o}{\frac{1}{2} \rho u_e^2} = \frac{2}{R_e} a_3 \left(\frac{d}{\theta}\right)^2$ , autrement dit l'erreur est représentée en fonction de  $d/\theta$  par une parabole, pour chaque valeur de  $R_e$ . En dehors du régime rampant, l'erreur dépend encore de  $R_e$  tant que  $R_e < \tilde{R}_e$ . Pour des valeurs de  $d/\theta$  supérieures à  $\frac{d_2}{\theta}$ , on a une courbe unique dont la pente en  $d = \tilde{d}$  est  $I_\theta$ . Cette évolution au voisinage de  $d = 0$  est résumée sur la figure ci-après.

Comme on l'a vu en 5.2, le domaine où  $R_e$  intervient est de très faible étendue. Par conséquent, négliger ce domaine revient à le réduire à un point.



#### 6.4 - COMPARAISON AVEC D'AUTRES RESULTATS

Pour pouvoir comparer nos résultats à ceux obtenus en [5] et [6], nous avons dû les représenter avec les variables  $\Delta p^*$  et  $d^*$  adoptées par ces auteurs. La transformation a été faite en utilisant les caractéristiques de la couche limite sur plaque plane ([28]).

En écoulement laminaire on a  $\tau_o = \frac{0,332 \rho u_e^2}{R_x^{1/2}}$  avec  $R_x = \frac{u_e x}{\nu}$ ,

$x$  étant l'abscisse mesurée à partir de l'origine fictive de la plaque. De là,

$$\Delta p^* = \frac{F R_x^{1/2}}{0,664} \quad \text{et} \quad d^* = 0,576 \frac{d u_e}{\nu R_x^{1/4}} .$$

En écoulement turbulent, compte tenu de  $\tau_o = \frac{0,0296 \rho u_e^2}{R_x^{1/5}}$ , on

$$\text{obtient} \quad \Delta p^* = \frac{F R_x^{1/5}}{0,0592} \quad \text{et} \quad d^* = 0,172 \frac{d}{\nu} \frac{u_e}{R_x^{1/10}} .$$

Les courbes de la figure 6.11 donnent  $\Delta p^*$  en fonction de  $d^*$ .

Elles montrent qu'en laminaire  $d^*$  n'intervient plus dès qu'il est supérieur à 60 tandis qu'en turbulent, après un brusque chagement de pente pour  $d^* = 40$ ,  $\Delta p^*$  continue à croître légèrement. Représentée sous cette forme, l'erreur semble beaucoup plus grande en laminaire qu'en turbulent : cela provient des différences importantes entre les vitesses de frottement correspondant à ces deux cas. On remarque aussi que l'effet de profondeur est plus important en laminaire qu'en turbulent.

La figure 6.12 permet de comparer nos résultats en turbulent à ceux de SHAW [5] et de RAY [6]. Nos courbes sont très proches de RAY pour  $d$  petit et de celles de SHAW pour les valeurs de  $d$  plus élevées. Notons aussi que l'évolution de l'erreur en fonction de  $h/d$  est la même que dans les expériences de RAY. Par contre, nos résultats sont en contradiction avec ceux donnés en [17] à tous points de vue (figure 2.5).

L'intérêt de la comparaison faite ci-dessus est de permettre une confrontation entre les résultats de provenances diverses, mais il faut préciser que, dans les applications, la représentation sous la forme  $\Delta p^*$  fonction de  $d^*$  n'a qu'un intérêt limité car  $\tau_0$  est difficilement accessible à la mesure.

Une comparaison directe peut être faite avec des résultats obtenus en [36] au cours d'expériences analogues aux nôtres à des vitesses de 25 m/s et 68 m/s; les orifices testés ont des diamètres variant de 0,2 à 0,8 mm et un rapport  $h/d$  constant et égal à 4. Ces expériences présentent l'intérêt d'avoir été faites dans une soufflerie d'essais industriels; en contrepartie, les méthodes de mesure ont une précision moindre. Les résultats, en écoulement turbulent, montrent que l'écart entre les coefficients de pression mesurés à l'aide de deux prises correspondant respectivement à  $d/\theta = 0,5$  et  $d/\theta = 1,9$  est voisine de  $5 \cdot 10^{-3}$  pour des essais à 25 m/s. Cet écart est le même pour des

mesures entre deux prises correspondant à  $d/\theta = 0,8$  et  $d/\theta = 3,2$  à la vitesse de 68 m/s. Ces résultats sont voisins de ceux que nous avons obtenus pour  $h/d = 3$ . Par ailleurs, les nombres de Reynolds étant différents, ceci confirme l'indépendance du phénomène à l'égard de ce paramètre.

Enfin, nous avons reporté sur la figure 6.13 les résultats du rapport [22] obtenus à grande vitesse en utilisant notre représentation de l'erreur. La comparaison avec nos résultats montre que l'erreur due à la couche limite dépend du nombre de Mach, mais que ce paramètre ne bouleverse pas l'allure du phénomène.

## CHAPITRE 7 : EFFETS DU GRADIENT DE VITESSE

- 7.1 - Cas d'une couche limite peu épaisse ( $d \gg \theta$ ):
  - 7.1.1 - Calcul des paramètres de l'écoulement sur les dièdres.
  - 7.1.2 - Résultats expérimentaux bruts.
  - 7.1.3 - Interprétation des résultats.
  - 7.1.4 - Cas du point d'arrêt et de son voisinage.
  
- 7.2 - Cas  $d \sim \theta$  et  $d \ll \theta$ .
  - 7.2.1 - Détermination des paramètres de l'écoulement extérieur.
  - 7.2.2 - Résultats expérimentaux bruts.
  - 7.2.3 - Interprétation des résultats.
  
- 7.3 - Récapitulation.
  
- 7.4 - Influence du signe du gradient de vitesse.
  - 7.4.1 - Détermination des paramètres de l'écoulement extérieur.
  - 7.4.2 - Résultats expérimentaux bruts.
  - 7.4.3 - Interprétation des résultats.

Dans le cas d'un écoulement sur paroi plane, avec un gradient de vitesse, la formule (3.9) s'écrit

$$(7.1) \quad \frac{p_d - p_o}{\frac{1}{2} \rho u_e^2} = F + G_v \frac{du_{ex}}{u_e} .$$

L'influence de la couche limite seule étant déterminée, nous allons maintenant évaluer les coefficients relatifs au gradient de vitesse pour les différentes valeurs de  $d/\theta$ . Ceci ne sera évidemment possible qu'à condition de vérifier, au préalable, la validité de la linéarisation (7.1).

Nous décrivons d'abord les expériences réalisées sur les dièdres présentés en 4.3.3. La couche limite sur ces modèles étant peu épaisse, les résultats expérimentaux doivent en principe fournir la valeur de  $G_v$  correspondant à  $d \gg \theta$ , c'est-à-dire  $J_v$ . Nous poursuivons l'étude par les cas  $d \sim \theta$  et  $d \ll \theta$  obtenus sur le modèle constitué par la paroi inclinée précédée d'une plaque plane (voir 4.3.3) et qui doivent permettre de déterminer en particulier la constante  $I_v$ . En même temps, nous obtenons  $G_v$  soit en laminaire, soit en turbulent, mais seulement pour les valeurs de  $d/\theta$  que nous avons pu réaliser. Nous terminons l'étude par l'influence du signe du gradient de vitesse.

L'utilisation de la formule (7.1) nécessite la connaissance de  $\theta$  et de  $\frac{u_{ex}}{u_e}$ ; c'est pourquoi chaque étude commence par la détermination de la couche limite et du gradient de vitesse.

## 7.1 - CAS D'UNE COUCHE LIMITE PEU EPAISSE

### 7.1.1 - Calcul des paramètres de l'écoulement sur les dièdres

Pour l'écoulement sur les dièdres,  $u_e$  s'exprime sous la forme

$$(7.2) \quad u_e = Cx^n .$$

Si le dièdre et le fluide étaient illimités, l'exposant  $n$  serait relié à l'angle  $\phi$  du dièdre par  $\phi = \frac{2n}{n+1} \pi$ . A cause des dimensions limitées de la maquette et de la présence des parois de la veine, l'exposant  $n$  diffère de sa valeur théorique et doit être déterminé expérimentalement. On utilise pour cela les valeurs de  $u_e$  aux abscisses  $x_1$  et  $x_2$  correspondant aux deux rangées d'orifices. Comme la vitesse au loin  $u_\infty$  peut varier légèrement d'un essai à l'autre, nous écrivons

$$\frac{\left(\frac{u_e}{u_\infty}\right)_1}{\left(\frac{u_e}{u_\infty}\right)_2} = \left(\frac{x_1}{x_2}\right)^{n'}$$

De là la vraie valeur  $n'$ , puis celle de l'angle fictif correspondant

$$(7.3) \quad \phi' = \frac{2n'}{n'+1} \pi.$$

Les valeurs de  $\frac{u_e}{u_\infty}$  sont obtenues par la formule (4.4) après extrapolation des courbes  $K_d = f(d)$  à l'abscisse considérée. Des mesures dans le troisième plan (voir 4.3.3) permettent une vérification de la valeur de  $n'$ .

On peut alors calculer directement

$$(7.4) \quad \frac{u_e x}{u_e} = \frac{n'}{x}.$$

La vitesse au loin  $u_\infty$  étant obtenue par la mesure de la pression cinétique au loin et de la masse volumique, on peut déterminer  $u_e$ ; de là, la connaissance de  $C$  de la relation  $u_e = C x^{n'}$ .

Les épaisseurs caractéristiques de la couche limite laminaire sont calculées à l'aide de formules classiques [37] :

$$\delta^* = A \left[ \frac{2\nu}{(n'+1)C} \right]^{1/2} x^{\frac{1-n'}{2}}$$

et

$$\theta = B \left[ \frac{2 \nu}{(n'+1)C} \right]^{1/2} x^{\frac{1-n'}{2}},$$

où A et B ne dépendent que de l'angle au sommet du dièdre et sont fournis en [37].

### 7.1.2 - Résultats expérimentaux bruts

Les résultats bruts sont indiqués dans les tableaux 7.1 à 7.4 et sur les courbes des figures 7.1 à 7.4. Ces courbes donnent  $K_d$  en fonction de  $d$  et montrent le procédé d'extrapolation jusqu'à  $d = 0$ . Les valeurs  $K_0$  sont fournies dans le tableau 7.5.

A  $h/d$  constant, l'erreur est une fonction croissante de  $d$  sauf au point d'arrêt dans le cas  $\phi = 180^\circ$  pour lequel le sens de variation est inversé. Ce résultat est analogue à ceux obtenus pour le cylindre et le profil d'aile (Chapitre 1).

Comme dans le cas de la plaque plane, l'erreur relevée avec des prises de rapport  $h/d = 1$  est supérieure à celle correspondant à  $h/d = 3$ .

### 7.1.3 - Interprétation des résultats

Les valeurs  $K_0$  étant déterminées, nous pouvons calculer successivement  $\frac{u_e}{u_\infty}$ ,  $u_e$ ,  $n'$ ,  $\phi'$  et  $\frac{u_{ex}}{u_e}$ , puis les épaisseurs de la couche limite  $\delta^*$  et  $\theta$ . Toutes ces valeurs sont indiquées dans les tableaux 7.5 à 7.11. Nous en déduisons les valeurs cherchées de  $d/\theta$  et de  $\frac{du_{ex}}{u_e}$  (tableaux 7.12 et 7.13).

L'examen du tableau 7.9 montre que  $\phi'$  est plus petit que  $\phi$  pour  $\phi = 30^\circ$  et que  $\phi'$  est plus grand que  $\phi$  pour  $\phi = 60^\circ$  et  $90^\circ$ . Dans le

premier cas, le sens de variation est conforme à ce que l'on attend de la présence d'une paroi en écoulement par tranches; dans les autres cas, les angles sont trop grands pour que les approximations de l'écoulement par tranches soient valables.

Les valeurs numériques de l'erreur  $\frac{p_d - p_o}{\frac{1}{2} \rho u_e^2}$  sont données dans les tableaux 7.14 à 7.16. Cette erreur est représentée en fonction de  $d$  pour trois valeurs de l'angle au sommet sur les figures 7.5 à 7.7; le cas  $\phi = 180^\circ$  est traité à part en 7.1.4 puisque la représentation utilisant la vitesse locale n'y est pas valable.

L'allure des courbes est la même que sur les figures 7.1 à 7.3.

On en déduit ensuite les courbes de la figure 7.8 qui donnent l'erreur en fonction de  $\frac{du_{ex}}{u_e}$  à  $d/\theta$  constant. Seule la courbe correspondant à  $d$  très grand devant  $\theta$  a pu être tracée pour les deux valeurs de  $h/d$ . C'est bien une droite; l'ordonnée à l'origine est la valeur  $F_1$  déterminée sur la plaque plane (voir figure 6.10) et son équation est d'après (3.11).

$$(7.5) \quad \frac{p_d - p_o}{\frac{1}{2} \rho u_e^2} = F_1 + J_v \frac{du_{ex}}{u_e} .$$

La mesure de la pente fournit  $J_v = 0,62$  pour  $h/d = 1$  et  $J_v = 0,53$  pour  $h/d = 3$ .

Comme  $J_v$  ne dépend pas de la nature de la couche limite, on doit trouver en écoulement turbulent une droite parallèle dont l'ordonnée à l'origine est la valeur  $F_1$  correspondant au cas turbulent. Cette remarque sera utilisée en 7.2.

Sur la figure 7.9, une seule courbe correspondant à  $\frac{du_{ex}}{u_e} = 7 \cdot 10^{-3}$  a pu être tracée avec précision. Les données expérimentales sont insuffisantes pour obtenir le réseau complet, mais la construction peut être facilitée par les remarques suivantes :

- La pente à l'origine est  $I_0$  .
- L'ordonnée à l'origine est  $I_v \frac{du_{ex}}{u_e}$  où  $I_v$  ne sera déterminé qu'en 7.2.
- La valeur asymptotique est  $F_1 + J_v \frac{du_{ex}}{u_e}$  .

En même temps, la représentation de la figure 7.9 permet de déterminer jusqu'à quelle valeur de  $\frac{du_{ex}}{u_e}$  on peut négliger l'erreur due au gradient de vitesse. On constate en effet que, pour  $\frac{du_{ex}}{u_e}$  compris entre 0 et  $2 \cdot 10^{-3}$ , les points expérimentaux sont situés sur la courbe correspondant au cas de la plaque plane. Ce résultat est confirmé par des expériences sur la plaque plane que nous avons placée en incidence dans la soufflerie. Nous avons réalisé ainsi des valeurs de  $\frac{du_{ex}}{u_e}$  inférieures à  $2 \cdot 10^{-3}$  et les erreurs obtenues sont les mêmes qu'en 6.3 aux erreurs d'expériences près. Pour les autres valeurs de  $\frac{du_{ex}}{u_e}$ , l'erreur est bien constante dès que  $d/\theta$  est supérieur à 8 environ.

A partir d'une courbe tracée à  $\frac{du_{ex}}{u_e}$  constant, il est possible en principe de déterminer  $G_v$  par différence avec le cas de la plaque plane. C'est ce qui a été fait avec les courbes de la figure 7.9, mais il faut remarquer que ce procédé conduit à une précision médiocre étant donné le petit nombre de points expérimentaux. Les résultats obtenus sont représentés sur la figure 7.20.

#### 7.1.4 - Cas du point d'arrêt et de son voisinage

Le cas  $\phi = 180^\circ$  doit être considéré à part. En effet la représentation sous la forme (4.5) ne peut pas être utilisée au point d'arrêt puisque  $u_e = 0$ . Cette même représentation n'est pas envisageable non plus au voisinage d'un point d'arrêt car,  $u_e$  étant petit, l'incertitude sur l'erreur serait très grande (voir 4.7.2).

L'expérience en  $x = 14$  mm sur le dièdre d'angle  $180^\circ$  n'est pas exploitable sous la forme (4.5). Nous avons cependant procédé à une vérification en partant des résultats obtenus en 7.1.3 : le second membre de (7.1) étant en effet connu, on en déduit  $\frac{p_d - p_o}{\frac{1}{2} \rho u_e^2}$  pour chaque valeur de  $d$ , puis les valeurs de  $K_d$  correspondantes. Les résultats sont donnés sur la figure 7.10. L'accord est satisfaisant dans le cas  $\frac{h}{d} = 3$  et un peu moins dans le cas  $\frac{h}{d} = 1$ . Par conséquent, bien que cette configuration n'apporte pas d'informations complémentaires, on constate qu'elle n'est pas en contradiction avec les résultats obtenus sur les autres dièdres. On pourrait penser qu'une des causes de l'écart est due à l'influence du nombre de Reynolds (voir 5.2.2). Mais, en fait, les valeurs de  $d$  utilisées ici sont toutes largement supérieures à  $\frac{v}{d}$  de sorte que  $R_e$  n'intervient pas.

En ce qui concerne le point d'arrêt, nous utilisons la représentation (3.12) qui s'écrit

$$\frac{p_d - p_o}{\frac{1}{2} \rho u_\infty^2} = L,$$

où  $L$  dépend de  $d/\theta$ .

La figure 7.11 donne  $\frac{p_d - p_o}{\frac{1}{2} \rho u_\infty^2} = K_d - K_o$  en fonction de  $d/\theta$ . Elle

fournit la valeur asymptotique  $L_1$  correspondant à  $d/\theta$  grand, soit  $L_1 = -0,005$  pour  $h/d = 1$  et  $L_1 = -0,004$  pour  $h/d = 3$ .

En ce qui concerne le coefficient  $A_\theta$  de la formule (3.13) correspondant à  $d \ll \theta$ , il est égal à la pente à l'origine des courbes de la figure 7.11. Mais sa détermination est inutile car l'erreur dans ce domaine est inférieure à la précision des mesures pour les deux valeurs considérées de  $h/d$ .

De plus, pour  $h/d = 3$ , l'erreur est de l'ordre de la précision des mesures dès que  $\frac{d}{\theta}$  est inférieur à 4. Elle est donc négligeable.

Pour terminer cette étude du point d'arrêt, il faut préciser que la formule (3.12) a été établie en supposant que la vitesse  $u_e$  est nulle. Elle n'est donc applicable qu'à des orifices assez petits pour que les variations de  $u_e$  au-dessus de l'orifice soient négligeables. Nous reviendrons sur cette remarque en 8.5.

## 7.2 - CAS $d \sim \theta$ ET $d \ll \theta$

### 7.2.1 - Détermination des paramètres de l'écoulement extérieur

La couche limite turbulente a été explorée au droit de l'emplacement des deux rangées d'orifices dont les génératrices sont désignées par A et B (Fig. 7.13). Les pitots utilisés sont décrits en 4.3.3. Les profils de vitesse sont donnés sur la figure 7.12 et les valeurs des épaisseurs caractéristiques sont rassemblées dans le tableau 7.17.

La comparaison faite sur la figure 7.12 avec des profils types à gradient de vitesse extérieure constant ([38]) montre que notre couche limite évolue très rapidement sous l'effet du gradient. Elle est plus rapprochée des profils types dans le plan B que dans le plan A.

Le gradient de vitesse a été déterminé à l'aide de six orifices.

Comme  $u_\infty$  varie légèrement d'un essai à l'autre, nous avons représenté sur la figure 7.13  $\frac{u_e}{u_\infty}$  en fonction de l'abscisse : le gradient de vitesse est sensiblement constant en aval de A. Le tableau 7.18 donne  $\frac{u_{ex}}{u_e}$  dans les plans A et B.

Les valeurs numériques de  $d/\theta$  et de  $\frac{du_{ex}}{u_e}$  sont indiquées dans les tableaux 7.19 et 7.20.

### 7.2.2 - Résultats expérimentaux bruts

Les résultats expérimentaux bruts concernant  $K_d$  sont donnés dans le tableau 7.21 et sur les courbes des figures 7.14 et 7.15 où on a indiqué également les valeurs extrapolées  $K_0$ .

L'erreur est ici encore une fonction croissante de  $d$  et elle est plus grande pour  $h/d = 1$  que pour  $h/d = 3$ .

### 7.2.3 - Interprétation des résultats

Comme précédemment, la formule (4.5) permet de calculer  $\frac{p_d - p_0}{\frac{1}{2} \rho u_e^2}$

(tableau 7.22); de là les courbes des figures 7.16 et 7.17.

Comme sur la figure 7.15 le plan A de la paroi inclinée à  $60^\circ$  présente une anomalie en  $d = 0,8$  mm, nous avons éliminé les mesures relatives à ces prises dans les résultats qui vont suivre.

Sur la figure 7.18, on a représenté l'erreur en fonction de  $\frac{du_{ex}}{u_e}$  à  $\frac{d}{\theta}$  constant, l'ordonnée à l'origine étant la valeur  $F$  obtenue sur plaque plane en turbulent (figure 6.10). On constate, tout au moins en ce qui concerne les valeurs de  $d/\theta$  pour lesquelles on dispose de plus de deux points expérimentaux, que la formule linéaire (7.1) est bien vérifiée.

Les pentes des droites tracées fournissent les valeurs de  $G_v$  en régime turbulent, pour les valeurs de  $d/\theta$  réalisées. On a représenté également sur la figure 7.18 la droite de pente  $J_v$  correspondant à  $d$  grand devant  $\theta$  d'après la remarque faite en 7.1.3.

La valeur  $d/\theta = 0$  ne pouvant pas être atteinte expérimentalement, le coefficient  $I_v$  doit être obtenu comme limite des pentes  $G_v$  de la suite de droites correspondant aux valeurs de  $d/\theta$  de plus en plus petites. Il semble, d'après les valeurs obtenues pour  $d/\theta = 0,1$  et  $0,2$ , que cette limite est pratiquement atteinte dès que  $d/\theta$  est voisin de  $0,2$ . On obtient  $I_v = 0,38$  pour  $h/d = 1$  et  $I_v = 0,25$  pour  $h/d = 3$ . Notons que l'incertitude sur  $I_v$  est d'autant plus grande que ce coefficient est obtenu à partir de  $I_\theta$  qui est lui-même déterminé avec imprécision. En effet, l'erreur mesurée lorsque  $d/\theta$  est voisin de zéro est très petite et l'incertitude relative est importante.

Cependant, une indication supplémentaire est fournie par la représentation de la figure 7.19. En effet, pour chaque valeur étudiée de  $\frac{du_{ex}}{u_e}$ , l'ordonnée et la pente à l'origine de la courbe correspondante sont respectivement égales à  $I_v \frac{du_{ex}}{u_e}$  et  $I_\theta$ . La différence avec la courbe obtenue dans le cas de la plaque plane est égale à  $G_v \frac{du_{ex}}{u_e}$  et fournit donc  $G_v$ .

### 7.3 - RECAPITULATION

Les expériences réalisées sur les dièdres pour les deux valeurs de  $h/d$  ont permis de déterminer la valeur constante  $J_v$  et également une estimation de  $G_v$  pour  $d/\theta > 2$  en écoulement laminaire.

A l'aide des expériences sur la paroi inclinée précédée d'une plaque plane, nous avons déterminé  $I_v$  et le coefficient  $G_v$  pour  $\frac{d}{\theta} < 2$ , mais seulement en écoulement turbulent. Les résultats sont rassemblés sur la figure 7.20 ([31]). Comme  $I_v$  et  $J_v$  ne dépendent pas de la nature de la

couche limite, on peut achever la représentation par un tracé approximatif sans faire d'erreur notable : les résultats montrent donc que dans l'ensemble le coefficient  $G_v$  dépend peu de la nature de la couche limite.

Quoiqu'il en soit, dans les applications en soufflerie, le cas où la couche limite est mince en comparaison avec  $d$  correspond généralement au régime laminaire alors que les autres cas sont rencontrés plutôt en régime turbulent. Par conséquent, les résultats précédents, bien qu'incomplets, sont largement suffisants d'un point de vue pratique.

#### 7.4 - INFLUENCE DU SIGNE DU GRADIENT DE VITESSE

##### 7.1.1 - Détermination des paramètres de l'écoulement extérieur

Pour cette étude, nous n'avons testé qu'une seule rangée d'orifices par élément, la seconde rangée étant trop proche du raccord entre la paroi plane et la paroi inclinée (figure 4.9). L'emplacement de l'élément est imposé : les orifices doivent en effet être situés non seulement en amont du décollement, mais aussi dans une zone où le gradient de vitesse est assez grand pour que son influence soit décelable. D'après 7.1.3, il faut que  $\frac{du_{ex}}{u_e}$  soit supérieur à  $2 \cdot 10^{-3}$ . L'emplacement répondant à ces conditions a été déterminé par des essais préliminaires.

La couche limite est turbulente; elle a été sondée au droit des orifices à l'aide des pitots déjà utilisés en 7.2. On a obtenu  $\delta^* = 5,6$  mm et  $\theta = 2,7$  mm, ce qui fournit un paramètre de forme  $H = 2,07$ .

La représentation de la figure 7.21, identique à celle de la figure 7.12, montre que la couche limite est voisine des profils types à gradient de vitesse constant.

Le gradient de vitesse a été déterminé comme en 7.2 à l'aide de six orifices. La figure 7.22 donne  $\frac{u_e}{u_\infty}$  en fonction de l'abscisse. La valeur de  $\frac{u_{ex}}{u_e}$  au droit des orifices (abscisse  $x_A$ ) est  $-4,3 \text{ m}^{-1}$ .

Les valeurs de  $d/\theta$  et  $\frac{du_{ex}}{u_e}$  sont indiquées dans les tableaux 7.23 et 7.24.

#### 7.4.2 - Résultats expérimentaux bruts

Le tableau 7.25 et la figure 7.23 donnent  $K_d$  en fonction de  $d$  ainsi que la valeur extrapolée  $K_0$ . On constate que les écarts entre les prises de différents diamètres sont très petits, de l'ordre de la précision des mesures pour les plus petits diamètres. Par conséquent, nous ne pouvons utiliser que les valeurs mesurées aux prises de diamètre supérieur ou égal à 0,8.

#### 7.4.3 - Interprétation des résultats

Les résultats concernant l'erreur  $\frac{P_d - P_0}{\frac{1}{2} \rho u_e^2}$  sont indiqués dans le tableau 7.26 et sur la figure 7.24.

L'erreur  $F$  due à la couche limite a été déterminée en 6.3. Nous avons ensuite calculé à l'aide de (7.1), le coefficient d'influence du gradient de vitesse que nous désignons par  $G'_v$ . Le tableau 7.27 fournit les valeurs de  $G'_v$  obtenues et également les valeurs de  $G_v$  relevées en 7.1 de manière à permettre une comparaison directe.

Puisque  $G'_v$  et  $G_v$  sont tous deux positifs, la conclusion qui s'impose d'abord est que le gradient de vitesse agit avec son signe. Cependant, on constate que les coefficients obtenus dans le cas d'un gradient

de vitesse négatif ne sont pas rigoureusement les mêmes qu'en 7.1. Ceci s'explique aisément en remarquant que  $F$  et  $G_v \frac{du_{ex}}{u_e}$  étant de signes contraires, l'erreur globale est très petite et l'incertitude relative sur les mesures est grande. D'autre part, les petits diamètres ne sont pas utilisables et la valeur extrapolée dont dépend l'erreur est très mal déterminée.

## CHAPITRE 8 : EFFETS DE LA COURBURE

- 8.1 - Détermination des paramètres de l'écoulement.
- 8.2 - Résultats expérimentaux.
- 8.3 - Interprétation des résultats.
- 8.4 - Signe des effets de la courbure.
- 8.5 - Cas du point d'arrêt.



Les chapitres 6 et 7 ont permis de déterminer les effets de la couche limite seule et ceux du gradient de vitesse pour différentes configurations de couche limite. L'objet du présent chapitre est de quantifier l'influence de la courbure à partir d'expériences sans gradient de vitesse sur une paroi dont le rayon de courbure est connu avec précision.

Pour ces expériences, la formule (3.9) est réduite à

$$(8.1) \quad \frac{p_d - p_o}{\frac{1}{2} \rho u_e^2} = F + G_c \frac{d}{D} .$$

Les diamètres des orifices et l'espace entre les deux cylindres coaxiaux décrits en 4.3.4 ont été choisis de manière à réaliser un très grand intervalle de valeurs de  $d/\theta$  afin de permettre, en particulier, la détermination des coefficients  $I_c$  et  $J_c$  des formules (3.10) et (3.11).

Les diamètres des cylindres intérieurs  $D$  doivent permettre de représenter l'erreur à  $d/\theta$  constant en fonction de  $d/D$  : à chaque valeur de  $d/\theta$  doivent correspondre au moins deux valeurs de  $d/D$ .

Après avoir examiné l'influence de la courbure dans le cas d'une paroi convexe ( $D > 0$ ), nous tenterons de déterminer si ce paramètre intervient avec son signe. Pour cela nous effectuerons des expériences sur une paroi concave ( $D < 0$ ) à l'aide des modèles décrits à la fin de 4.3.4. L'effet de la courbure dans le cas particulier du point d'arrêt sera examiné sur les mêmes modèles.

### 8.1 - DETERMINATION DES PARAMETRES DE L'ECOULEMENT

L'erreur  $\frac{p_d - p_o}{\frac{1}{2} \rho u_e^2}$  est déterminée de la manière exposée en 4.5.2.

Pour utiliser la formule (8.1), il est nécessaire de connaître  $u_e$ ,  $d/D$  et aussi  $F$ , donc  $\theta$  et la nature de la couche limite.

La vitesse  $u_e$  est directement obtenue à partir de la fréquence de rotation  $N$  du moteur. Comme c'est le cylindre extérieur qui tourne, on sait que l'écoulement est laminaire et stable ([34]).

L'épaisseur de quantité de mouvement  $\theta$  est égale à  $\frac{D'-D}{12}$  pour toutes les valeurs testées de  $D$  et  $D'$ . En effet, la répartition de vitesse  $u$  entre les deux cylindres est

$$u = \frac{2 \pi N R'^2}{R'^2 - R^2} \left( r - \frac{R^2}{r} \right),$$

avec  $R' = \frac{D'}{2}$  et  $R = \frac{D}{2}$ .

On a ici  $u_e = 2 \pi N R'$ . Posons  $v = \frac{u}{u_e}$ ,  $\frac{R'}{R} = \lambda$  et  $\frac{r}{R} = a$ . On obtient

$$v = \frac{\lambda}{\lambda^2 - 1} \left( a - \frac{1}{a} \right).$$

Par définition, l'épaisseur de quantité de mouvement est

$$\theta = \frac{1}{u_e} \int_{r=R}^{r=R'} (u_e - u) u \, dr.$$

On obtient donc

$$\begin{aligned} \frac{\theta}{R} &= \int_1^\lambda (1-v) v \, da \\ &= \frac{\lambda}{\lambda^2 - 1} \int_1^\lambda \left[ 1 - \frac{\lambda}{\lambda^2 - 1} \left( a - \frac{1}{a} \right) \right] \left( a - \frac{1}{a} \right) da, \end{aligned}$$

soit,

$$\frac{\theta}{R} = \frac{\lambda}{\lambda^2 - 1} \left[ \frac{\lambda^2 - 1}{2} - \text{Log } \lambda - \frac{\lambda}{\lambda^2 - 1} \left( \frac{\lambda^3}{3} - 2\lambda - \frac{1}{\lambda} + \frac{8}{3} \right) \right]$$

Un développement limité au voisinage de  $\lambda = 1$  donne, à des termes d'ordre  $(\lambda - 1)^3$  près,  $\frac{\theta}{R' - R} = \frac{1}{6}$ .

Ici, pour la valeur la plus grande de  $\lambda$ , à savoir  $\lambda = 1,75$ , l'erreur faite en prenant  $1/6$  n'est que de  $5 \cdot 10^{-4}$ , soit 0,3 %.

Par conséquent, on a pour tous les essais

$$(8.2) \quad \frac{\theta}{D' - D} = \frac{1}{12} .$$

Quelques prises dont la qualité s'est révélée insuffisante lors de l'examen au microscope n'ont pas été utilisées. Dans les tableaux 8.1 à 8.12 figurent uniquement les valeurs de  $d/\theta$  et de  $d/D$  des prises effectivement testées.

## 8.2 - RESULTATS EXPERIMENTAUX

Les conditions d'expériences, c'est-à-dire  $\rho$ ,  $N$ ,  $u_e$ , puis  $\frac{1}{2} \rho u_e^2$ , sont données dans les tableaux 8.13 à 8.14 pour les deux séries d'essais.

Les résultats expérimentaux concernant  $\frac{P_d - P_r}{\frac{1}{2} \rho u_e^2}$  sont indiqués dans les tableaux 8.15 à 8.26 et ils sont représentés sur les figures 8.1 et 8.2 pour des valeurs de  $d$  inférieures à 3 mm. La prise de référence est celle dont le diamètre est voisin de 0,3 mm.

La méthode expérimentale utilisée ici est différente de celle des essais précédents (Chapitres 6 et 7). Du fait que la pression de référence  $p_r$  dépend de  $h/d$ , il n'est pas possible de représenter sur la même figure des

résultats concernant l'erreur  $\frac{p_d - p_r}{\frac{1}{2} \rho u_e^2}$  relative à différentes valeurs de  $h/d$ . Il s'ensuit que le procédé d'extrapolation est moins précis. En revanche, l'incertitude sur l'erreur est plus faible : elle est de l'ordre de  $4 \cdot 10^{-4}$  (voir 4.7.4).

On constate sur les figures 8.1 et 8.2 que les écarts mesurés sont faibles.

L'extrapolation jusqu'à  $d = 0$  fournit  $p_r - p_0$  ; de là, l'erreur cherchée  $\frac{p_d - p_0}{\frac{1}{2} \rho u_e^2}$  (tableaux 8.15 à 8.26). Sur les figures 8.1(f) et 8.2(f) les valeurs extrapolées n'ont pas pu être obtenues directement à partir des mesures; elles ont été calculées à l'aide des autres résultats (voir 8.3).

L'erreur est, le plus souvent, négative et sa variation en fonction de  $d$  n'est pas toujours monotone (figures 8.1(g) et 8.2(g)).

Le paramètre  $h/d$  ne semble pas avoir une influence importante, du moins avec la représentation des figures 8.1 et 8.2.

### 8.3 - INTERPRETATION DES RESULTATS

Les courbes de la figure 8.3 fournissent l'erreur en fonction de  $d/D$  à  $d/\theta$  constant. Les points expérimentaux qui y sont indiqués représentent la valeur moyenne des deux séries d'essais. On constate que les courbes obtenues sont bien des droites; celles-ci sont déterminées avec précision car pour de nombreuses valeurs de  $d/\theta$  il existe plus de deux points expérimentaux. La linéarisation (8.1) est donc bien vérifiée. L'ordonnée à l'origine de chaque droite correspond à la valeur  $F$  mesurée sur la plaque plane pour la valeur de  $\frac{d}{\theta}$  considérée, en écoulement laminaire. D'après (8.1), la pente de ces droites est  $G_c$ .

Pour toutes les valeurs testées de  $d/\theta$ , le coefficient  $G_c$  est négatif. Par conséquent, la contribution de la courbure à l'erreur sur la pression le long d'une paroi convexe est de signe opposé à celle de la couche limite.

Le coefficient  $J_c$  est égal à la pente de la droite correspondant aux valeurs de  $d$  très grandes à l'égard de  $\theta$  (en fait, supérieures à 5). On trouve  $J_c = -0,26$  pour  $h/d = 1$  et  $J_c = -0,20$  pour  $h/d = 3$ .

Les valeurs très petites de  $d/\theta$  ne peuvent pas être atteintes expérimentalement. On procède donc de la même manière que pour la détermination de  $I_v$  (voir 7.2.3) :  $I_c$  est obtenu comme limite de la suite de droites correspondant à des valeurs de  $d/\theta$  de plus en plus petites. Cette valeur asymptotique semble atteinte pour  $d/\theta \approx 0,10$ . On trouve  $I_c = -0,37$  pour  $h/d = 1$  et  $I_c = -0,30$  pour  $h/d = 3$ . Les pentes des autres droites fournissent  $G_c$  pour les valeurs intermédiaires de  $d/\theta$ . Notons que l'effet de courbure pour  $h/d = 1$  est plus important que pour  $h/d = 3$ .

En ce qui concerne la précision sur la détermination de  $G_c$ , il faut souligner que, plus les valeurs de  $d/\theta$  sont grandes, plus l'erreur mesurée est importante et plus l'incertitude relative sur l'erreur est faible. Ce fait, joint à ce que  $F_1$  est connu avec précision, entraîne que l'incertitude sur  $J_c$  est très faible. Par contre, sur  $I_c$  l'incertitude est d'autant plus grande que  $I_c$  est déterminé à l'aide de  $I_\theta$ , lui-même connu avec imprécision. De plus, on ne peut pas être absolument certain que la valeur asymptotique  $I_c$  soit atteinte pour la plus petite valeur de  $d/\theta$  testée.

Cependant une indication supplémentaire est fournie par la représentation de la figure 8.4, analogue à celle de la figure 7.19. En effet, pour chaque valeur de  $d/D$ , l'ordonnée à l'origine et la pente de la courbe correspondante

sont respectivement égales à  $I_c \frac{d}{D}$  et  $I_\theta$ . Les valeurs de  $I_c$  indiquées sur la figure 8.3 sont le résultat d'un compromis avec une représentation acceptable de la figure 8.4.

Les courbes de la figure 8.5 donnent  $G_c$  en fonction de  $d/\theta$ , avec les restrictions indiquées ci-dessus sur l'exactitude des valeurs de  $I_c$ . Quoiqu'il en soit, l'allure de ces courbes pour  $d/\theta$  voisin de zéro ne peut pas être affinée davantage car, même si on pouvait réaliser des valeurs de  $d/\theta$  encore plus petites, les erreurs à détecter seraient inférieures à la précision des mesures.

Une fois les coefficients  $G_c$  déterminés, nous avons utilisé la formule (8.1) pour obtenir les valeurs extrapolées des figures 8.1(f) et 8.2(f) :  $F$ ,  $G_v$  et  $d/D$  étant connus, nous en avons déduit la valeur extrapolée

$\frac{p_r - p_o}{\frac{1}{2} \rho u_e^2}$ , puis nous avons vérifié que, pour les autres diamètres, la somme

$\frac{p_d - p_r}{\frac{1}{2} \rho u_e^2} + \frac{p_r - p_o}{\frac{1}{2} \rho u_e^2}$  est bien égale au second membre de (8.1).

Les valeurs de  $G_c$  obtenues ne correspondent évidemment qu'au régime laminaire, hormis celles de  $J_c$  et  $I_c$  qui ne dépendent pas de la nature de la couche limite. Comme  $J_c$  et  $I_c$  sont les valeurs extrêmes de  $G_c$ , et comme, pour l'effet du gradient de vitesse, la nature de la couche limite avait peu d'influence, on peut légitimement admettre qu'il en est de même ici. De toute manière, le cas du régime turbulent peut difficilement être traité dans cette étude fondamentale. En effet, l'écoulement testé doit s'effectuer sans gradient de vitesse et le long d'une paroi courbe, ce qui oblige pratiquement à utiliser des cylindres tournants pour lesquels le régime turbulent est inaccessible.

Par chance, sur un profil d'aile, la courbure de la paroi intervient essentiellement près du bord d'attaque, donc dans une zone où l'écoulement

est le plus souvent laminaire. En conséquence, il semble que les résultats obtenus soient suffisants, du moins en ce qui concerne les applications pratiques.

#### 8.4 - SIGNE DES EFFETS DE LA COURBURE

Pour savoir si la courbure intervient avec son signe, nous avons étudié l'écoulement sur une paroi convexe ( $D > 0$ ) et sur une paroi concave ( $D < 0$ ) de même rayon de courbure. Ce rayon a été choisi de manière à ce que les paramètres de l'écoulement puissent être facilement déterminés.

L'écoulement sur le dièdre à  $180^\circ$  qui a été utilisé en 7.1.4 peut être interprété comme étant asymptotique à l'écoulement au point d'arrêt du cercle équivalent de diamètre  $D$  obtenu par la formule  $u_{e_x} = 4 \frac{u_\infty}{D}$ . Cette relation est valable tant que les abscisses sont assez petites pour que l'on puisse confondre un azimuth avec son sinus ([28]).

Comme on a trouvé sur le dièdre  $\frac{u_{e_x}}{u_\infty} \approx 18 \text{ m}^{-1}$ , on obtient  $D = 0,22 \text{ m}$ . C'est donc ce diamètre que nous avons choisi pour les parois à tester. Pour la rangée située à  $x = 14 \text{ mm}$  du point d'arrêt, on a  $\frac{2x}{D} = 0,13$ ; par conséquent à cette abscisse, la valeur de  $\frac{u_{e_x}}{u_\infty}$  devrait être très voisine de celle obtenue sur le dièdre.

Bien que cette méthode ne nous permette pas d'étudier l'influence de la courbure en absence de gradient de vitesse, elle offre l'avantage de fournir, en principe, une comparaison directe avec une paroi sans courbure, aux mêmes valeurs de  $d$ . Par comparaison directe nous entendons une confrontation des résultats bruts sans devoir décomposer l'erreur en ses trois parties conformément à la formule (3.9). En effet, l'écart entre les valeurs de  $\frac{u_e}{u_\infty}$  obtenues sur la paroi plane et les parois cylindriques à proximité du point d'arrêt doit être voisin de  $\frac{16}{3!} \left(\frac{x}{D}\right)^3$  d'après [28], soit  $7 \cdot 10^{-4}$  en  $x = 14 \text{ mm}$ . Donc si la prévision théorique est réalisée, la vraie valeur  $K_0 = 1 - \left(\frac{u_e}{u_\infty}\right)^2$  doit être la même pour les trois parois. Il s'ensuit que le signe de la courbure peut être

obtenu par différence directe entre les valeurs de  $K_d$  mesurées dans les trois cas sans avoir à utiliser la transformation (4.5). Ce procédé est intéressant car on sait qu'au voisinage du point d'arrêt l'incertitude sur  $\frac{p_d - p_o}{\frac{1}{2} \rho u_e^2}$  est importante du fait que  $u_e$  est petit (voir 4.7.4).

Toutes les raisons précédentes qui ont motivé l'exécution des expériences correspondantes ont malheureusement été démenties par les faits. La mesure du gradient de vitesse, à l'aide de six orifices, a montré qu'en  $x = 14 \text{ mm}$  on a  $\frac{u_{ex}}{u_\infty} = 27 \text{ m}^{-1}$  pour la paroi convexe et  $11 \text{ m}^{-1}$  pour la paroi concave. Par conséquent, la prévision théorique n'est pas vérifiée. Ceci peut s'expliquer par l'effet de confinement dû aux parois de la veine d'expériences et le fait que les maquettes représentent des cylindres tronqués. Le champ de vitesse s'en trouve notablement modifié.

Il s'ensuit que la comparaison directe avec le cas du dièdre à  $180^\circ$  n'est pas possible.

Comme la représentation sous la forme (3.2) n'est pas exploitable, nous avons été contraints de procéder comme en 7.1.4:  $\frac{p_d - p_o}{\frac{1}{2} \rho u_e^2}$  est calculé à l'aide de (3.9), puis  $K_d$  est obtenu d'après (4.5). On vérifie ensuite que les valeurs calculées de  $K_d$  sont voisines de celles qui ont été mesurées.

Mais, au préalable, il faut s'assurer que l'équation (4.5), établie pour une paroi plane, est encore valable dans le cas d'une paroi présentant une courbure.

Reprenons l'équation (4.1) et introduisons la pression au loin  $p_\infty$ .

Il vient

$$\frac{p_d - p_o}{\frac{1}{2} \rho u_e^2} = \frac{p_d - p_\infty}{\frac{1}{2} \rho u_\infty^2} \left( \frac{u_\infty}{u_e} \right)^2 + \frac{p_\infty - p_e}{\frac{1}{2} \rho u_\infty^2} \left( \frac{u_\infty}{u_e} \right)^2 + \frac{p_e - p_o}{\frac{1}{2} \rho u_e^2} .$$

Le troisième terme du second membre est l'erreur provenant de la couche limite; elle est d'ordre  $\delta/D$  [28].

Compte tenu de (4.2), on a donc

$$\frac{p_d - p_o}{\frac{1}{2} \rho u_e^2} = K_d \left( \frac{u_\infty}{u_e} \right)^2 - \left( \frac{u_\infty}{u_e} \right)^2 + 1 + a \frac{\delta}{D}$$

où  $a$  est une constante d'ordre 1.

Quand  $d$  tend vers zéro,  $p_d$  tend vers  $p_o$  et  $K_d$  tend vers  $K_o$  de sorte que

$$\left( \frac{u_\infty}{u_e} \right)^2 = \frac{1 + a\delta/D}{1 - K_o}$$

Il vient finalement ;

$$(8.3) \quad \frac{p_d - p_o}{\frac{1}{2} \rho u_e^2} = \frac{K_d - K_o}{1 - K_o} \left( 1 + a \frac{\delta}{D} \right)$$

Une évaluation approximative de  $\delta$  au voisinage du point d'arrêt montre que  $\delta/D$  est inférieur à  $10^{-3}$ . Par conséquent,  $\delta/D$  peut être négligé et on retrouve bien l'expression (4.5).

Les mesures fournissent  $\frac{u_{e,x}}{u_e} = 76 \text{ m}^{-1}$  pour la paroi convexe et  $\frac{u_{e,x}}{u_e} = 65 \text{ m}^{-1}$  pour la paroi concave.

L'épaisseur de quantité de mouvement  $\theta$  en  $x = 14 \text{ mm}$  n'est pas rigoureusement identique à celle du dièdre (voir tableau 7.11), mais elle en est très voisine. En fait, une valeur approximative est suffisante car nous n'utiliserons que les résultats correspondant aux prises où  $d/\theta$  est grand. Les valeurs de  $\frac{du_{e,x}}{u_e}$ ,  $\frac{d}{\theta}$  et  $\frac{d}{D}$  sont données dans les tableaux 8.27 et 8.28.

Les valeurs mesurées de  $K_d$  sont fournies dans les tableaux 8.29 et 8.30 et sur les figures 8.6 et 8.7. On constate que  $K_d - K_0$  est une fonction croissante de  $d$  et que les valeurs obtenues pour  $h/d = 1$  et  $h/d = 3$  sont très voisines.

Etant donné que  $d/\theta$  est grand à l'égard de 1, c'est la formule linéarisée (3.11) qu'il faut utiliser pour le calcul. Comme  $\frac{u_{ex}}{u_e} \approx 70 \text{ m}^{-1}$  et  $\frac{1}{D} \approx 4,5 \text{ m}^{-1}$  et comme, de plus,  $J_v \approx 0,5$  et  $J_c \approx 0,25$ , la contribution à l'erreur globale du gradient de vitesse est 35 fois plus importante que celle de la courbure ! Il est donc évident maintenant que les expériences que nous avons mises en oeuvre ne peuvent pas nous permettre de déterminer sans ambiguïté le signe de l'erreur due à la courbure. D'ailleurs, pour la paroi concave, les valeurs de  $K_d$  obtenues par le calcul sont bien les mêmes à  $10^{-3}$  près que l'on tienne compte du signe de la courbure ou non.

En fin de compte, cette partie de notre recherche, entreprise pour compléter l'étude de l'effet de la courbure, n'a pas atteint l'objectif visé. Toutefois, cela ne porte pas à conséquence car, si l'on se place du point de vue des applications, on rencontre rarement une paroi concave sur un profil d'aile. Lorsque cela arrive, c'est en général loin du bord d'attaque là où les rayons de courbure sont grands. Or, pour que la courbure ait une influence, il faut que  $G_c \frac{d}{D}$  soit supérieur à  $10^{-3}$ ; par exemple pour  $d = 0,4 \text{ mm}$ , cela correspond à  $D \leq 0,08 \text{ m}$ . Cette valeur n'étant pas atteinte sur les profils usuels, il semble inutile de s'obstiner à imaginer d'autres expériences qui permettraient d'obtenir des informations sur le signe de l'effet de la courbure. Il faut remarquer également que, souvent, lorsque la paroi est concave, l'écoulement est décollé.

Afin d'exploiter malgré tout les essais précédents, nous avons calculé

$K_d$  à l'aide de (3.11) et (4.5). Les tableaux 8.29 et 8.30 montrent que les valeurs obtenues sont très voisines de celles qui ont été mesurées. Ceci peut donc constituer une première vérification des influences de la couche limite et du gradient de vitesse dans le cas où  $d$  est grand devant  $\theta$ . Les essais présents n'ont donc pas été inutiles.

### 8.5 - CAS DU POINT D'ARRÊT

Nous utilisons ici les orifices situés au point d'arrêt des modèles déjà testés en 8.4 (voir 4.3.4).

Le gradient de vitesse a été mesuré : on a bien  $\frac{u_e}{u_e} = 18 \text{ m}^{-1}$  comme sur le dièdre à  $180^\circ$ . Par conséquent, l'épaisseur de quantité de mouvement est également  $\theta = 0,05 \text{ mm}$  (tableau 7.11) et, pour  $d \geq 0,4 \text{ mm}$ , on a  $d/\theta \geq 8$ . En pratique, c'est bien ce cas qui présente de l'intérêt car, en un point d'arrêt  $d$  est toujours grand devant  $\theta$ .

Les résultats expérimentaux bruts sont fournis dans les tableaux 8.31 et 8.32. On constate que les valeurs de  $K_d$ , à  $h/d$  donné, sont les mêmes pour les deux parois, aux erreurs d'expériences près. Nous n'avons donc représenté sur la figure 8.8 que les mesures relatives à une seule paroi, à savoir la paroi convexe : l'erreur  $K_d - K_o$  est fonction décroissante de  $d$  comme dans le cas du dièdre (voir figure 7.11).

Pour l'interprétation des résultats, nous utilisons la représentation (3.14), comme pour le dièdre (voir 7.1.4). Nous avons donc

$$\frac{p_d - p_o}{\frac{1}{2} \rho u_\infty^2} = K_d - K_o = L_1 + B_c \frac{d}{D}$$

où  $L_1$  a été déterminé en 7.1.4.

Mais la formule (3.14) a été établie avec  $u_e = 0$ . Or, au voisinage d'un point d'arrêt, la vitesse varie très rapidement puisque  $u_e = \frac{4 u_\infty x}{D}$ . Il faut donc d'abord s'assurer que la prise considérée est une vraie prise d'arrêt, c'est-à-dire que son diamètre est suffisamment petit pour que la vitesse extérieure soit négligeable sur toute la surface offerte par la prise. Dans le cas contraire, on dira que l'on a une pseudo prise d'arrêt.

Pour distinguer ces deux sortes de prises, le critère le plus simple est que la valeur maximale de  $u_e$  au droit de la prise, obtenue pour  $x = d/2$ , soit inférieure à  $k u_\infty$  où  $k$  est un nombre, très petit devant 1, fixé à l'avance. Ceci s'écrit

$$(8.4) \quad \frac{d}{D} \leq \frac{k}{2} .$$

Comme la pression est liée au carré de la vitesse, un critère plus approprié semble être

$$\sqrt{\frac{1}{S} \int_S u_e^2 dS} \leq k u_\infty$$

où  $S$  est la surface de la prise.

$$\text{Le calcul donne } \int_S u_e^2 dS = \frac{\pi}{4} \frac{u_\infty^2 d^4}{D^2} .$$

De là, la condition

$$(8.5) \quad \frac{d}{D} \leq k .$$

Dans le cas présent où  $D = 220$  mm, si on se fixe  $k$  égal à 5 %, on obtient  $d < 11$  mm selon (8.5) et  $d \leq 5,5$  mm selon (8.4). Par conséquent, comme nos prises ont un diamètre inférieur à 3 mm, nous n'aurons ici que des

vraies prises d'arrêt et la formule (3.14) peut être utilisée.

La figure 8.9 fournit  $K_d - K_o$  en fonction de  $\frac{d}{D}$  pour  $\frac{d}{\theta} > 8$ , dans le cas de la paroi convexe : on a bien une droite dont l'origine est la valeur  $L_1$  obtenue sur le dièdre et dont la pente fournit le coefficient  $B_c$ . On trouve  $B_c \approx -0,20$  pour les deux valeurs de  $h/d$ .

Comme les résultats expérimentaux obtenus sur la paroi concave ( $D < 0$ ) sont identiques à ceux de la paroi convexe ( $D > 0$ ), la formule (3.14) montre que pour un point d'arrêt la courbure agit sans son signe. Il faut donc considérer  $D$  dans les formules (3.12) et (3.14) comme une grandeur arithmétique.

Compte tenu de ce résultat, on pourrait penser que le développement de la fonction (3.4) doit être fait par rapport aux puissances paires de  $d/D$ . Autrement dit, le deuxième membre de 3.14 serait remplacé par  $L_1 + B'_c \left(\frac{d}{D}\right)^2$ . Mais ceci n'est pas conforme aux résultats expérimentaux.

Il ne faut pas déduire de ce qui vient d'être trouvé concernant le signe de la courbure en un point d'arrêt que les phénomènes sont les mêmes pour une prise statique. En effet, les écoulements autour de ces deux types de prises sont très différents : dans un cas, la vitesse est nulle, la viscosité intervient et il existe une surface de séparation entre la cavité et l'extérieur; dans l'autre cas, la vitesse est grande, la viscosité n'intervient pas et l'on a une zone de mélange.

CHAPITRE 9 : VERIFICATIONS, APPLICATIONS ET MISE EN OEUVRE DE LA  
METHODE DE CORRECTION.

9.1 - Vérification et application dans le cas des cylindres.

9.1.1 - Vérification de la formule de correction  
pour  $h/d = 3$ .

9.1.2 - Application à la détermination des coefficients  
d'influence pour d'autres valeurs de  $h/d$ .

9.2 - Application au cas d'un profil d'aile.

9.2.1 - Calcul de  $K_0$  par la méthode de correction.

9.2.2 - Application à la détermination de la traînée  
de forme.

9.3 - Mise en oeuvre de la méthode.

9.3.1 - Choix du diamètre optimal des orifices.

9.3.2 - Difficultés de mise en oeuvre de la méthode.

L'étude expérimentale que nous avons décrite dans les chapitres 6, 7 et 8 a permis de vérifier séparément la validité des développements (6.1), (7.1) et (8.1) et de déterminer  $F$ ,  $G_v$  et  $G_c$ .

Cela étant, il reste à tester des modèles où la couche limite, le gradient de vitesse et la courbure interviennent simultanément : si on vérifie que l'erreur globale mesurée est bien égale à la somme des erreurs élémentaires déterminées dans l'étude fondamentale, la formule de correction (3.9) sera confirmée.

L'un des cylindres utilisés en 1.2 se prête bien à cette vérification. Il comporte quatre orifices de diamètres différents et de profondeur relative  $h/d = 3$ , valeur réalisée dans l'étude fondamentale des chapitres 6, 7 et 8.

Si la méthode de correction s'avère exacte dans le cas  $h/d = 3$ , les résultats obtenus avec les trois autres cylindres pourront être exploités dans le but de déterminer les coefficients  $F$ ,  $G_v$  et  $G_c$  relatifs aux valeurs de  $h/d$  réalisées en 1.2, à savoir  $h/d$  compris entre 1 et 7.

Une seconde vérification sera faite dans le cas du profil d'aile testé en 1.3 : on examinera si les valeurs de  $K_d$  pour les deux séries d'orifices de diamètres 0,3 mm et 0,6 mm conduisent par application de la formule (3.9) à la même valeur de  $K_o$ . Cela étant fait, on en déduira des informations sur l'erreur faite dans la détermination de la traînée de forme à partir des pressions mesurées.

Pour terminer nous ferons le point sur la mise en oeuvre de la méthode de correction et nous présenterons les difficultés rencontrées lors de son application.

## 9.1 - VERIFICATION ET APPLICATIONS DANS LE CAS DES CYLINDRES.

### 9.1.1 - Vérification de la formule de correction pour $h/d = 3$

Les quatre cylindres testés en 1.2 ont le même diamètre  $D = 30$  mm et la vitesse au loin  $u_\infty$  a été maintenue à peu près constante au cours des essais. Par conséquent, les paramètres de l'écoulement sont les mêmes pour les quatre modèles testés.

L'utilisation de la formule (3.9) nécessite la détermination préalable de  $\theta$  et de  $\frac{u_{ex}}{u_e}$ , le rayon de courbure  $D/2$  étant ici bien connu. Ces paramètres ont été déterminés à l'aide du programme de calcul fourni en Annexe 1. En ce qui concerne la couche limite, comme on ne recherche pas une valeur très précise de  $\theta$ , une méthode intégrale suffit. Nous avons, pour notre part, utilisé la méthode de THWAITES [28]. Le tableau 9.1 indique les valeurs de  $\theta$ ,  $u_e$ ,  $u_{ex}$  et  $\frac{u_{ex}}{u_e}$  pour les azimuts variant de  $0$  à  $60^\circ$ .

Considérons les essais correspondant à  $h/d = 3$ . Les mesures ont fourni  $K_d$  en fonction de  $d$  pour chaque azimut (tableau 9.2). Les valeurs extrapolées  $K_o$  sont données dans le tableau 1.1.

Comme la paroi présente un courbure, l'erreur  $\frac{p_d - p_o}{\frac{1}{2} \rho u_e^2}$  est obtenue à l'aide de la formule (8.3). L'épaisseur de la couche limite est voisine de  $0,2$  mm : on a donc  $\delta/D \approx 7 \cdot 10^{-3}$ . Par conséquent,  $\delta/D$  est négligeable à l'égard de 1 et on retrouve la formule (4.5), soit

$$\frac{p_d - p_o}{\frac{1}{2} \rho u_e^2} = \frac{K_d - K_o}{1 - K_o}$$

Les valeurs de  $d/\theta$ ,  $\frac{du_{ex}}{u_e}$  et  $\frac{d}{D}$  sont indiquées dans les tableaux 9.3 et 9.4. Comme  $d$  est toujours grand devant  $\theta$ , c'est la formule (3.11) qu'il faut utiliser pour le calcul de l'erreur.

Le tableau 9.5 fournit les valeurs mesurées  $\frac{K_d - K_o}{1 - K_o}$  et les valeurs calculées  $F_1 + J_v \frac{du_e x}{u_e} + J_c \frac{d}{D}$ , soit ici

$$(9.1) \quad \frac{p_d - p_o}{\frac{1}{2} \rho u_e^2} = 0,007 + 0,53 \frac{du_e x}{u_e} - 0,20 \frac{d}{D} .$$

Seuls figurent dans ce tableau les résultats relatifs à  $10^\circ \leq \alpha \leq 60^\circ$ . En effet, comme on l'a remarqué déjà de nombreuses fois, le cas du point d'arrêt et de son voisinage doit être traité à part et, au-delà de l'azimut  $60^\circ$ , l'écoulement est influencé par le décollement.

De plus, les formules linéarisées supposent que  $\frac{du_e x}{u_e}$  et  $\frac{d}{D}$  sont très petits devant 1. Le rapport  $\frac{d}{D}$  est inférieur à 0,1. Quant à  $\frac{du_e x}{u_e}$ , nous nous sommes limités aux prises pour lesquelles  $\frac{du_e x}{u_e}$  est inférieur à 0,27. Le tableau 9.5 montre qu'il y a un très bon accord entre les erreurs mesurées et les erreurs calculées, du moins pour  $\frac{du_e x}{u_e} \leq 0,15$ .

L'incertitude sur les valeurs mesurées est proportionnelle à  $\left(\frac{u_\infty}{u_e}\right)^2$ ; elle diminue donc avec  $\alpha$ . Par exemple, pour  $\alpha = 15^\circ$  l'incertitude sur  $\frac{K_d - K_o}{1 - K_o}$  est voisine de  $4 \cdot 10^{-3}$  et pour  $\alpha = 45^\circ$  elle est inférieure à  $10^{-3}$ .

Ce qui précède a donc permis de vérifier la formule de correction (9.1) et de préciser en même temps son domaine de validité.

En fait, seule la correction (3.11) correspondant à  $d \gg \theta$  a pu être vérifiée; en effet, la plus petite valeur de  $d/\theta$  obtenue ici est voisine de 13 !

Remarquons qu'en 1.2.3 nous avons proposé, à la suite de [25], une formule approximative qui s'écrit pour  $h/d = 3$

$$K_d - K_o \approx -0,44 \frac{d}{D} \frac{\partial K_o}{\partial \alpha} .$$

Comme  $\frac{\partial K_o}{\partial x} = \frac{2}{D} \frac{\partial K_o}{\partial \alpha} = -2 \left( \frac{u_e^2}{u_\infty} \right) \frac{u_{ex}}{u_e}$ , il vient

$$(9.2) \quad \frac{p_d - p_o}{\frac{1}{2} \rho u_e^2} \approx 0,44 \frac{du_{ex}}{u_e} .$$

Une formule de ce type n'est compatible avec (3.9) que si les erreurs dues à la couche limite et à la courbure se compensent à peu près ou sont négligeables toutes deux. Ici, c'est la première éventualité qui se présente.

En ce qui concerne le point d'arrêt, le développement (3.14) s'écrit (voir 7.1.4) et 8.5)

$$(9.3) \quad K_d - K_o \approx -0,004 - 0,2 d/D ,$$

à condition toutefois que l'on ait de vraies prises d'arrêt (voir 8.5). Comme  $\frac{d}{D}$  varie de 0,01 à 0,1, le critère (8.5) impose  $d \leq 1,5$  mm et le critère (8.4) impose  $d \leq 0,75$  mm.

Les valeurs de  $K_d$  et de  $K_o$  obtenues pour  $d = 0,34$  mm et  $d = 0,77$  mm indiquent une correction

$$(9.4) \quad K_d - K_o \approx -0,002 - 0,15 \frac{d}{D} .$$

Il faut souligner que les coefficients de (9.3) ont été déterminés à l'aide d'une seule expérience et que, les erreurs relevées étant petites, les valeurs obtenues ne peuvent constituer qu'un ordre de grandeur. Les prises de plus grand diamètre donnent des erreurs plus importantes mais, comme nous venons de le voir, ce ne sont plus de vraies prises d'arrêt !

Dans le domaine décollé, nous avons tenté de vérifier la formule (3.5). On trouve bien que  $K_d - K_o$  est indépendant de la position de la prise. Les valeurs de  $S$  pour  $h/d = 3, 5$  et  $7$  sont fournies dans le tableau 9.6.

Par contre, il n'a pas été confirmé que  $S$  est indépendant de la forme de l'obstacle car nous n'avons pas testé d'autres obstacles épais que des cylindres.

En ce qui concerne la formule linéarisée (3.15), elle n'est pas conforme aux résultats de nos mesures.

### 9.1.2 - Application à la détermination des coefficients d'influence pour d'autres valeurs de $h/d$ .

Après avoir vérifié la validité de la formule (3.11) pour  $h/d = 3$ , nous exploiterons d'abord les résultats obtenus à l'aide des cylindres avec  $h/d = 5$  et  $h/d = 7$  (voir 1.2) dans le but de déterminer, pour ces deux valeurs de  $h/d$ , les quantités  $F_1$ ,  $J_v$  et  $J_c$  seules accessibles ici car  $\frac{d}{\theta}$  est grand. D'après ce qui a été vu en 9.1.1, nous nous limiterons à des azimuts compris entre  $10^\circ$  et  $60^\circ$  et aux prises pour lesquelles  $\frac{du_{ex}}{u_e}$  est inférieur à 0,15.

Les valeurs de  $K_d$ , obtenues en [2], sont fournies dans les tableaux 9.7 et 9.8. Nous avons calculé  $\frac{K_d - K_o}{1 - K_o}$  pour chaque azimut; puis,  $\frac{du_{ex}}{u_e}$  et  $\frac{d}{D}$  étant connus, nous avons déterminé  $F_1$ ,  $J_v$  et  $J_c$  à l'aide de (3.11).

La résolution des systèmes d'équations obtenus fournit pour  $h/d = 5$  les valeurs  $F_1 \approx 0,006$ ,  $J_v \approx 0,68$  et  $J_c \approx -0,15$ . Pour  $h/d = 7$ ,  $F_1$  et  $J_c$  sont les mêmes que pour  $h/d = 5$ , mais  $J_v$  est voisin de 0,75.

La comparaison entre les coefficients correspondant à  $h/d = 3,5$  et 7 montre que l'effet de la couche limite est stabilisé dès que  $h/d$  est supérieur à 3 et qu'il en est de même de celui de la courbure dès que  $h/d$  est supérieur à 5. Par contre, l'effet du gradient de vitesse n'a pas atteint de valeur asymptotique.

Pour terminer, nous exploitons les résultats du cylindre à  $h/d$  variable dans le but d'obtenir la valeur des coefficients d'influence pour  $h/d = 2$ . C'est en effet cette profondeur relative qui avait été choisie pour les expériences sur le profil d'aile car à cette époque elle semblait optimale.

Pour ces essais, une seule valeur de  $d$  a été utilisée, soit  $d = 0,8$  mm (tableau 9.9). Par conséquent, le nombre d'équations de la forme (3.11) dont on dispose est réduit. Nous avons obtenu  $F_1 \approx 0,009$ ,  $J_v \approx 0,38$  et  $J_c \approx -0,32$ . Avec ces coefficients, l'écart entre la valeur calculée et la valeur mesurée de l'erreur est inférieur à 20 % pour les azimuts compris entre  $25^\circ$  et  $50^\circ$ , là où  $\frac{du_{ex}}{u_e}$  ne dépasse pas 0,15.

La récapitulation des résultats obtenus montre que l'effet de la couche limite est fonction monotone décroissante de  $h/d$  pour  $h/d$  compris entre 1 et 7. Par contre, les effets du gradient de vitesse et de la courbure sont plus complexes : on trouve un minimum pour  $J_v$  et  $J_c$  au voisinage de  $h/d = 2$  (figure 9.1).

## 9.2 - APPLICATION AU CAS D'UN PROFIL D'AILE

### 9.2.1 - Calcul de $K_0$ par la méthode de correction

Sur le profil symétrique ONERA D testé à incidence nulle en 1.3, l'écoulement est laminaire.

L'épaisseur de quantité de mouvement et le gradient de vitesse au droit des orifices ont été calculés à l'aide du programme déjà utilisé en 9.1 (voir Annexe 1). La méthode de calcul du rayon de courbure est également fournie en Annexe 1.

Les valeurs numériques de  $\theta$ ,  $u_e$ ,  $u_{ex}$  et  $D$  sont données dans le tableau 9.10. On en déduit  $\frac{d}{\theta}$ ,  $\frac{d}{D}$  et  $\frac{du_{ex}}{u_e}$  pour les deux diamètres considérés (tableaux 9.11 et 9.12). Lorsque  $\frac{d}{\theta}$  est supérieur à 8, l'erreur provenant de la couche limite est la valeur  $F_1$  déterminée en 9.1. Pour  $\frac{d}{\theta}$  inférieur à 8,  $F$  est obtenu par la moyenne des valeurs correspondant à  $h/d = 1$  et  $h/d = 3$ ; en effet, il est légitime de supposer que le sens de variation de  $F$  en fonction de  $h/d$  est le même que celui de  $F_1$ . Les valeurs de  $F$  qui ont été calculées par ce procédé sont données dans les tableaux 9.11 et 9.12.

Les paramètres  $\frac{d}{D}$  et  $\frac{du_{ex}}{u_e}$  ne sont indiqués que lorsqu'ils sont supérieurs à  $1,5 \cdot 10^{-3}$ ; en dessous de cette valeur, leur effet est négligeable.

Comme nous rencontrons ici les cas  $d \gg \theta$  et  $d \sim \theta$ , les formules à utiliser pour le calcul de l'erreur sont (3.9) et (3.11). De plus, comme le gradient de vitesse et la courbure n'interviennent plus pour  $\frac{d}{\theta} < 6$  (voir tableaux 9.10 et 9.11), nous n'aurons à employer que les valeurs asymptotiques  $J_v$  et  $J_c$ . Par conséquent, pour  $\frac{du_{ex}}{u_e} \leq 0,15$ , l'erreur calculée est  $0,009 + 0,38 \frac{du_{ex}}{u_e} - 0,32 \frac{d}{D}$  pour  $\frac{d}{\theta} > 6$  et  $F$  pour  $\frac{d}{\theta} < 6$ .

Ensuite, la formule (4.5) permet de calculer les vraies valeurs  $K_o$ , les mesures de  $K_d$  étant celles du tableau 1.3.

Le tableau 9.13 fournit l'ensemble de ces valeurs calculées : on constate bien que les coefficients  $K_o$  obtenus à l'aide des deux orifices sont très voisins. De plus, on voit sur les figures 9.2 à 9.4 que ces coefficients peuvent parfaitement convenir comme valeur extrapolée.

Les résultats permettent en même temps de vérifier le signe de l'effet du gradient de vitesse. En effet, si on fait intervenir le gradient de vitesse par sa valeur absolue, là où il est négatif, les valeurs de  $K_o$  fournies par les deux prises sont éloignées l'une de l'autre.

En ce qui concerne le point d'arrêt, on a  $\frac{d}{D} = 0,057$  pour  $d = 0,3$  mm et  $\frac{d}{D} = 0,114$  pour  $d = 0,6$  mm. Donc, d'après le critère le plus défavorable de 8.5, nous n'avons que des pseudo prises d'arrêt. Cependant, on constate qu'une simple extrapolation linéaire jusqu'à  $d = 0$  correspond à la valeur théorique  $K_0 = 1$  (figure 9.2(a)). D'ailleurs, en pratique, le point d'arrêt ne pose pas de problème quant à sa pression mais plutôt quant à sa localisation.

### 9.2.2 - Application à la détermination de la traînée de forme

Nous avons donné en 1.3.3 les coefficients de traînée de forme  $C_D$  obtenus à l'aide des orifices de diamètres 0,3 mm et 0,6 mm.

Le vrai coefficient de traînée est calculé à partir des valeurs extrapolées  $K_0$ . Le résultat de l'intégration donne  $C_{D_0} = 58 \cdot 10^{-4}$ . La figure 9.5 montre que cette valeur est voisine de celle obtenue par extrapolation linéaire à partir des coefficients de traînée déterminés avec les deux séries de prises.

On constate que l'erreur sur le coefficient de traînée est de 14 % pour la prise de diamètre 0,3 mm et de 26 % pour la prise de diamètre 0,6 mm ! Ces valeurs sont donc légèrement supérieures à celles que nous avons prévues en 1.3 en faisant l'hypothèse hasardeuse d'une extrapolation linéaire.

## 9.3 - MISE EN OEUVRE DE LA METHODE

### 9.3.1 - Choix du diamètre optimal des orifices

Les effets de couche limite, de gradient de vitesse et de courbure pouvant être de signes différents, on est tenté de rechercher, pour chaque

profondeur relative  $h/d$ , la valeur optimale du diamètre, c'est-à-dire celle qui donne une erreur nulle ou, à défaut, une erreur minimale.

Plaçons nous dans le cas plus général de profils géométriquement semblables. Introduisons les grandeurs sans dimensions suivantes :

$$d^* = \frac{d}{\ell}, \quad \theta^* = \frac{\theta}{\ell}, \quad D^* = \frac{D}{\ell}, \quad \beta = \frac{x}{\ell},$$

$$u_e^* = \frac{u_e}{u_\infty} \quad \text{et} \quad \zeta = \frac{d}{\theta} = \frac{d^*}{\theta^*}, \quad \text{où } \ell \text{ est la corde du profil.}$$

$$\text{On a } \frac{du_e}{u_e} = \frac{d^* u_e^* \beta}{u_e^*}, \quad \text{d'où l'expression de l'erreur}$$

$$\frac{p_d - p_o}{\frac{1}{2} \rho u_e^2} = F(\zeta) + G_v(\zeta) \frac{d^* u_e^* \beta}{u_e^*} + G_c(\zeta) \frac{d^*}{D^*}$$

soit

$$(9.5) \quad \frac{p_d - p_o}{\frac{1}{2} \rho u_e^2} = F(\zeta) + \zeta \theta^* \left[ G_v(\zeta) \frac{u_e^* \beta}{u_e^*} + G_c(\zeta) \frac{1}{D^*} \right].$$

On sait que  $u_e^*$  n'est fonction que de  $\beta$ . De plus,  $\theta^*$  ne dépend que de  $\beta$  et de  $R = \frac{u_\infty \ell}{\nu}$  ([28]).

Par conséquent, à nombre de Reynolds donné et en chaque point du profil,  $p_d - p_o$  est nul si

$$(9.6) \quad F(\zeta) + \zeta \theta^* \left[ G_v(\zeta) \frac{u_e^* \beta}{u_e^*} + G_c(\zeta) \frac{1}{D^*} \right] = 0.$$

Comme  $F$  est toujours positif, une solution peut exister si le gradient de vitesse est négatif ou (et) si l'effet de courbure est négatif, ce qui se présente sur une paroi convexe. Encore faut-il que la valeur qui en résulte pour  $d$  soit réaliste !

A titre d'exemple, sur le profil ONERA D, nous obtenons en  $\frac{x}{\ell} = 0,0338$ ,  $\frac{d}{\ell} = 3 \cdot 10^{-3}$  pour  $h/d = 1$ ,  $\frac{d}{\ell} = 2,3 \cdot 10^{-3}$  pour  $\frac{h}{d} = 2$  et  $\frac{d}{\ell} = 2,4 \cdot 10^{-3}$  pour  $h/d = 3$ . Les valeurs de  $d$  correspondantes sont respectivement 0,45 mm, 0,34 mm et 0,36 mm.

Quand il n'est pas possible d'annuler l'erreur, on peut rechercher si un choix approprié de  $d$  la rend minimale. Ceci conduit à annuler la dérivée de (9.5) par rapport à  $\zeta$  :

$$(9.7) \quad \frac{\partial F(\zeta)}{\partial \zeta} + \theta^* \frac{u_e^* \beta}{u_e^*} \left[ G_v + \zeta \frac{\partial G_v}{\partial \zeta} \right] + \frac{\theta^*}{D^*} \left[ G_c + \zeta \frac{\partial G_c}{\partial \zeta} \right] = 0$$

Dans cette expression les dérivées de  $F$ ,  $G_v$  et  $G_c$  sont toutes positives (voir figures 6.10, 7.20 et 8.5). Donc, en principe, une solution existe pour (9.7) si on se place dans les mêmes conditions que dans la discussion de la relation (9.6).

En particulier, si l'effet du gradient de vitesse et de la courbure sont négligeables, l'erreur est minimale lorsque le diamètre est le plus petit possible puisque  $F$  est une fonction croissante de  $\zeta$ .

### 9.3.2 - Difficultés de mise en oeuvre de la méthode

En ce qui concerne l'écoulement bidimensionnel, l'application de la méthode de correction nécessite la connaissance du rayon de courbure  $D/2$  de la paroi et des paramètres de l'écoulement, à savoir la vitesse locale au droit

de l'orifice  $u_e$ , le gradient de vitesse correspondant  $u_{e_x}$  et l'épaisseur de quantité de mouvement de la couche limite  $\theta$ .

Le rayon de courbure s'obtient aisément si le profil est donné par une expression analytique. Dans le cas contraire, sa détermination est plus compliquée car elle nécessite le calcul numérique des dérivées première et seconde d'une fonction donnée point par point (voir programme en Annexe 1).

La vitesse locale est connue à partir des mesures de pression. Il en est de même du gradient de vitesse, bien que sa détermination soit moins précise.

La connaissance de  $\theta$  nécessite soit un sondage de couche limite, soit un calcul qui est difficile si la transition s'effectue sur le profil.

Dans le cas d'un écoulement à trois dimensions, la direction de  $\vec{u}_e$ , c'est à dire celle des lignes de courant de l'écoulement potentiel, est inconnue. Par conséquent,  $u_{e_x}$  et  $\theta$  sont difficiles à déterminer.

Par ailleurs, notre méthode de correction ne peut être appliquée qu'à des mesures fines : l'incertitude sur les mesures doit évidemment être de beaucoup inférieure aux erreurs dues aux orifices ! De plus, ces orifices doivent être particulièrement soignés, c'est-à-dire exempts de bavures et d'aspérités (voir Chapitre 2). Si ces conditions ne sont pas remplies au départ, il est illusoire d'utiliser la méthode de correction.

CONCLUSION

Le problème de la mesure exacte de la pression pariétale par l'intermédiaire d'un orifice a été étudié de manière aussi complète que possible en écoulement incompressible. Il a été montré que, pour des orifices géométriquement semblables, l'erreur adimensionnée  $\frac{p_d - p_o}{\frac{1}{2} \rho u_e^2}$  dépend des paramètres  $\frac{du_{ex}}{u_e}$ ,  $\frac{d}{D}$ ,  $\frac{d}{\theta}$  et de la nature de la couche limite. Dans cette formulation, l'influence du nombre de Reynolds a été négligée, ce qui laisse de côté, au voisinage de  $d = 0$ , un intervalle insignifiant, inaccessible d'ailleurs à l'expérience.

Dans le cas le plus fréquent où  $\frac{du_{ex}}{u_e}$  et  $\frac{d}{D}$  sont très petits à l'égard de 1, une linéarisation a permis d'écrire  $\frac{p_d - p_o}{\frac{1}{2} \rho u_e^2} = F + G_v \frac{du_{ex}}{u_e} + G_c \frac{d}{D}$ , où les coefficients d'influence  $F$ ,  $G_v$  et  $G_c$  dépendent de  $\frac{d}{\theta}$  et de la nature de la couche limite.

Dans les cas extrêmes  $d \ll \theta$  et  $d \gg \theta$ , on a respectivement  $\frac{p_d - p_o}{\frac{1}{2} \rho u_e^2} = I_\theta \frac{d}{\theta} + I_v \frac{du_{ex}}{u_e} + I_c \frac{d}{D}$  et  $\frac{p_d - p_o}{\frac{1}{2} \rho u_e^2} = F_1 + J_v \frac{du_{ex}}{u_e} + J_c \frac{d}{D}$ . Les

coefficients  $I_\theta$ ,  $I_v$ ,  $I_c$ ,  $F_1$ ,  $J_v$  et  $J_c$  sont des constantes. Seuls  $I_\theta$  et  $F_1$  dépendent de la nature de la couche limite.

L'influence de la couche limite seule, c'est-à-dire la fonction  $F$ , a été obtenue par des essais sur plaque plane en laminaire et en turbulent. Celle du gradient de vitesse a été déterminée en laminaire sur des dièdres et en turbulent sur une paroi inclinée précédée par une plaque plane suffisamment longue. Dans le premier cas, la couche limite étant mince, il a été possible d'obtenir  $J_v$  et inversement, dans le second cas, la couche limite étant épaisse, on a pu, en particulier, déterminer  $I_v$ . L'influence de la courbure représentée par  $G_c$ ,  $J_c$  et  $I_c$  a été obtenue à l'aide d'essais entre

cylindres concentriques tournants, mais uniquement en laminaire.

Dans toutes nos expériences, nous nous sommes limités à des profondeurs relatives  $\frac{h}{d}$  égales à 1 et à 3, valeurs réalistes pour des maquettes de soufflerie.

La détermination des coefficients  $G_v$  et  $G_c$  n'a pas pu être faite de manière complète à cause de contraintes expérimentales. Mais, les cas qui n'ont pas pu être testés sont très rarement rencontrés dans la pratique.

Une vérification de la validité de la méthode proposée a été faite pour l'écoulement autour d'un cylindre. On a constaté que la superposition des trois erreurs élémentaires fournit un résultat très voisin de l'erreur obtenue directement, par extrapolation jusqu'à  $d = 0$  des mesures effectuées avec plusieurs valeurs de  $d$ . En même temps, nous avons pu préciser le domaine de validité de la méthode et obtenir certaines valeurs des coefficients d'influence pour  $h/d = 2,5$  et  $7$ .

Un résumé de la méthode de correction et de ses conditions d'application est fournie en Annexe 2 où sont récapitulées toutes les valeurs de  $F$ ,  $G_v$  et  $G_c$ .

La méthode a ensuite été appliquée à un profil d'aile symétrique placé à incidence nulle. Les mesures faites à l'aide de deux séries d'orifices de diamètre 0,6 mm et 0,3 mm ont donné, par application de la formule de correction, sensiblement la même valeur de la vraie pression, ce qui confirme la validité de la méthode. Les traînées de forme obtenues par intégration des pressions mesurées diffèrent de la vraie valeur de la traînée de 26 % pour les orifices de diamètre 0,6 mm et de 14 % pour ceux de diamètre 0,3 mm.

Ces résultats illustrent l'intérêt qu'il y a à effectuer la correction, malgré les difficultés exposées à la fin du dernier chapitre. Le besoin d'une

telle correction se fera sentir dans les souffleries cryogéniques où sont réalisés des grands nombres de Reynolds mais où les maquettes sont petites : ceci signifie que les couches limites sont très minces et que, par conséquent, les perturbations produites par les prises de pression peuvent avoir un effet important.

Cependant, les souffleries cryogéniques sont construites pour des essais en écoulement à grandes vitesses. Or, tous nos résultats concernent le fluide incompressible. En fait, le principe de la méthode s'étend à l'écoulement compressible, mais les coefficients d'influence sont alors fonction du nombre de Mach local. L'étude en compressible constituerait une suite logique de celle exposée dans ce mémoire.

Pour déterminer les coefficients d'influence en compressible, il faudrait tester tout d'abord une plaque plane et des parois inclinées de manière à obtenir  $F$  et  $G_v$ . Puis, des expériences sur des cylindres en écoulement externe devraient permettre d'atteindre  $G_c$  par différence. Certaines difficultés sont à surmonter. Une d'elles réside dans le fait que c'est le nombre de Mach local qui doit être maintenu constant au cours des essais. Une autre est posée par la mesure des pressions, les temps de réponse des manomètres qui ont été utilisés étant prohibitifs. De plus, on ne pourra pas ignorer les phénomènes de bruit et il faudra examiner s'il y a lieu de tenir compte de la pression acoustique créée à l'intérieur des orifices.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] DUCRUET D.E.A. - Université de Lille I (1975).
- [2] DUCRUET Thèse de 3<sup>ème</sup> cycle. Lille I (1976).
- [3] BARAT Techniques de mesure dans les écoulements,  
Eyrolles - pages 245 à 280 (1973).
- [4] CHUE Progress in Aerospace Sciences - Vol. 16 - n° 2 - 1975.
- [5] SHAW The influence of hole dimensions on static pressure  
measurements,  
J. Fluid. Mech. 7, 550 (1959).
- [6] RAY On the effect of orifice size on static pressure  
reading,  
ARC. Rep. TP 498 (1956).
- [7] TANEDA Visualization of separating Stokes flows.  
J. of Phys. Soc. of Japan 46, 6 (1979).
- [8] CHANG Separation of flow,  
Pergamon Press (1970).
- [9] TOWNES et SABERSKY - Experiments on the flow over a rough surface,  
Int. J. of Heat and Mass Transfer 9, 729 (1966).
- [10] MAULL et EAST Three dimensional flow in cavities,  
J. Fluid. Mech. 16, 620 (1963).

- [11] THOM et APELT The pressure in a two-dimensionnal static-hole at low Reynolds numbers,  
ARC, R et M 3090 (1957).
- [12] DEFECQUES et FREHAUT - D.E.A. Université de Lille I (1972).
- [13] DYMENT Cours polycopié D.E.A. (Chapitre 1) -  
Université de Lille I.
- [14] TORRANCE, DAVIS, EIKE et al. - Cavity flows driven by buoyancy and shear, J. Fluid. Mech. 51, 221 (1971).
- [15] BRANDEIS Flow separation in shear layer driven cavities -  
AIAA Journal 20, 7 (1981).
- [16] PHILIPP Thèse de 3<sup>ème</sup> cycle - Lille I (1980).
- [17] LIVESEY, JACKSON et SOUTHERN - The static-hole errors problem,  
Ainer. Eng. 34, 43 (1962).
- [18] FRANKLIN et WALLACE - Absolute measurements of static-hole error using flush transducers,  
J. Fluid. Mech. 42, 33 (1939).
- [19] MYADZU Über den Einfluß der Bohrungen auf die Drückanzuge,  
Ing. Arch. 7, 35 (1936).
- [20] ZOGG et THOMANN - Errors in static pressure measurements due to protruding pressure taps,  
J. Fluid. Mech. 54, 489 (1972).
- [21] RAYLE An investigation of the influence of orifice geometry on static pressure measurements,  
MS Thesis MIT (1949).

- [22] MOULDEN et al. - Experimental study of static pressure orifice interference,  
AEDC - TR 77-57 (1977).
- [23] BENEDICT et WYLER - Analytical and experimental studies of ASME flow nozzles,  
J. Fluids Eng. (1978).
- [24] RAINBIRD Errors in measurements of means static pressure of a moving fluid due to pressure holes,  
Canada Report DME/NAE (1967).
- [25] MORRISSON, SHEPPARD et WILLIAMS - Hole size effect on hemisphere pressure distributions,  
J. Roy Aero. Soc. 71, 317 (1966).
- [26] PUGH, PETO et WARD - Experimental verification of predicted hole size effect on a model with a large streamwise pressure gradient,  
ARC 31, 900 (1970).
- [27] FLACK An experimental investigation of static pressure hole errors in transonic flow with pressure gradients,  
Seminar on Thermal Sciences - Raleigh (1978).
- [28] SCHLICHTING Boundary layer theory, Mc Graw Hill (1979).
- [29] EICHELBRENNER - La couche limite laminaire à trois dimensions,  
Publ. Sc. et Tech. Ministère de l'air NT n° 85 (1958).

- [30] EICHELBRENNER - La couche limite tridimensionnelle en régime turbulent d'un fluide compressible, AGARDOGRAPH 97 (1965).
- [31] DUCRUET et DYMENT - Comptes Rendus Ac. Sc., t. 292, II, 1349 (1981).
- [32] DUCRUET et DYMENT - 5ème Congrès Français de Mécanique, Marseille (1981).
- [33] GONTIER, Thèse d'Etat, Université de Lille I (1958).
- [34] LANDAU et LIFCHITZ - Mécanique des Fluides, Editions MIR (1971).
- [35] VAN DYKE Perturbation Methods in Fluid Mechanics, Academic Press (1964).
- [36] PUJOL et COULOMB - Influence du diamètre des prises de pression sur la mesure des coefficients de pression, Rapport CEAT n° 99/SC (1980).
- [37] LOITSYANSKII Mechanics of Liquids and Gases, Pergamon Press (1966).
- [38] HOUGHTON et BOSWELL - Further aerodynamics for engineering students, Arnold.

FIGURES

FIGURES DU CHAPITRE 1

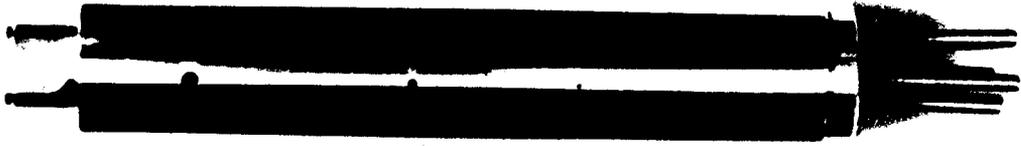


Figure 1.1 Exemple de cylindre avec  $h/d$  constant.



Figure 1.2 Maquette de profil d'aile .

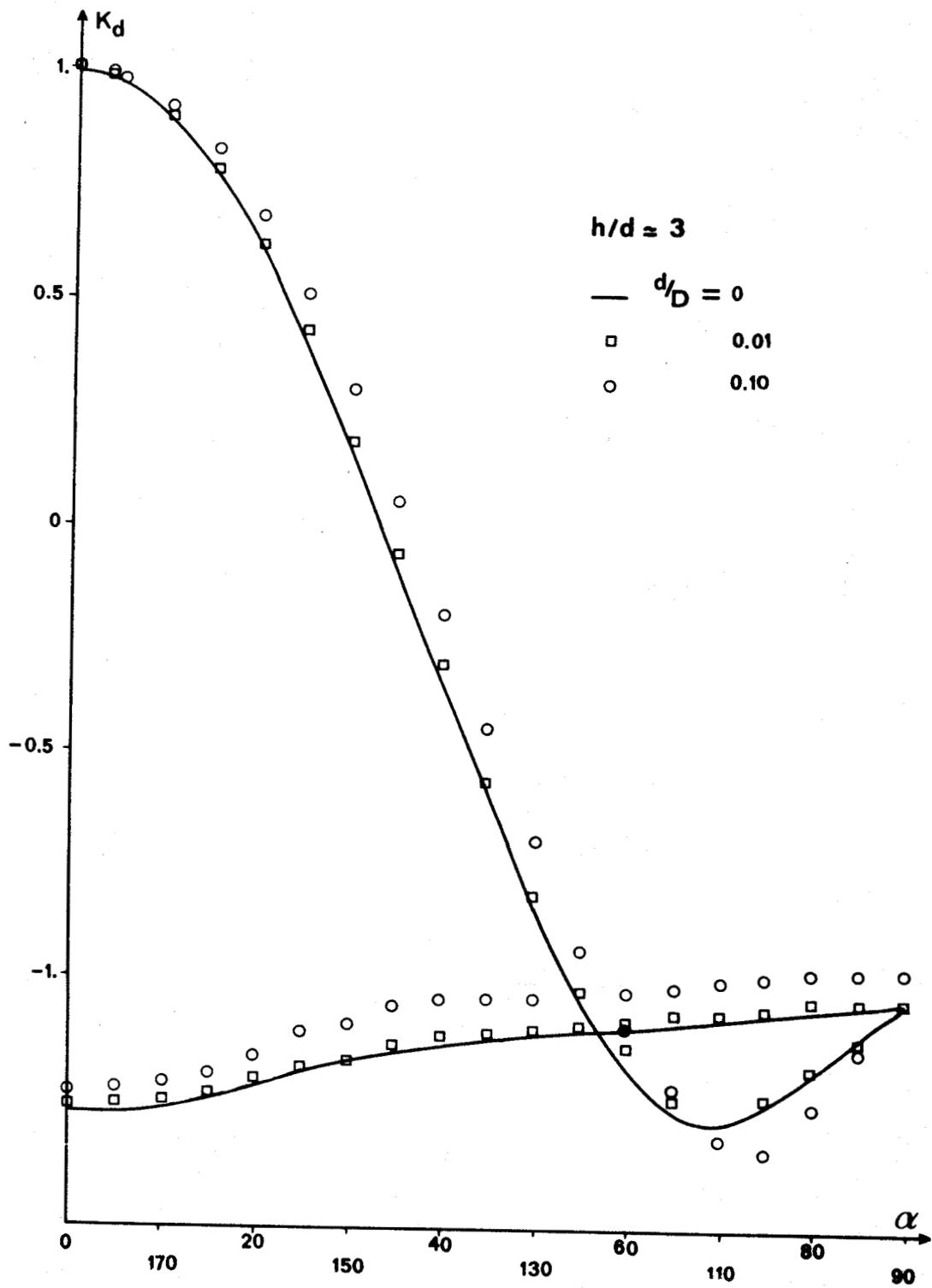


Figure 1.3 - Cylindre :  $\frac{u_{\infty} D}{\nu} \approx 5 \cdot 10^4$ .



$$h/d \approx 3$$

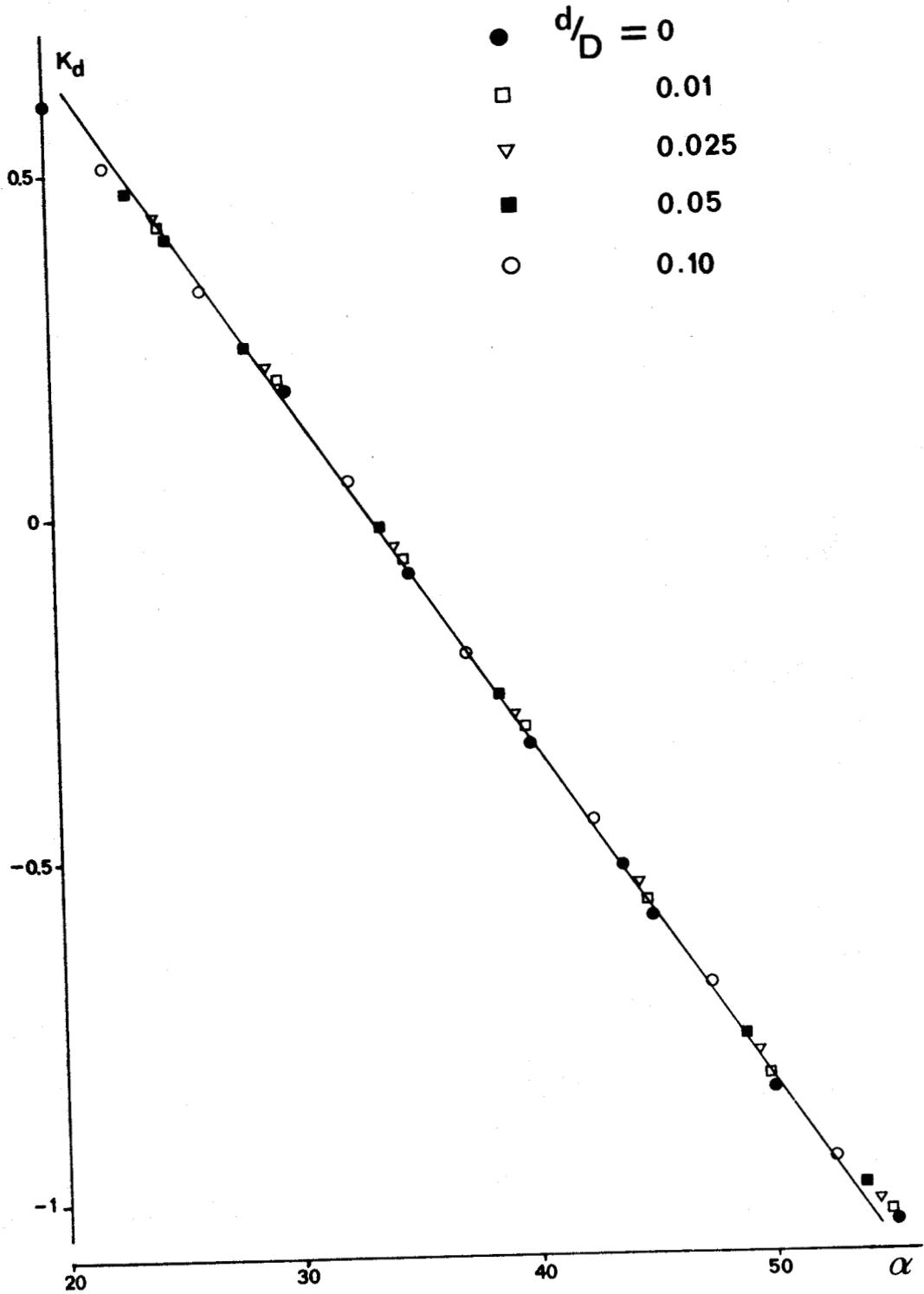


Figure 1.4 - Cylindre : Correction de  $-0,44 \frac{d}{D}$ .

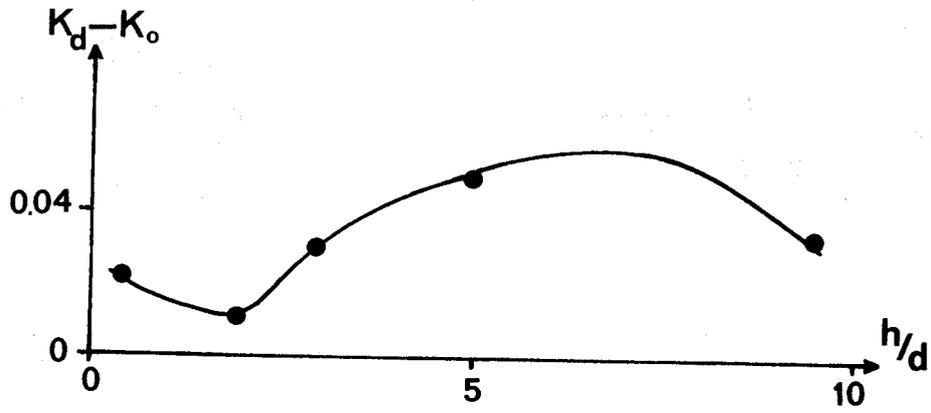


Figure 1.5 - Cylindre :  $\alpha = 25^\circ$  et  $\frac{d}{D} = 0,025$ .

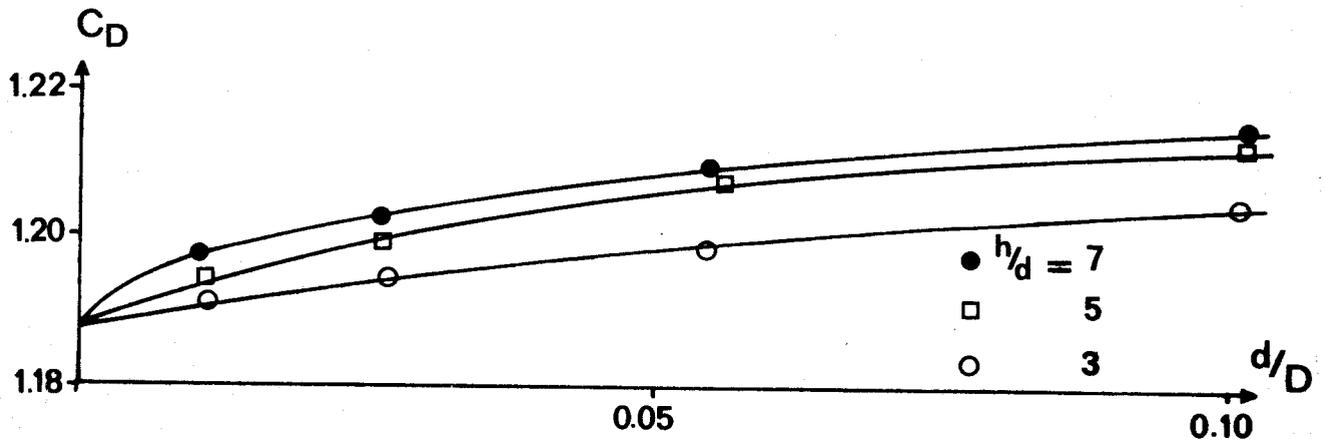


Figure 1.6 - Cylindre : Coefficient de traînée.

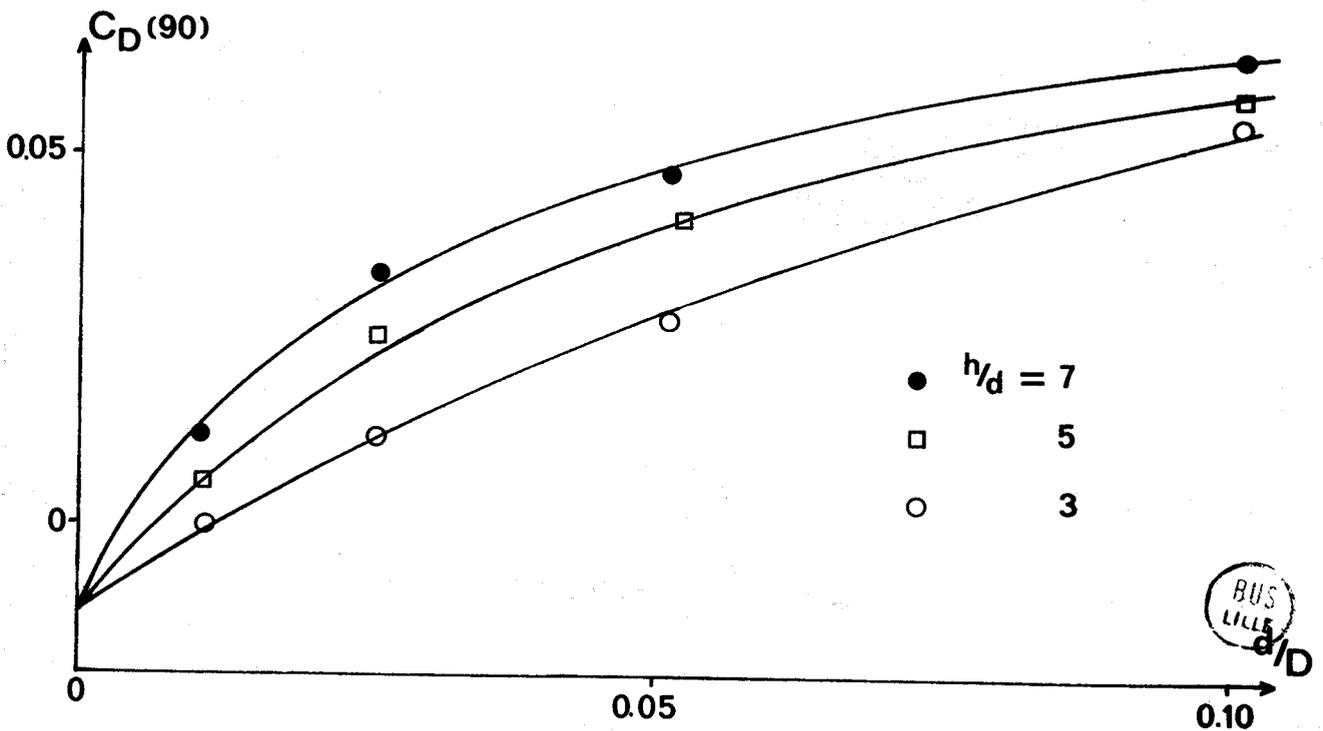


Figure 1.7 - Cylindre : Face avant seule.



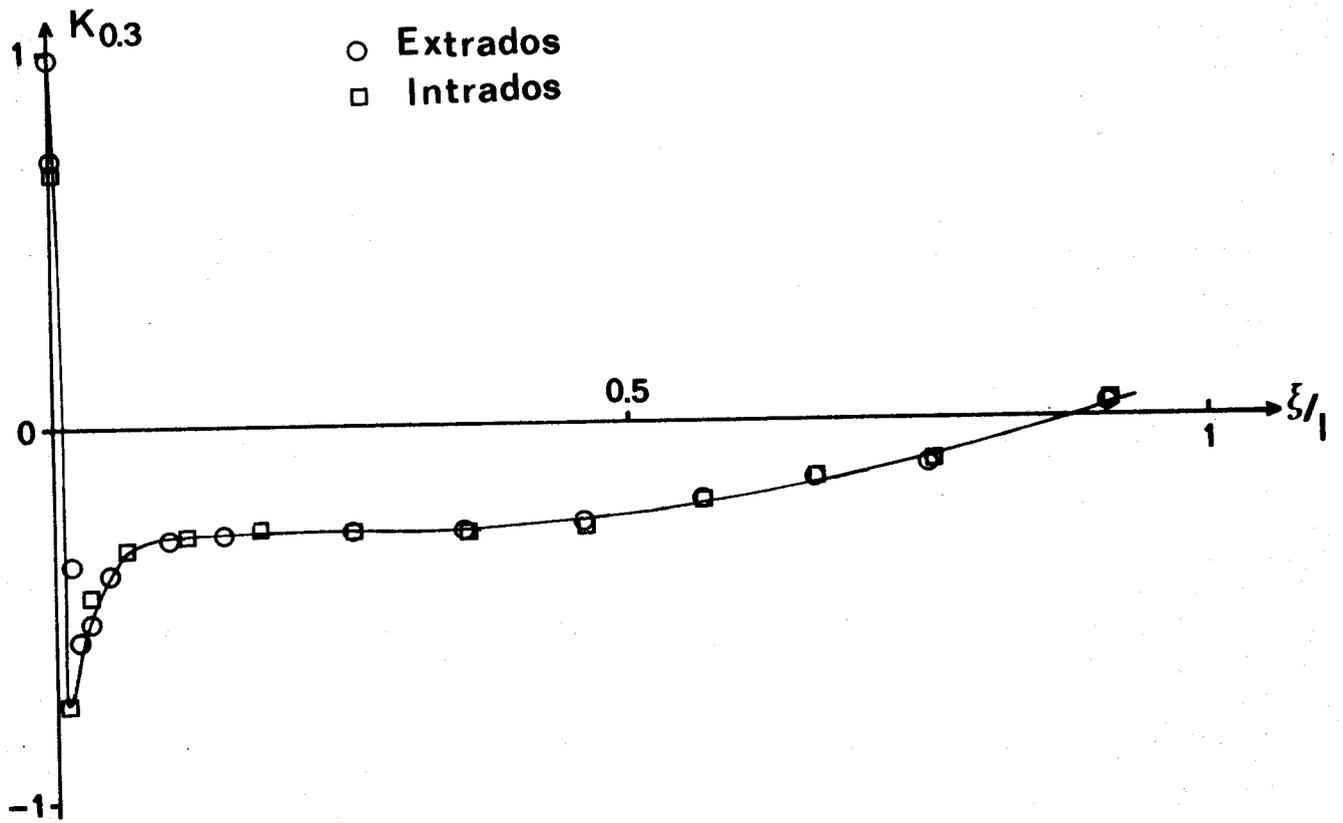


Figure 1.8 - Profil ONERA D .

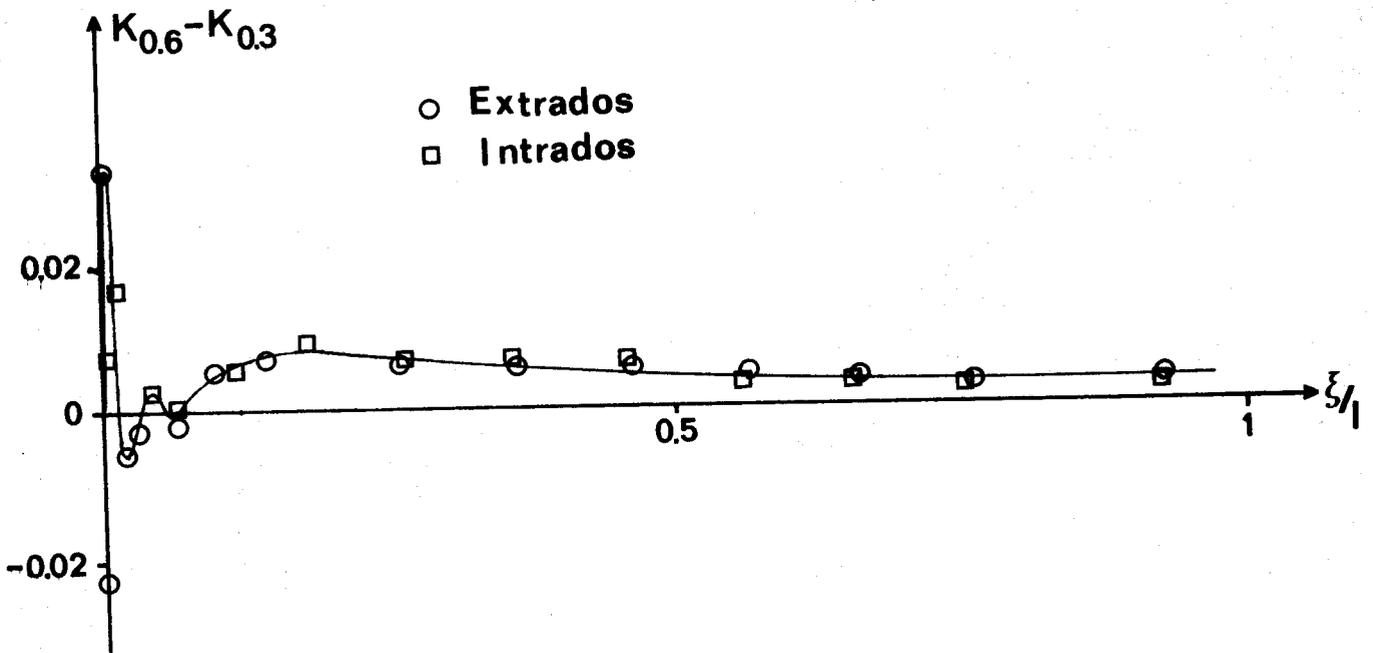


Figure 1.9 - Profil ONERA D .

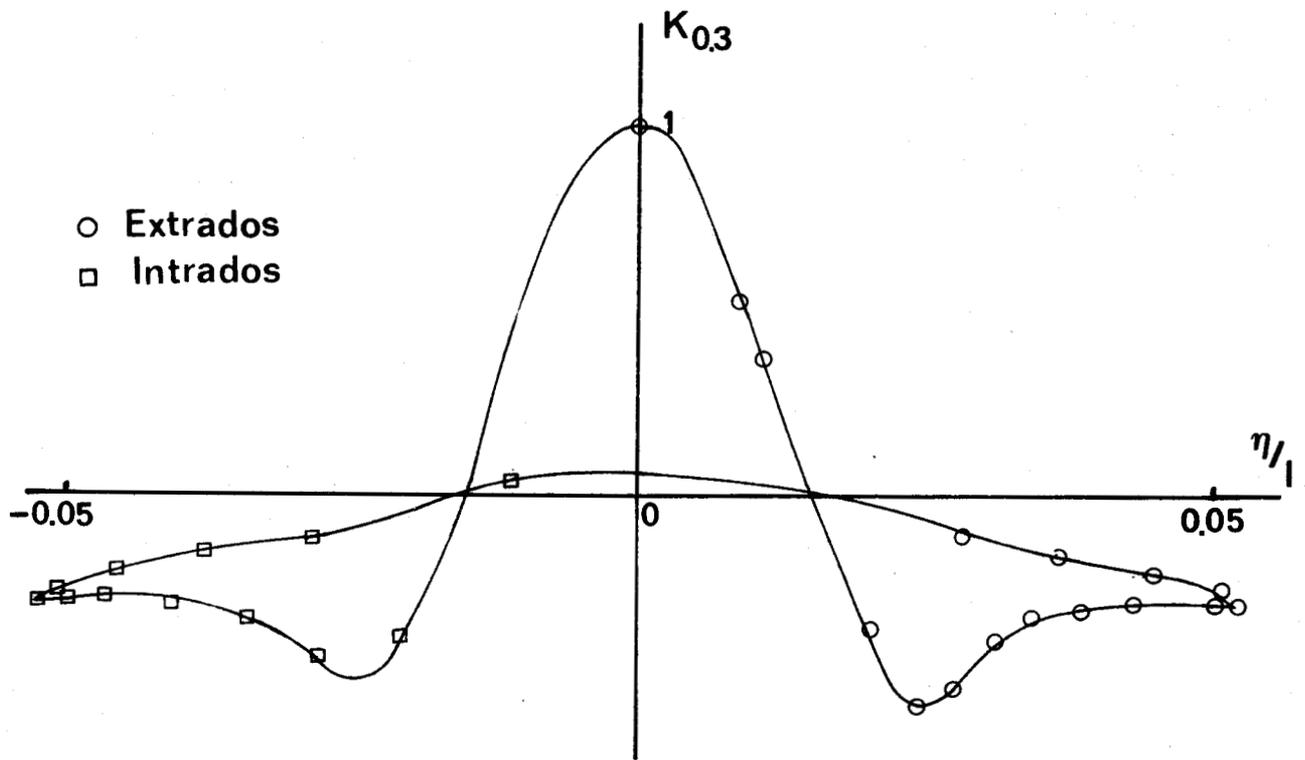


Figure 1.10 - Profil ONERA D .

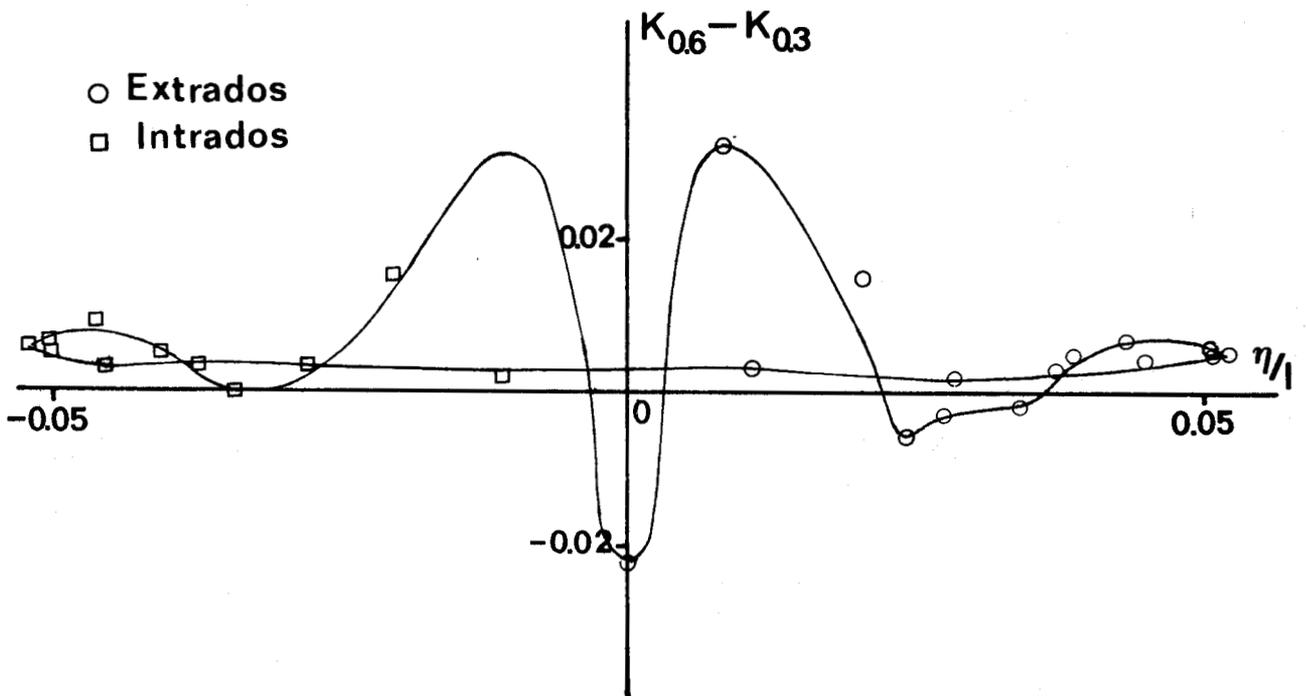
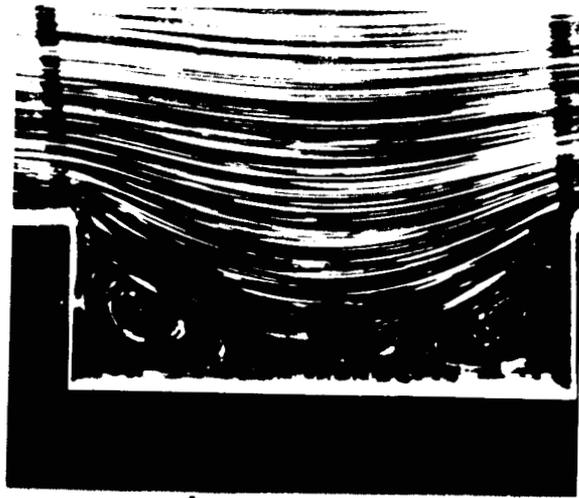
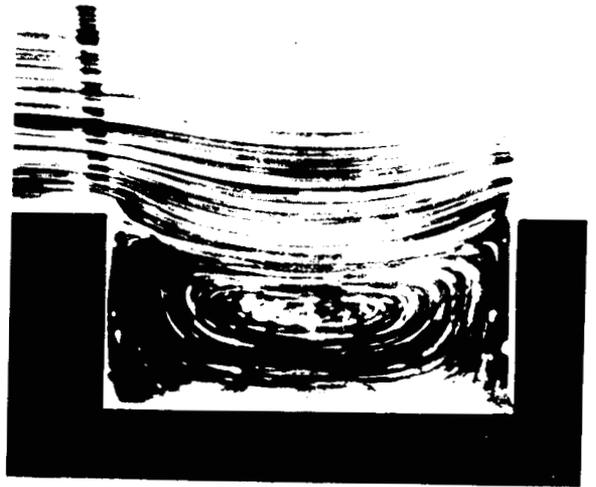


Figure 1.11 - Profil ONERA D .

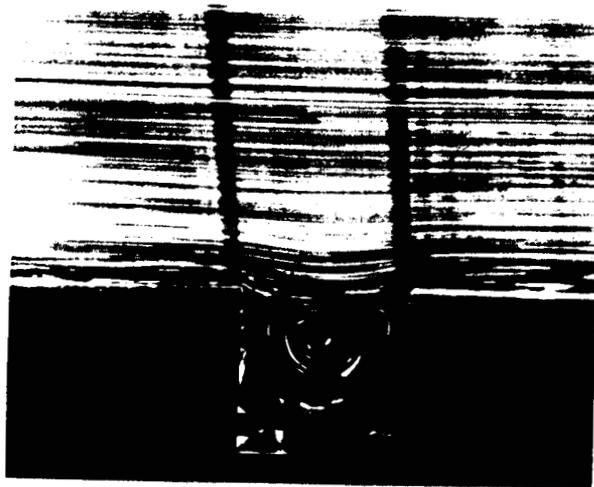
FIGURES DU CHAPITRE 2



$h/b = 0.33$



$h/b = 0.5$



$h/b = 1$



$h/b = 2$

Figure 2.1  $\frac{u_e b}{\nu}$  de l'ordre de  $10^{-2}$ .



(a)

$h/\delta = 1.1$

$h/b = 1.0$



(b)

$h/\delta = 1.0$

$h/b = 2.0$

Figure 2.2  $\frac{u_e b}{\nu}$  de l'ordre de  $10^4$ .

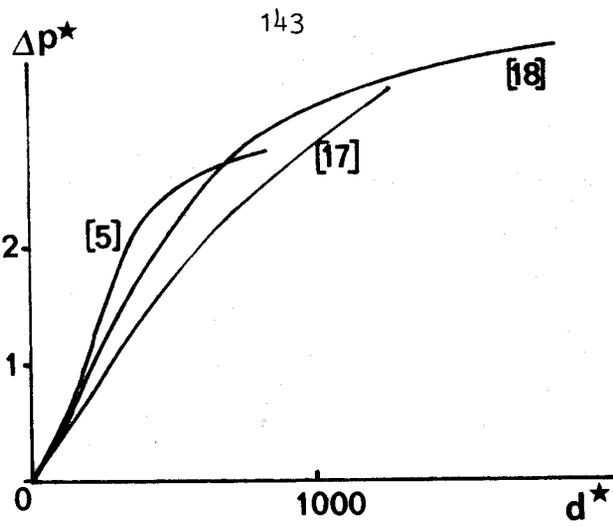


Figure 2.3 - Influence de  $d^*$  pour  $h \gg d$ .

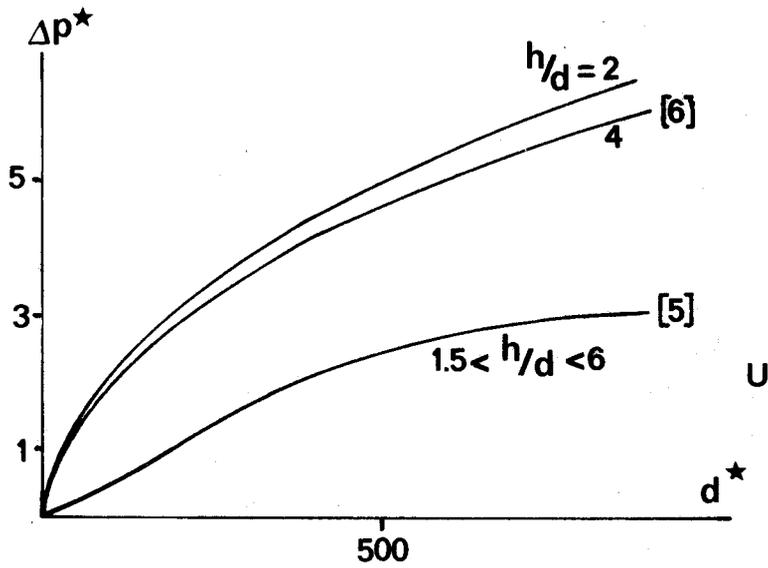


Figure 2.4 - Influence de la profondeur selon [5] et [6].

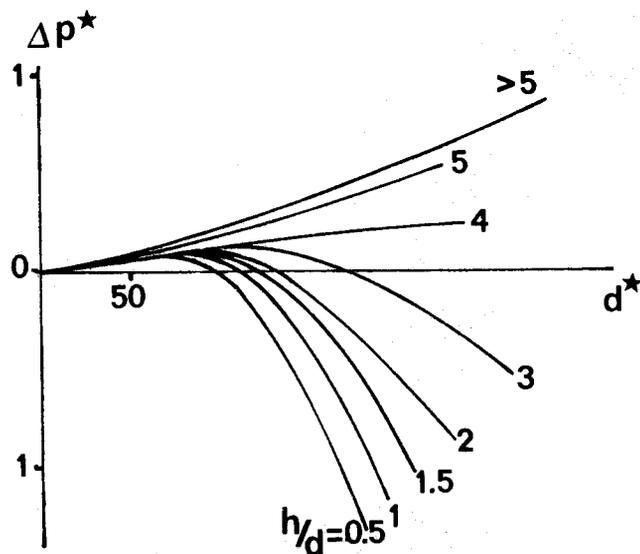


Figure 2.5 - Influence de la profondeur selon [17].



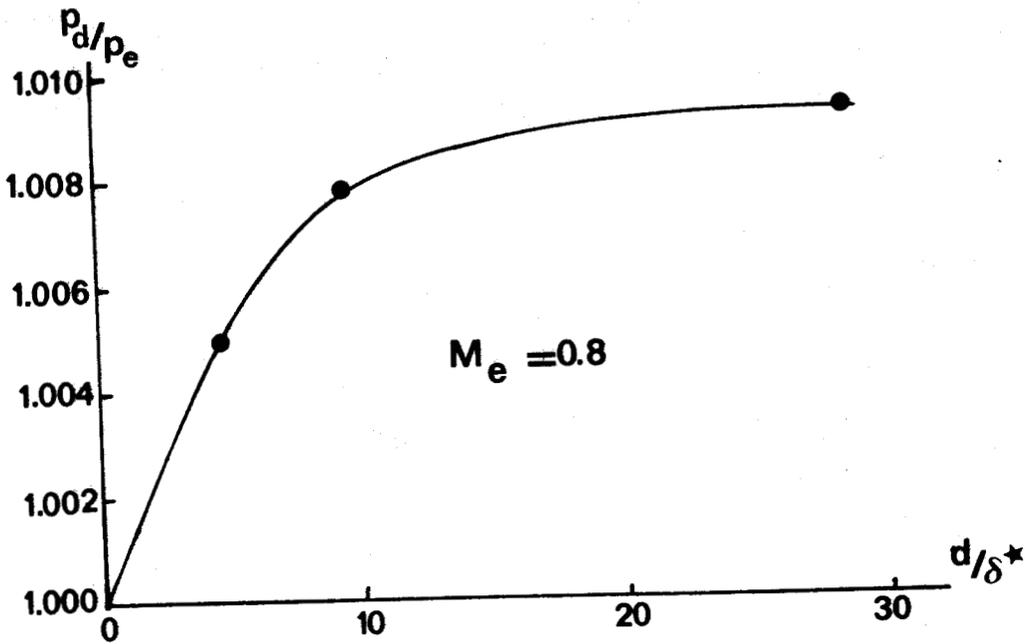


Figure 2.6 - Résultats obtenus en [22] .

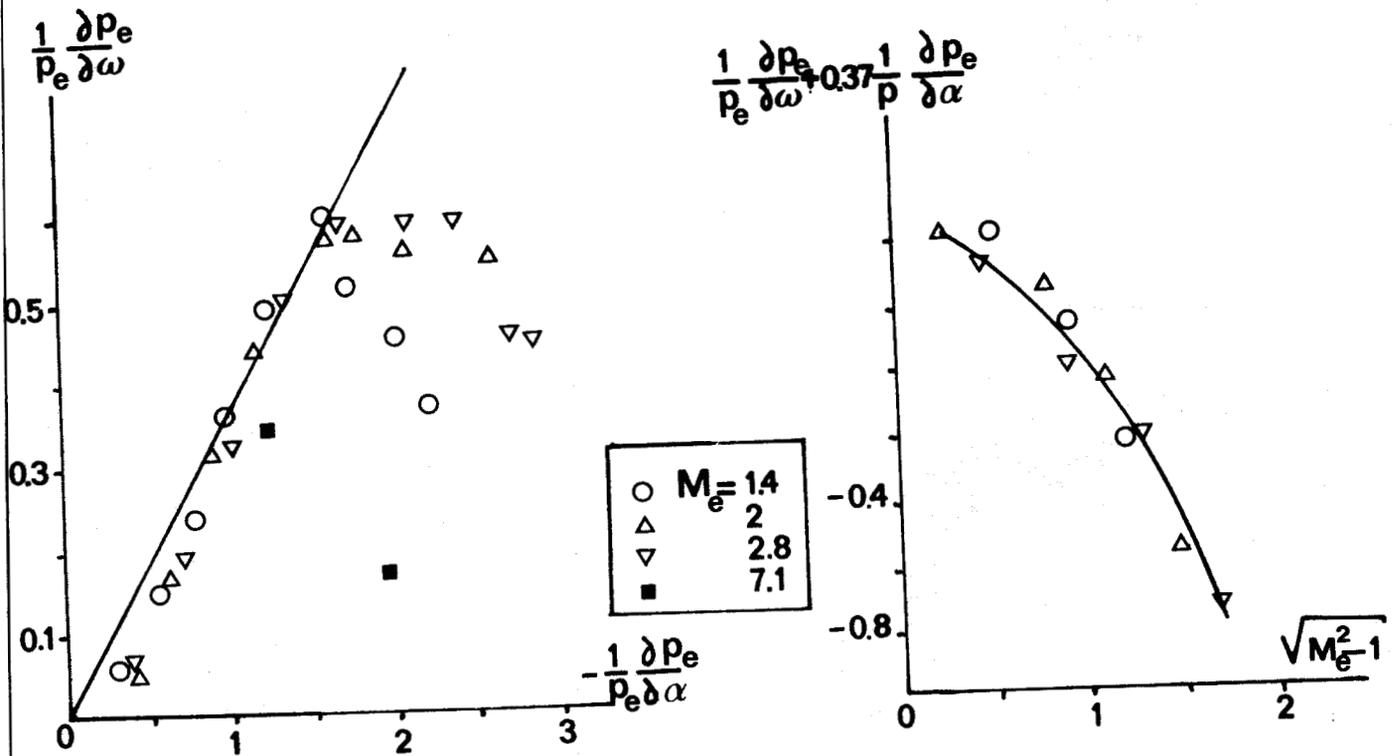


Figure 2.7 - Résultats obtenus en [25] .

FIGURES DU CHAPITRE 4

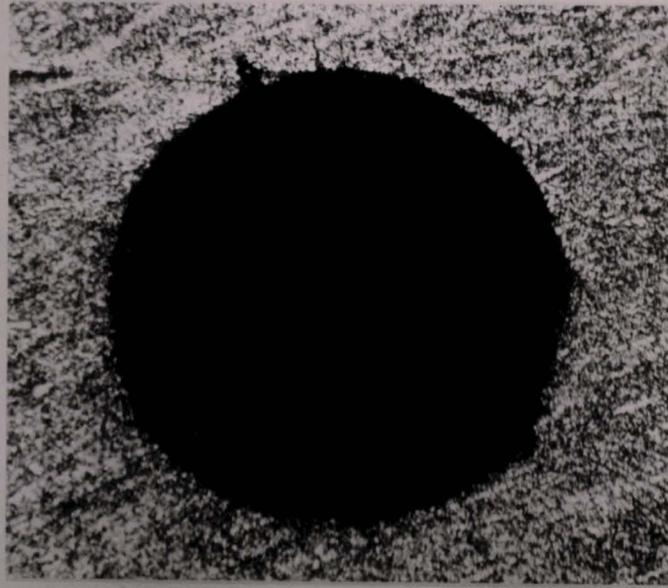


Figure 4.1 Exemple d'orifices de pression  
de bonne et mauvaise qualité.

Grossissement 200 .



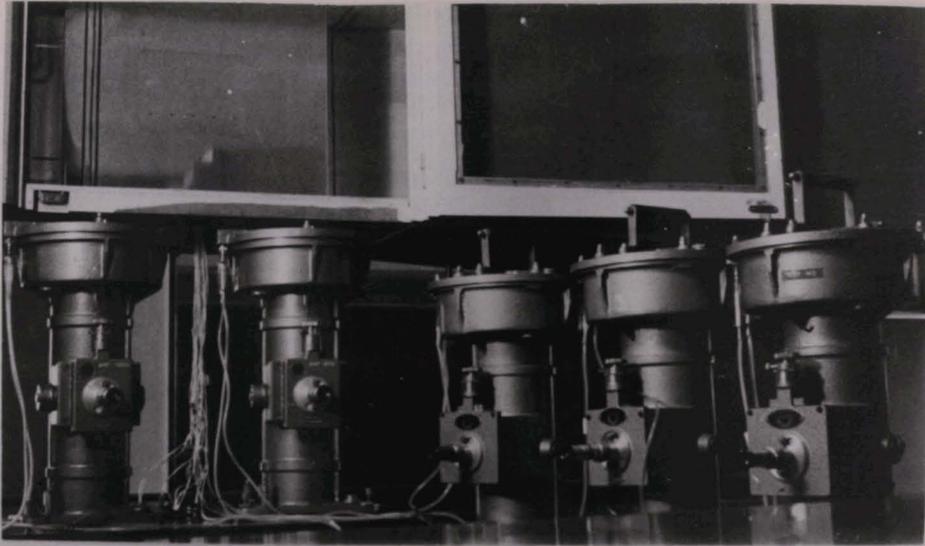


Figure 4.2 Effet de la couche limite.  
 Manomètre et veine avec porte ouverte  
 permettant de voir la maquette de plaque plane.

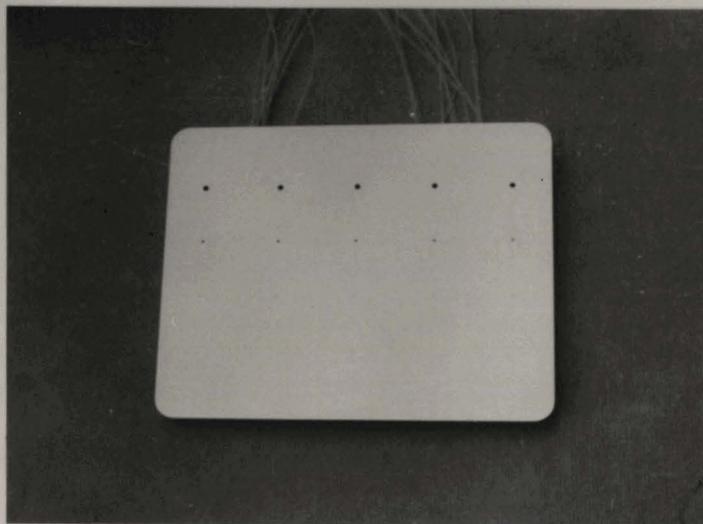
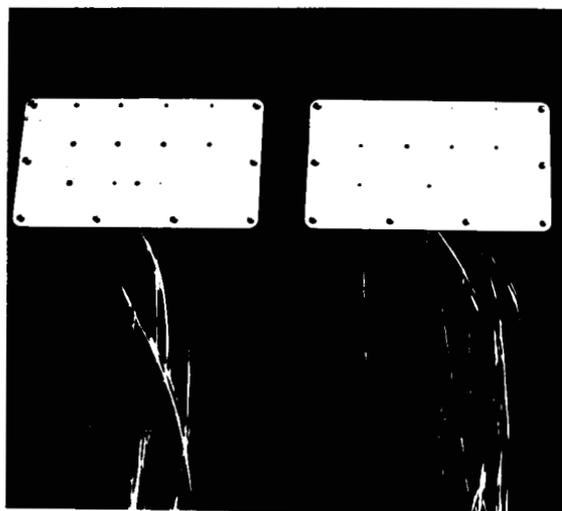


Figure 4.3 Effet de la couche limite.  
 Élément avec  $h/d = 3$  et  $d = 0.2 - 0.5 - 1$  et  $2$  mm.



Figure 4.4 Les différents dièdres.

Le premier n'est pas équipé de l'élément interchangeable.



(1)

(2)



Figure 4.5 Eléments interchangeables.

(1) diamètres des orifices  $d_{\text{mm}} = 0.22, 0.42, 0.62, 0.82$ ,  $\frac{h}{d} = 1$ .

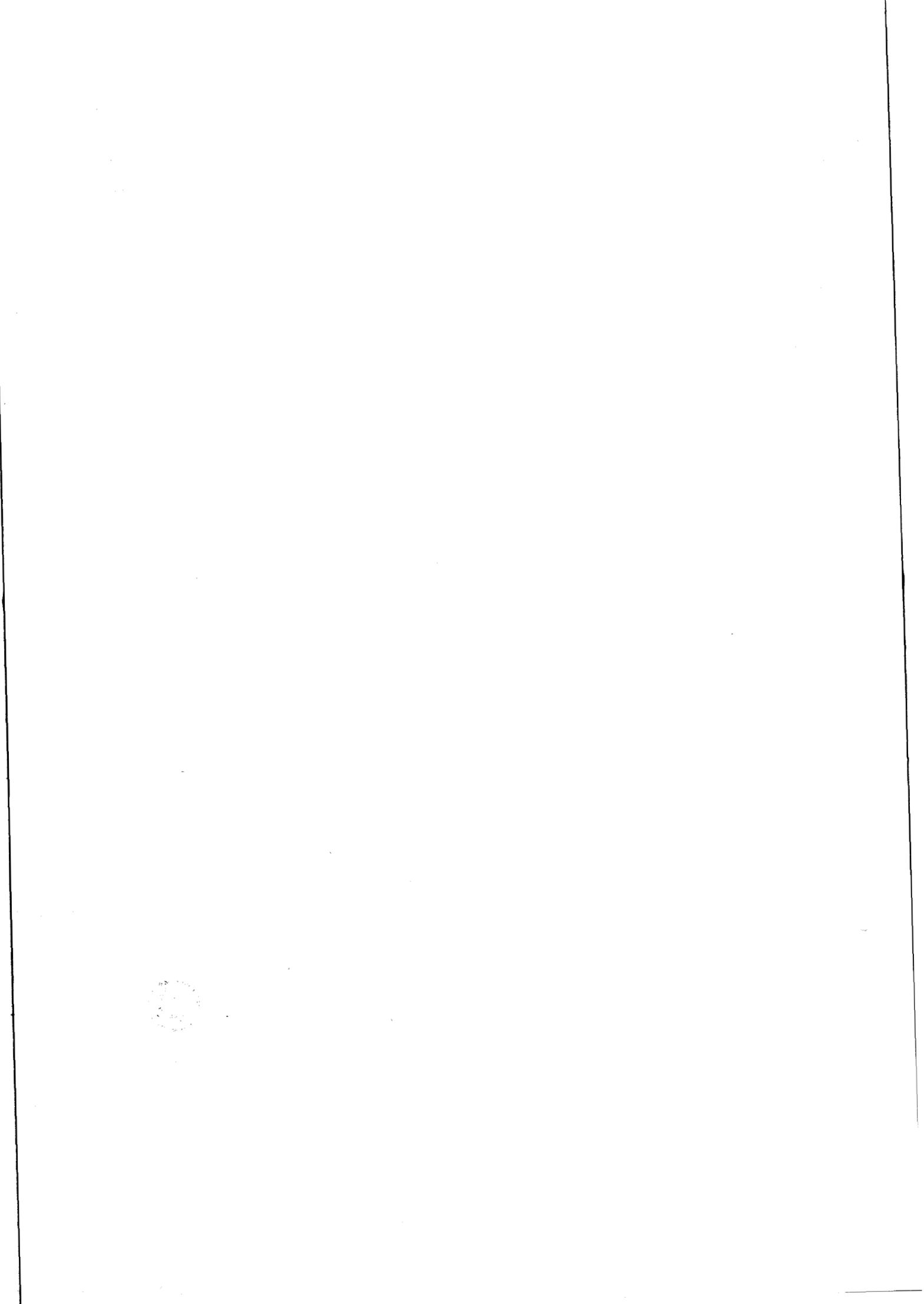
(2) mêmes diamètres que (1) mais  $\frac{h}{d} = 3$ .



Figure 4.6 Paroi inclinée à  $45^\circ$  dans la veine.



Figure 4.7 Paroi inclinée à  $60^\circ$  non équipée de l'élément interchangeable.



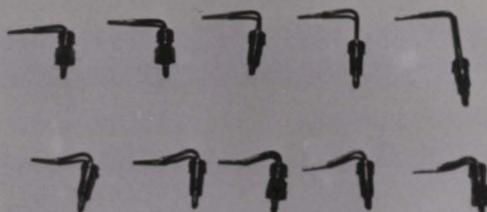


Figure 4.8 Effet du gradient de vitesse :  
Les pitots miniaturisés .

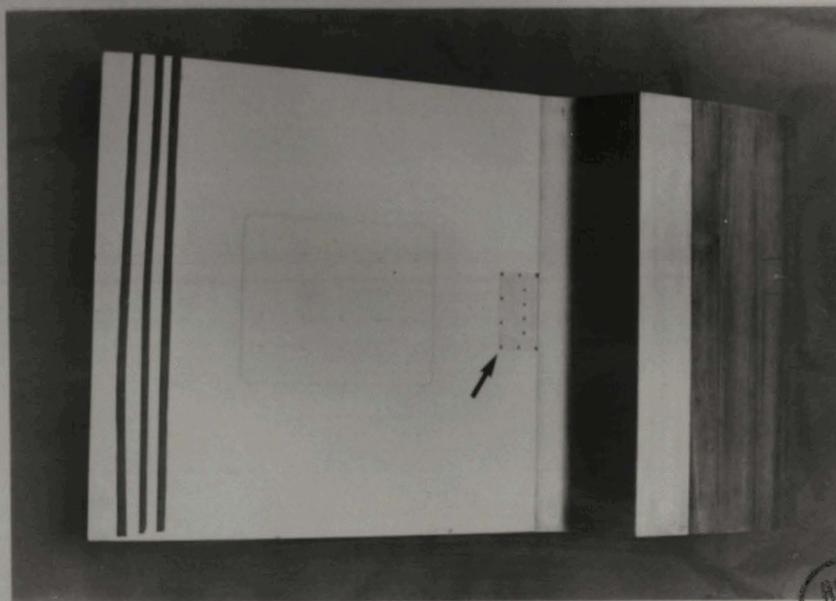
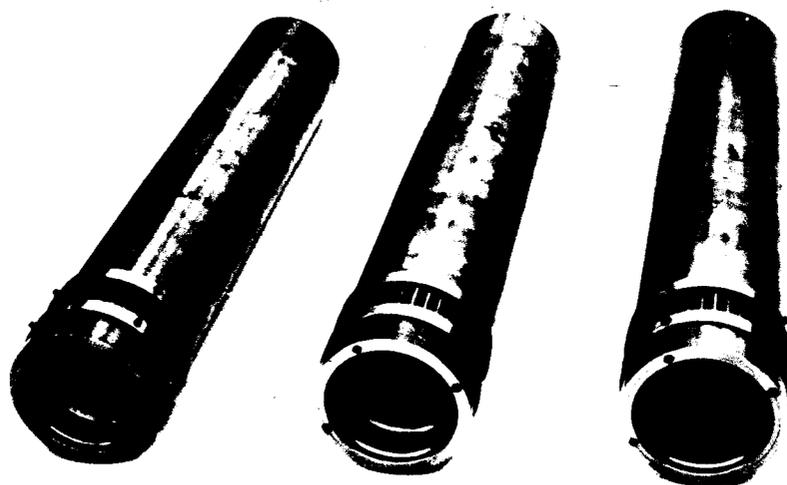


Figure 4.9 Zone de gradient de vitesse négatif .



**Figure 4.10**      **Effet de courbure :**  
**Cylindres intérieurs .**



**Figure 4.11**      **Effet de courbure :**  
**Cylindres extérieurs .**



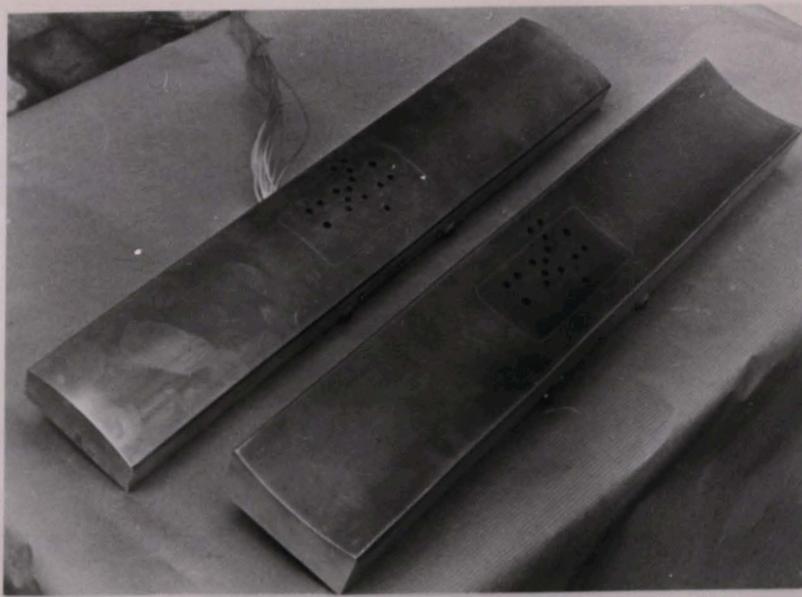


Figure 4.12 Signe de l'effet de courbure :  
Parois concave et convexe.

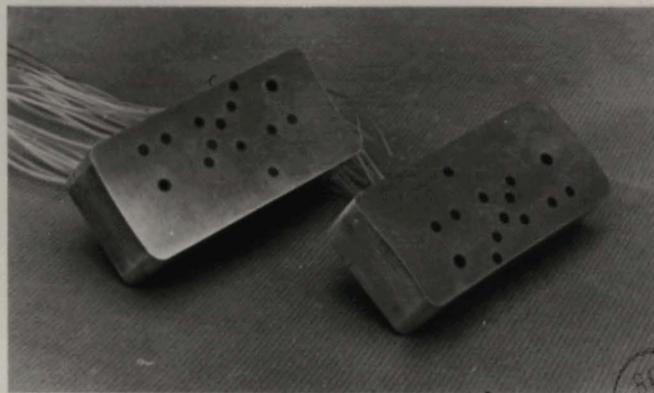


Figure 4.13 Signe de l'effet de courbure :  
Deux des éléments interchangeables.



Figure 4.14 Installation expérimentale pour l'effet de courbure : Vue d'ensemble .

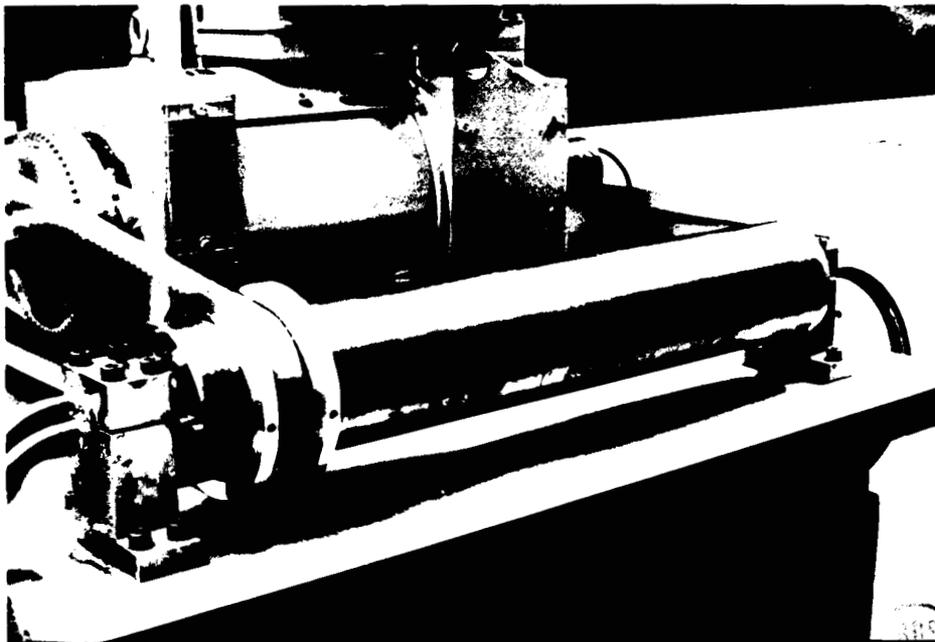


Figure 4.15 Détail des cylindres tournants .

FIGURES DU CHAPITRE 5



↑ fente

Figure 5.1 Visualisation en canal hydraulique.

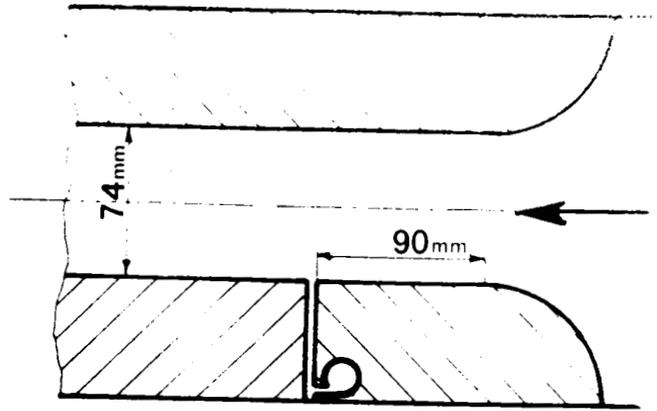


Figure 5.2 Dessin de la fente.

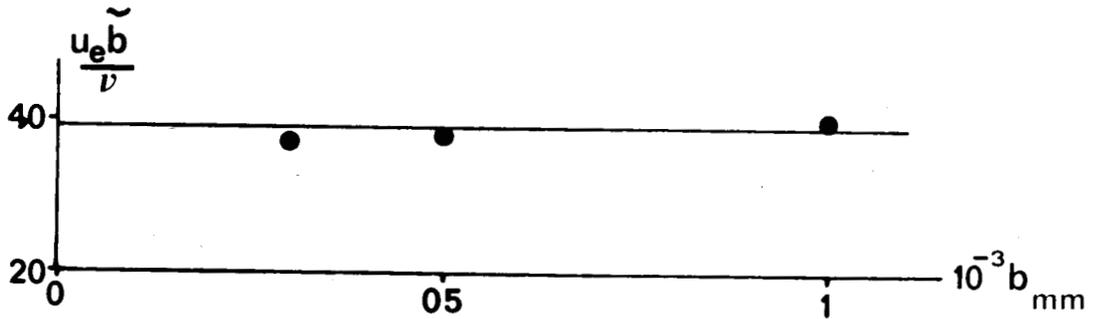
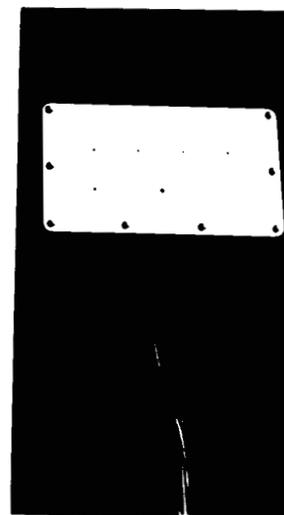


Figure 5.3 Existence d'une surface de séparation:  $\frac{u_e b}{v} < 40$



(a)



(b)



(c)

Figure 5.4 Influence mutuelle:

maquette de cylindre (a)  
 éléments interchangeables } Plaque plane (b)  
 Dièdre (c)

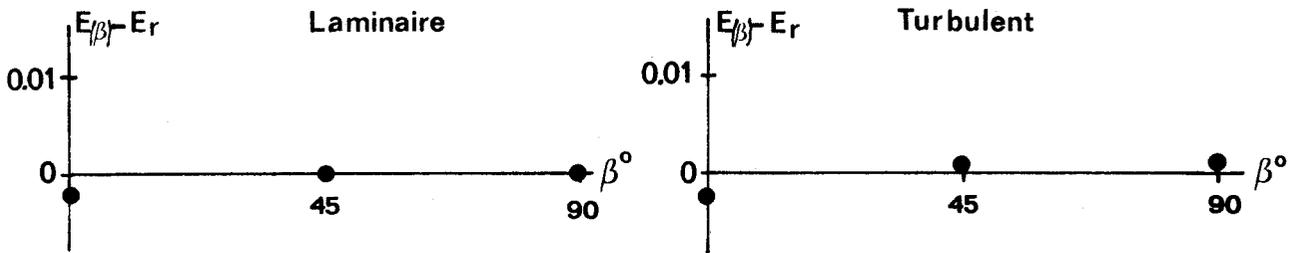


Figure 5.5 - Plaque plane : valeurs moyennes.

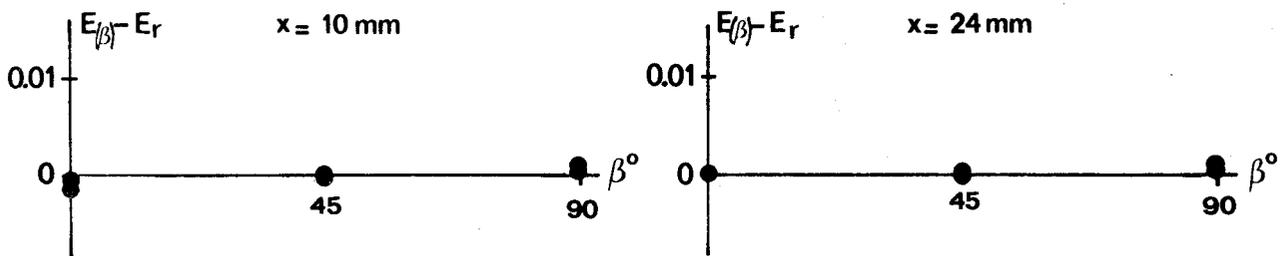


Figure 5.6 - Dièdre  $\phi = 30^\circ$ .

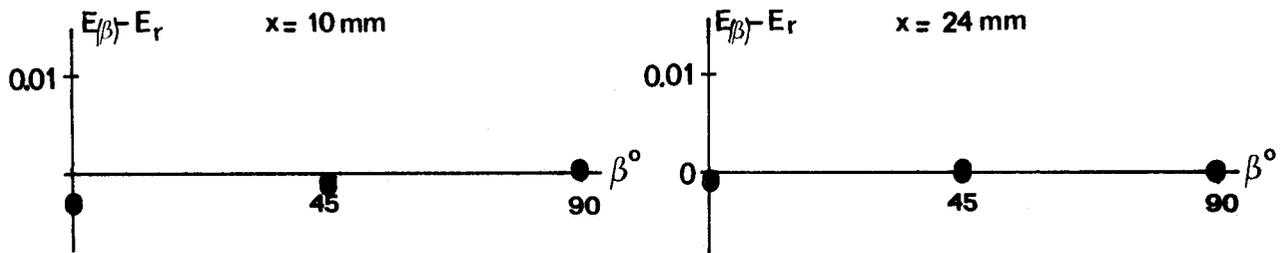


Figure 5.7 - Dièdre  $\phi = 60^\circ$ .

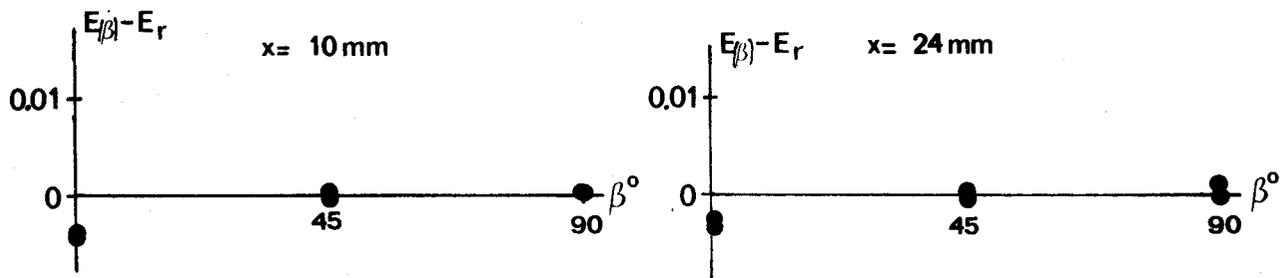


Figure 5.8 - Dièdre  $\phi = 90^\circ$ .

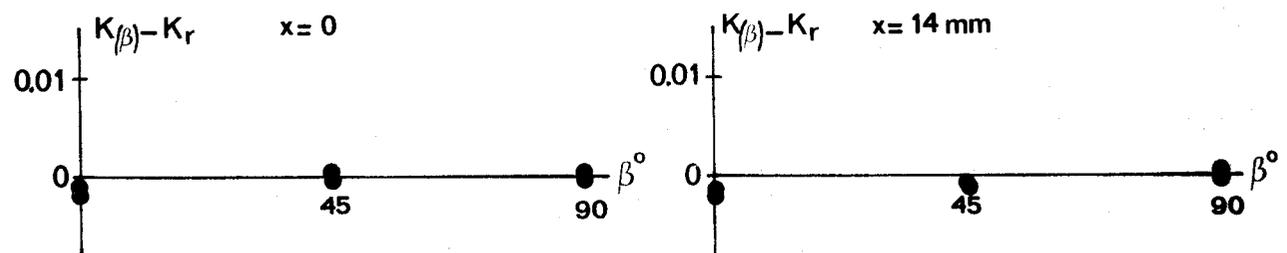


Figure 5.9 - Dièdre  $\phi = 180^\circ$ .



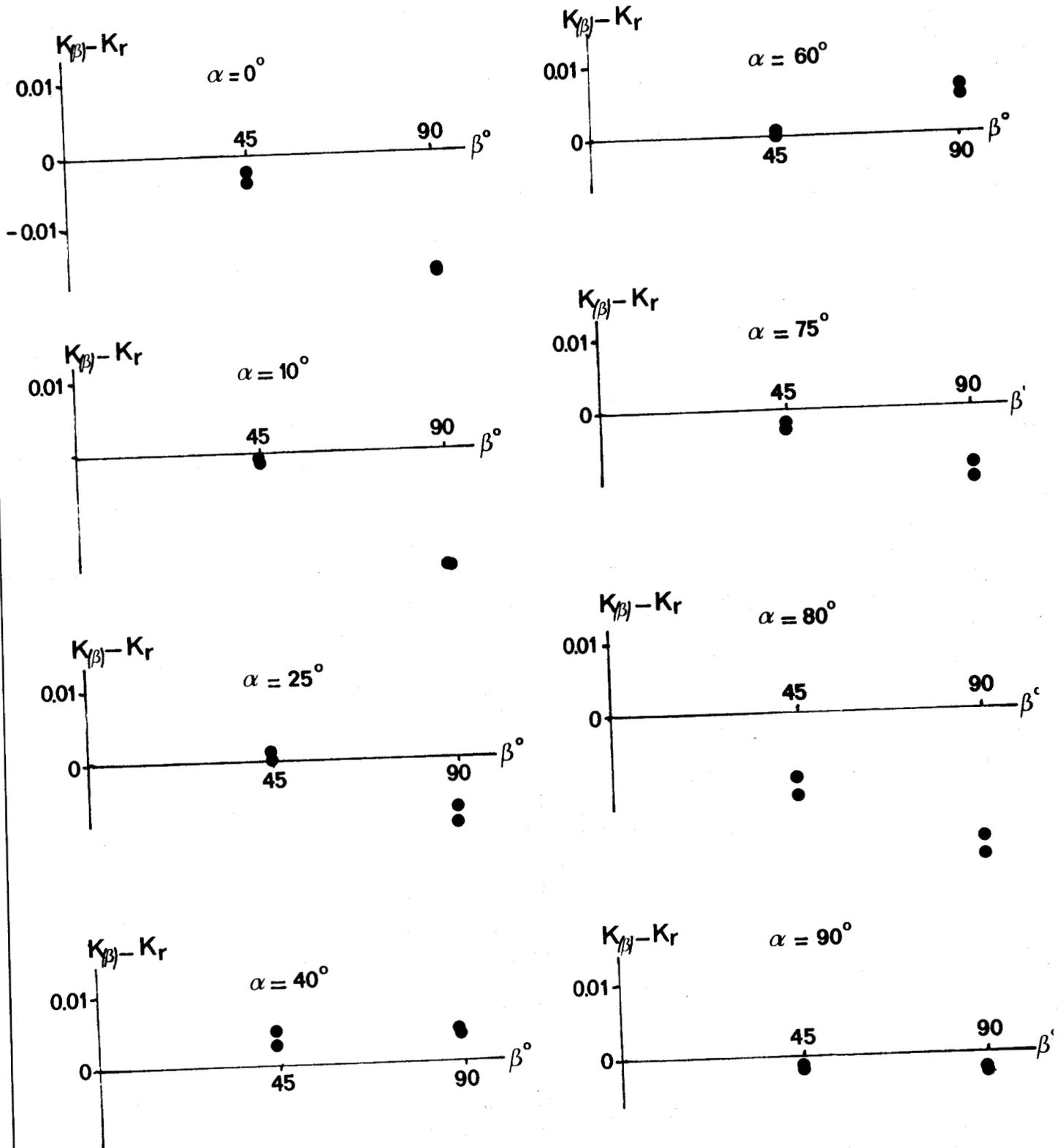
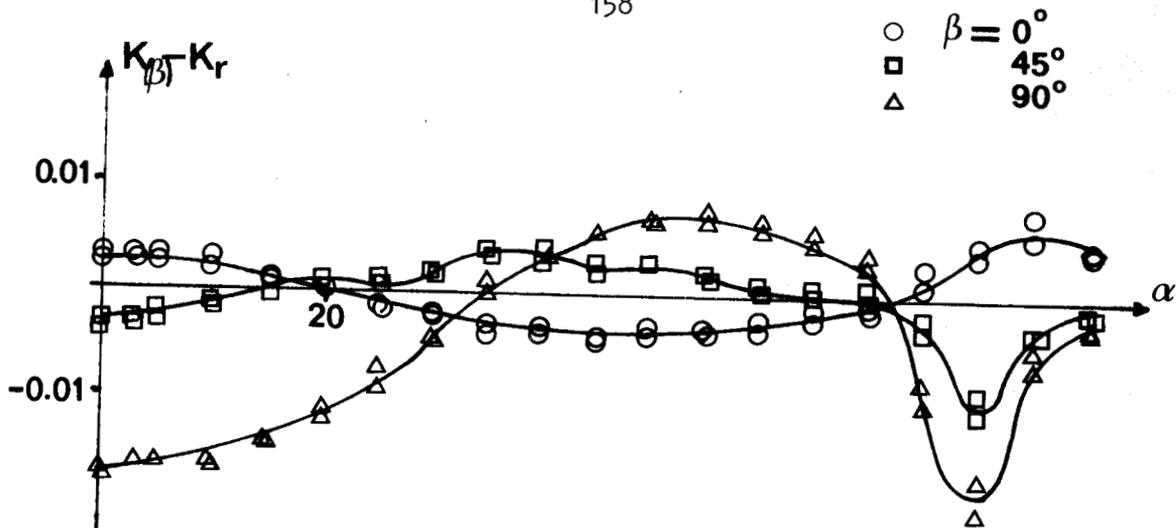
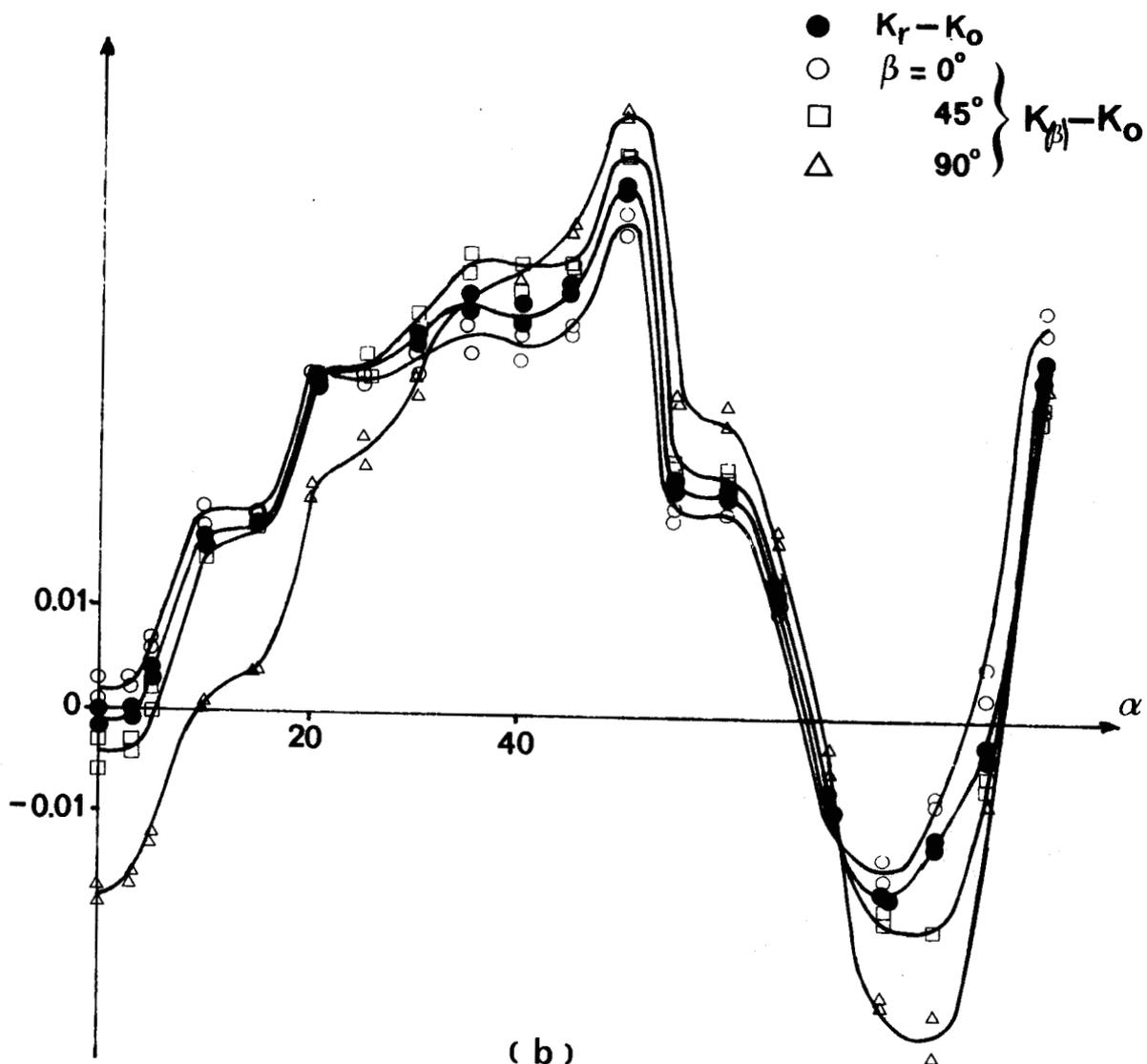


Figure 5.10 - Cylindre.



(a)



(b)



Figure 5.11 - Cylindre.

FIGURES DU CHAPITRE 6

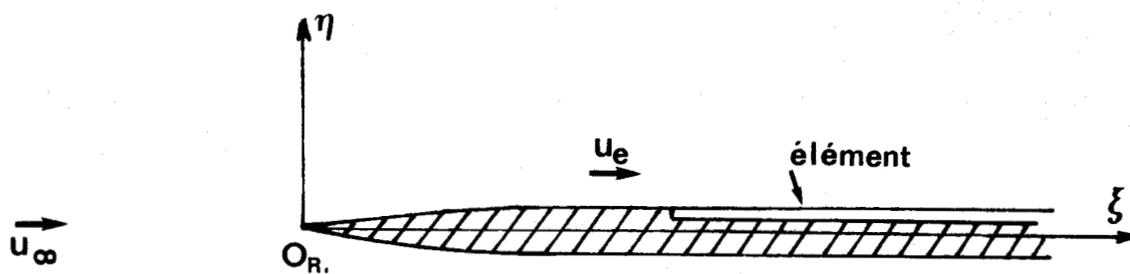


Figure 6.1 - Profil de la plaque plane.

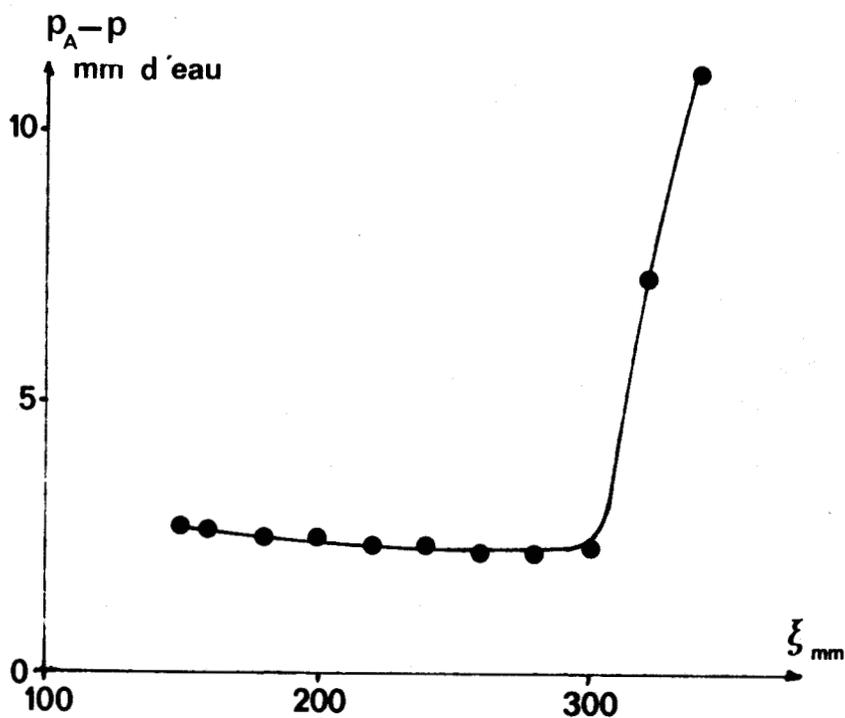


Figure 6.2 - Couche limite laminaire sur la plaque plane.

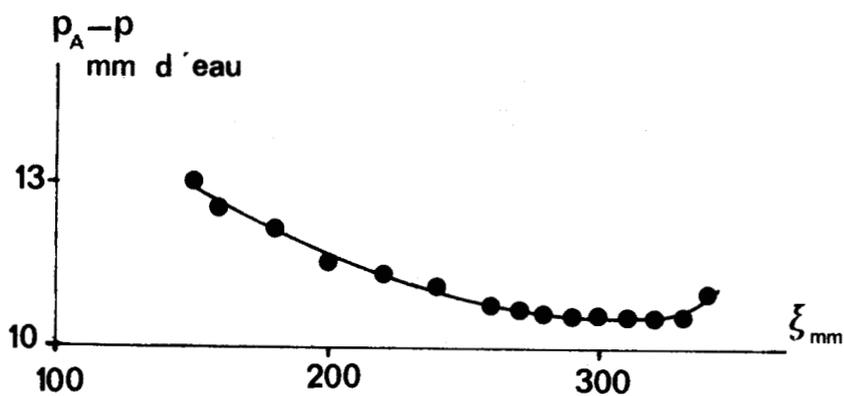


Figure 6.3 - Couche limite turbulente sur la plaque plane.



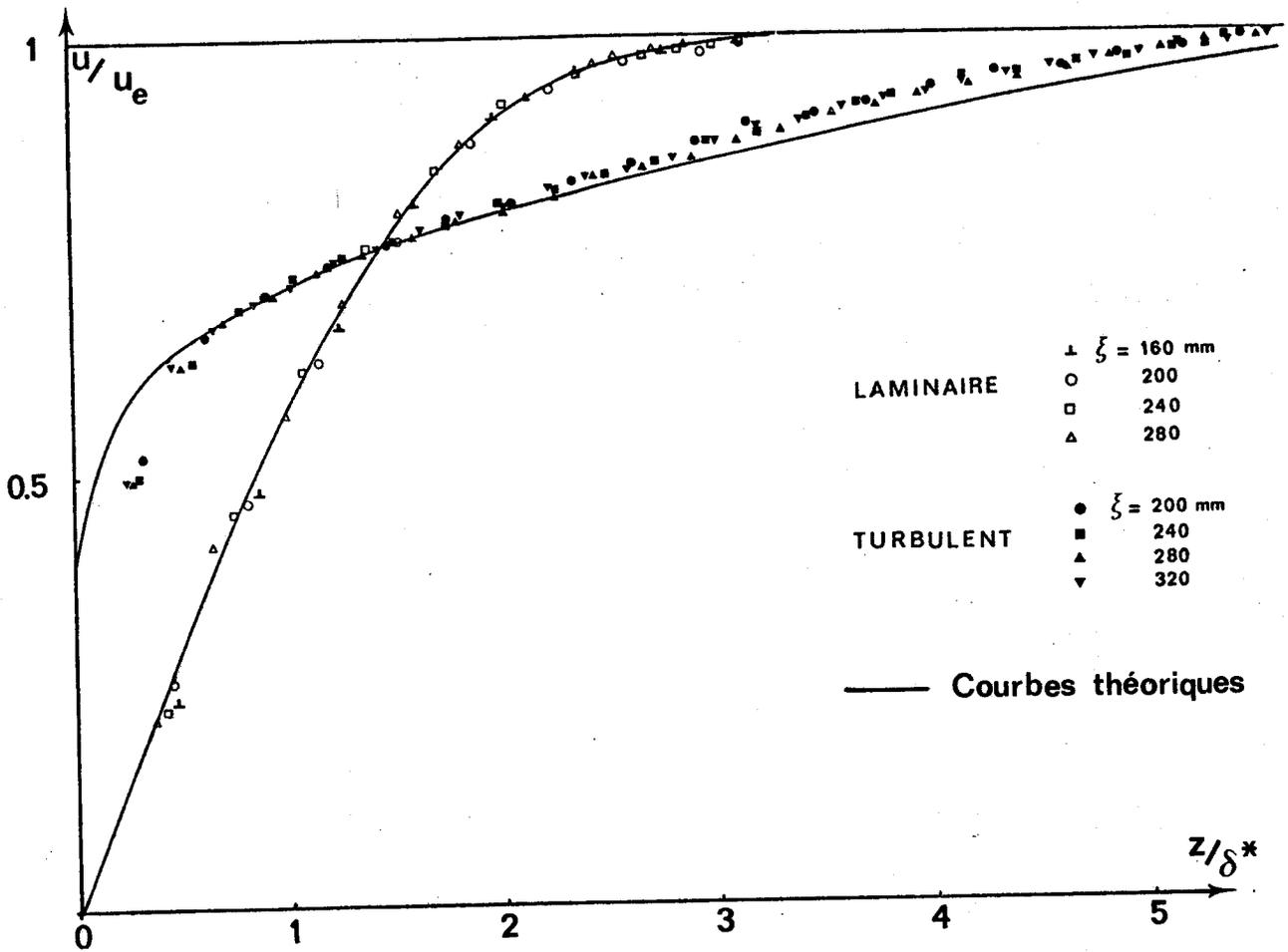


Figure 6.4 - Profil de vitesse dans la couche limite.

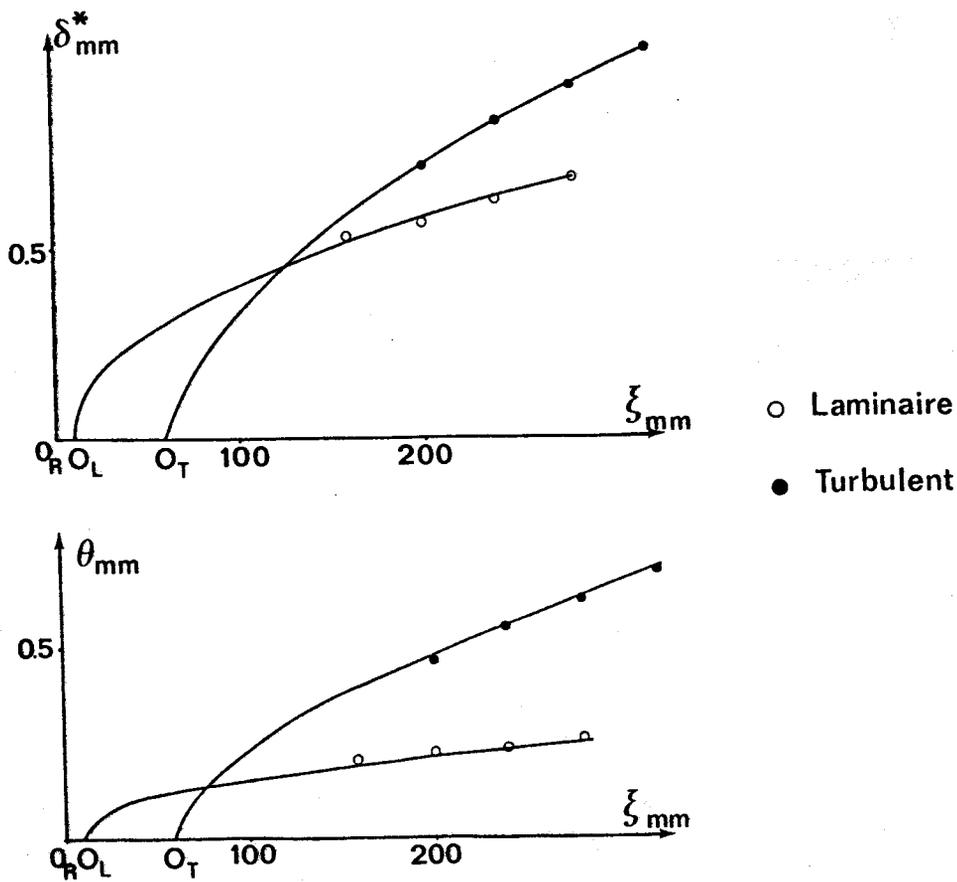


Figure 6.5 - Détermination des origines fictives.

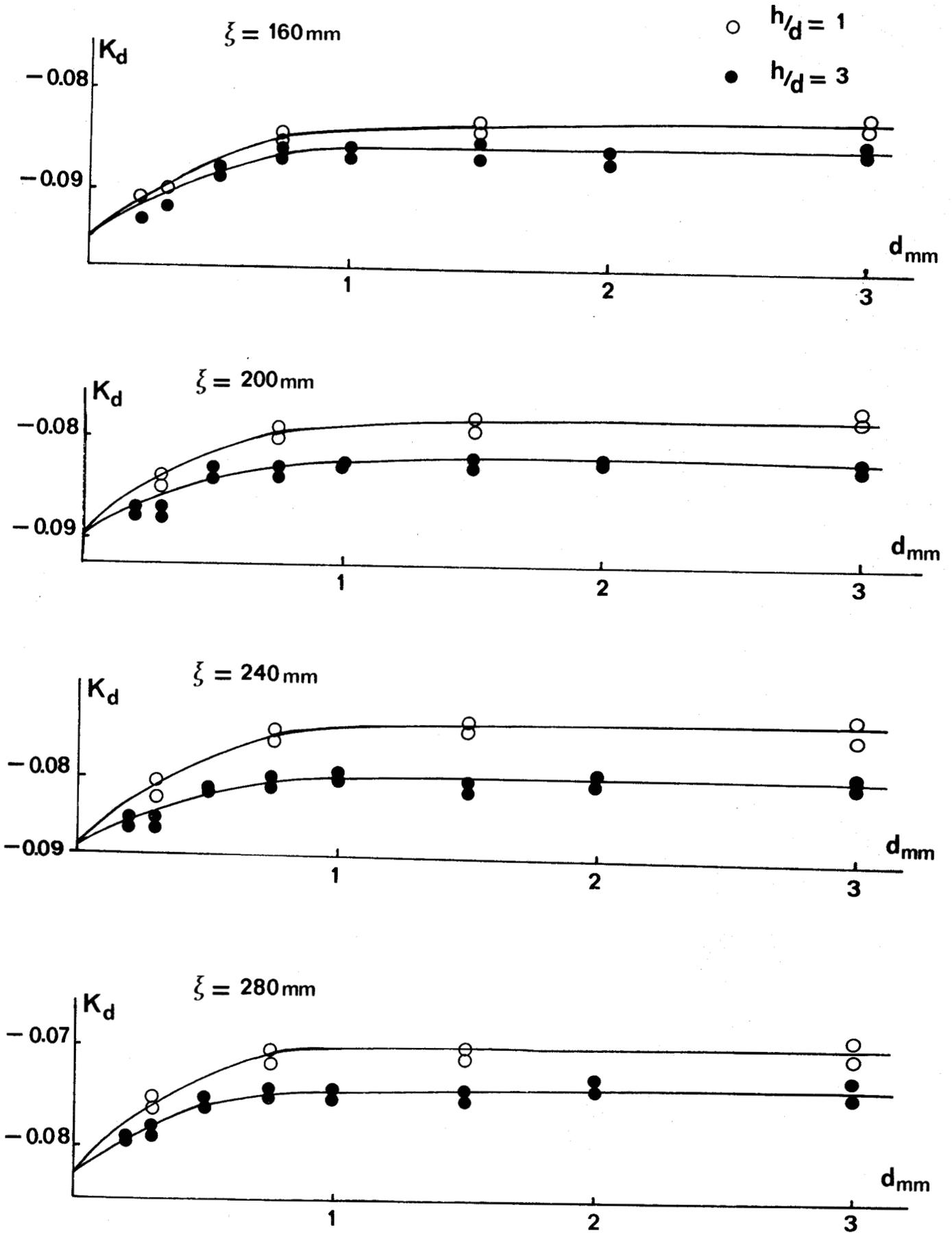


Figure 6.6 - Ecoulement laminaire.



○  $h/d = 1$

●  $h/d = 3$

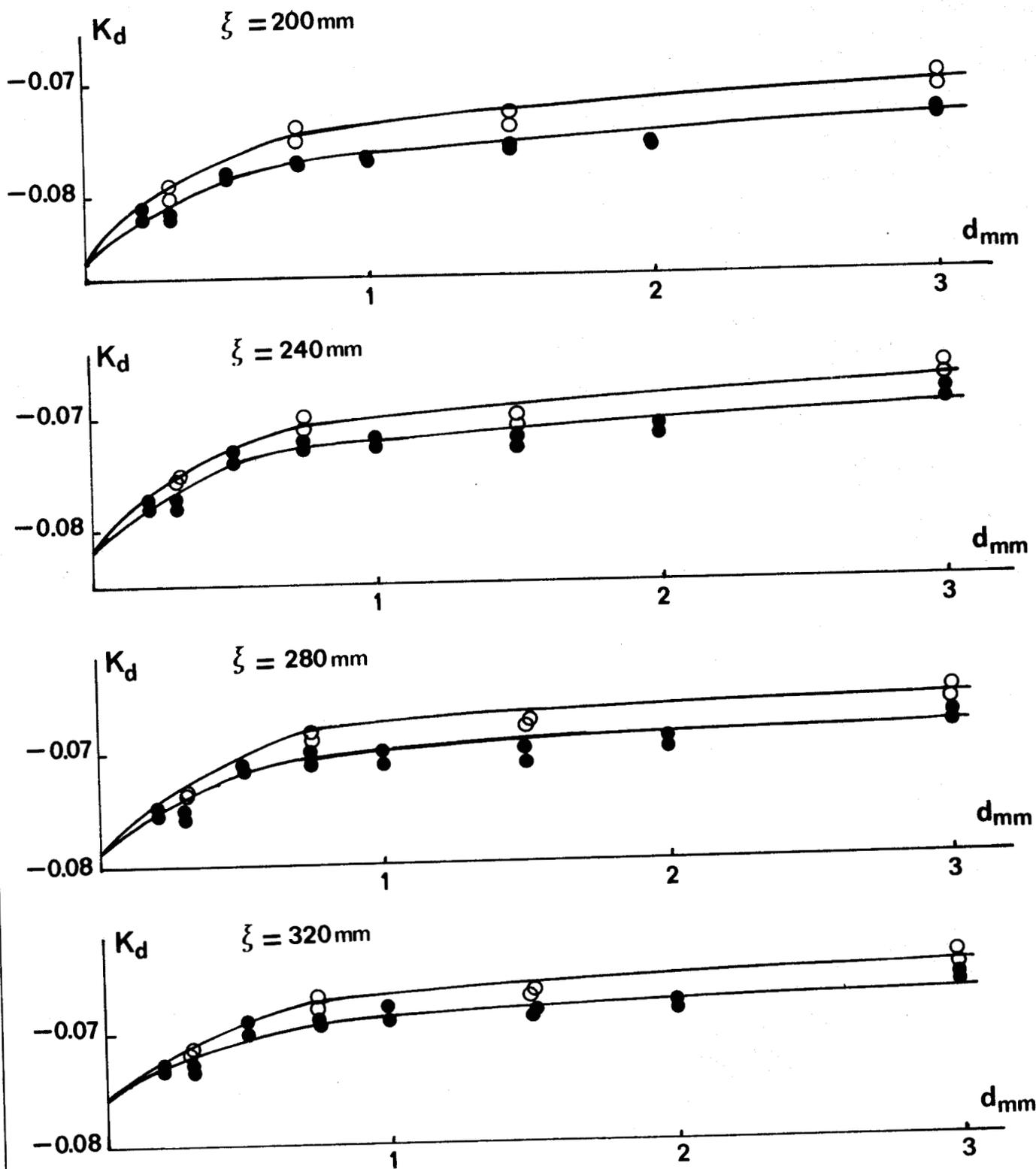


Figure 6.7 - Ecoulement turbulent.

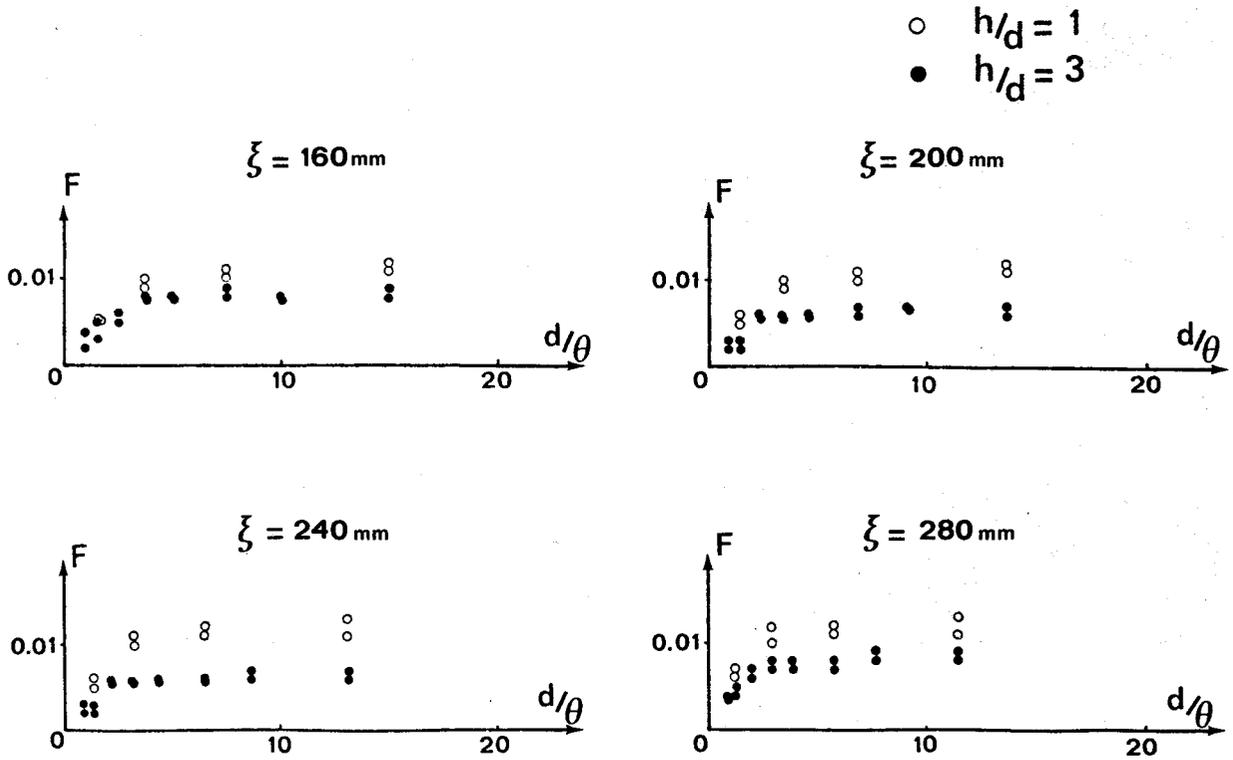


Figure 6.8 - Effet de la couche limite en écoulement laminaire.

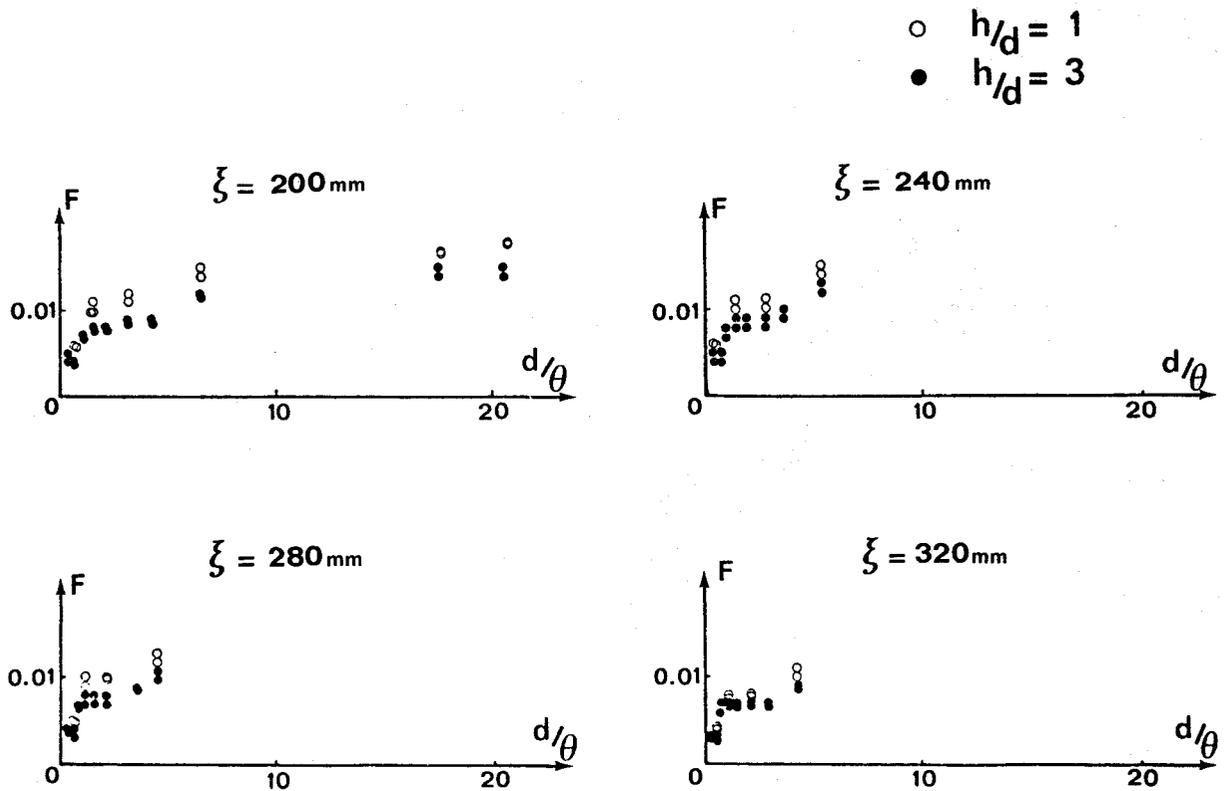


Figure 6.9 - Effet de la couche limite en écoulement turbulent.



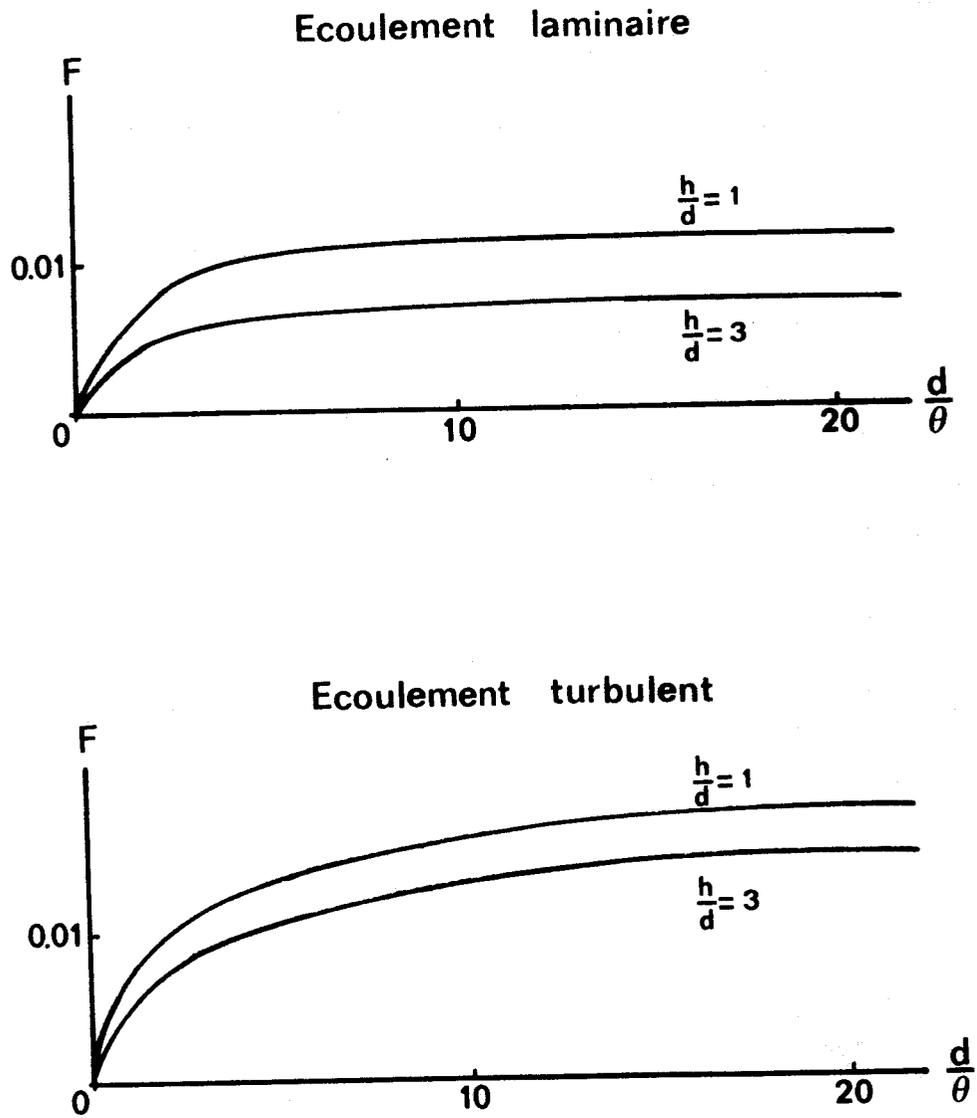


Figure 6.10 - Influence de la couche limite : courbes moyennes.

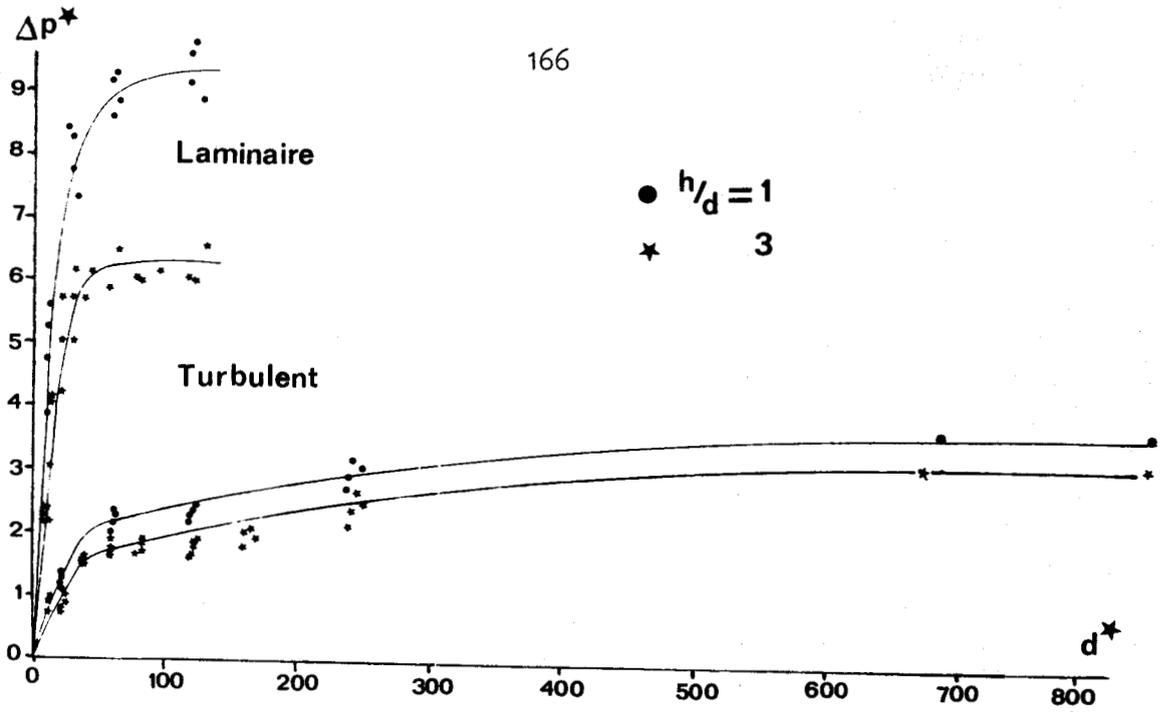


Figure 6.11 - Courbes  $\Delta p^* = f(d^*)$ .

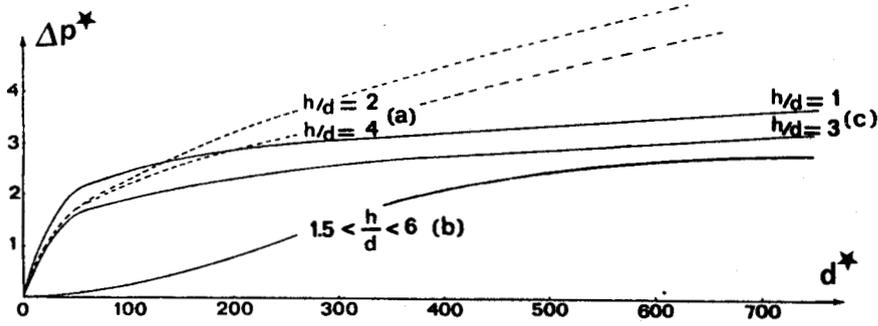


Figure 6.12 - Ecoulement turbulent.

- (a) Ray } tuyau
- (b) Shaw } tuyau
- (c) Résultats présents - Plaque plane

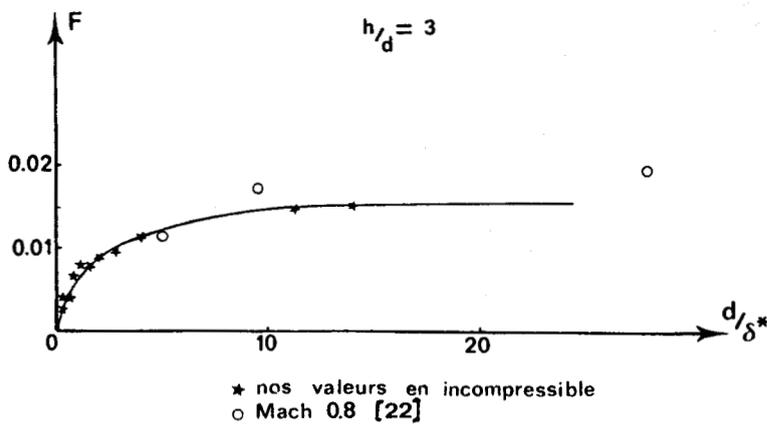


Figure 6.13 - Ecoulement turbulent.



FIGURES DU CHAPITRE 7

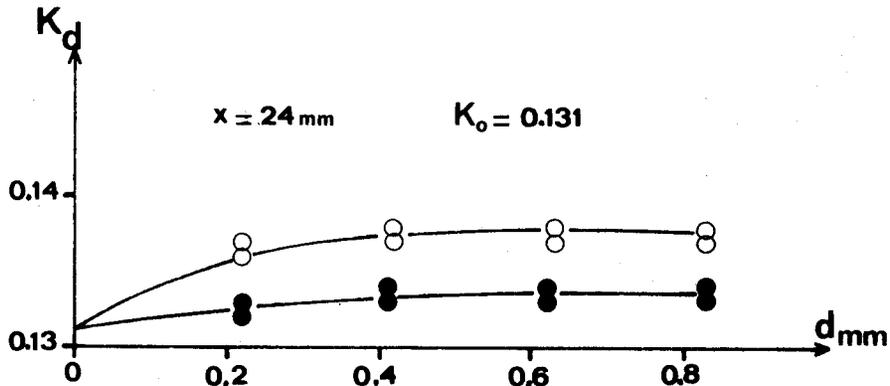
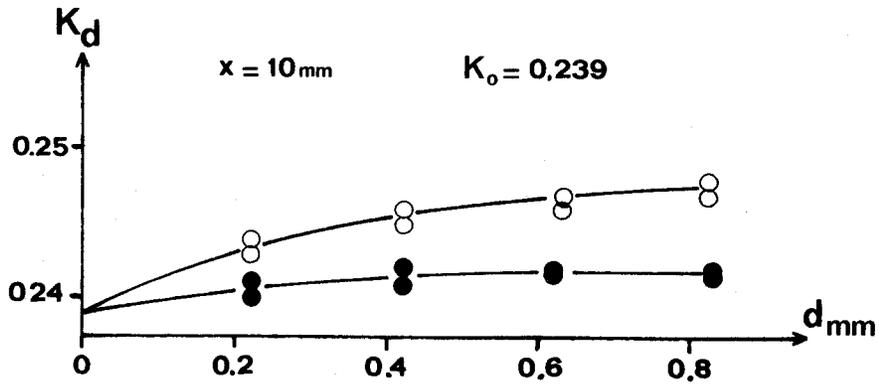


Figure 7.1 - Dièdre  $\phi = 30^\circ$  .

○  $h/d = 1$   
● 3

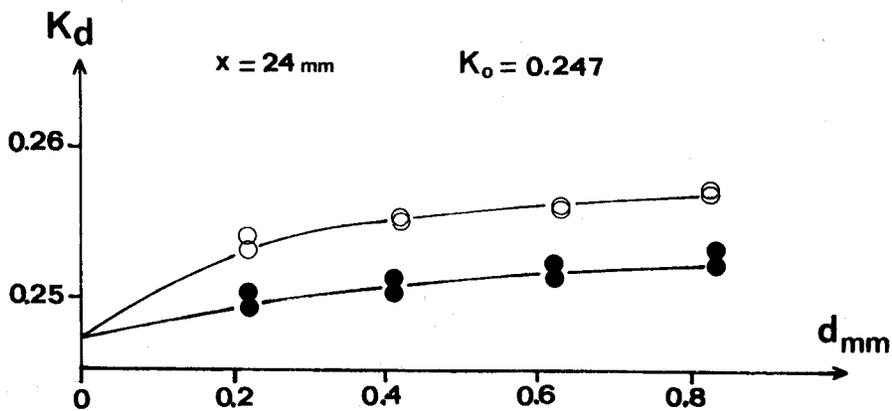
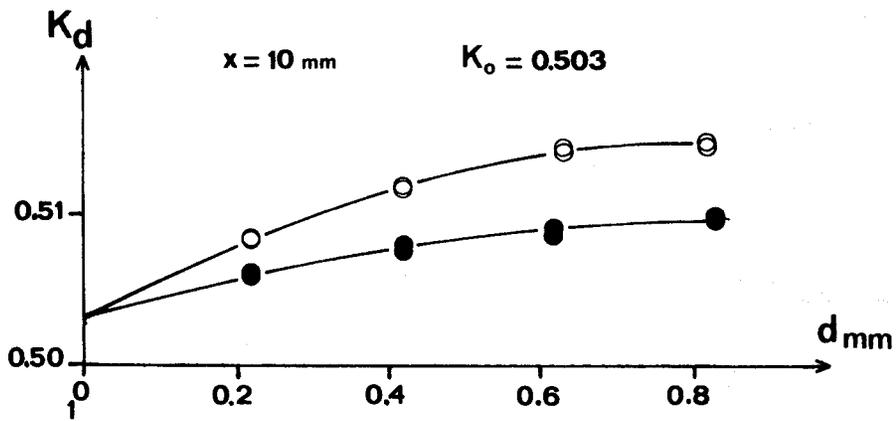


Figure 7.2 - Dièdre  $\phi = 60^\circ$  .



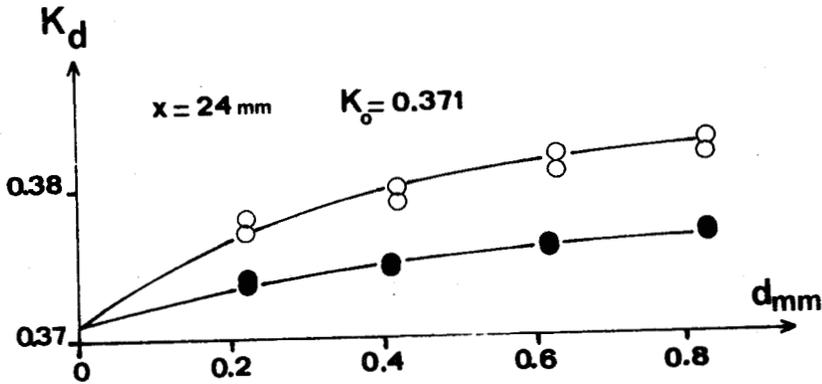
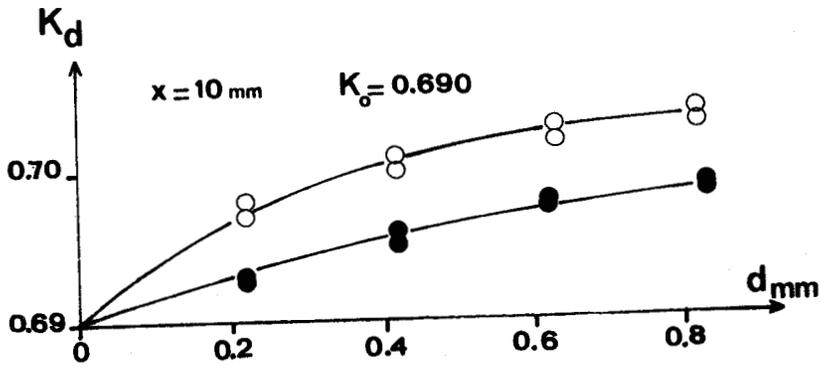


Figure 7.3 - Dièdre  $\phi = 90^\circ$  .

○  $h/d = 1$   
● 3

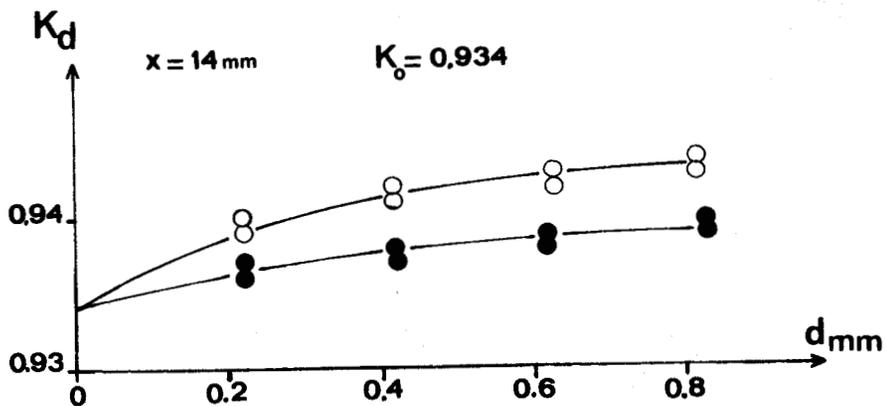
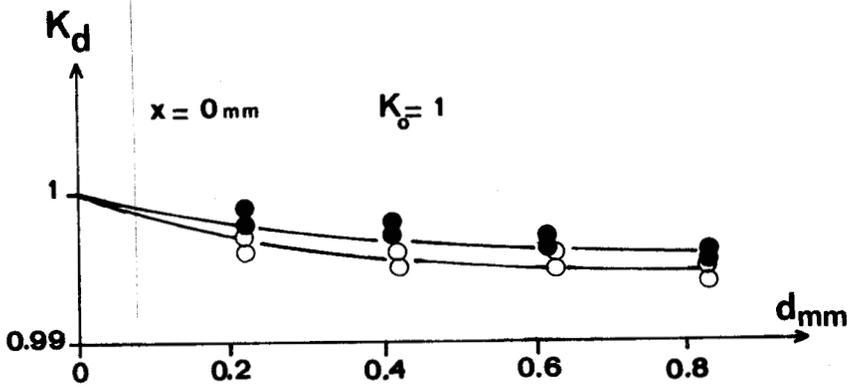


Figure 7.4 - Dièdre  $\phi = 180^\circ$  .

○  $h/d = 1$   
 ● 3

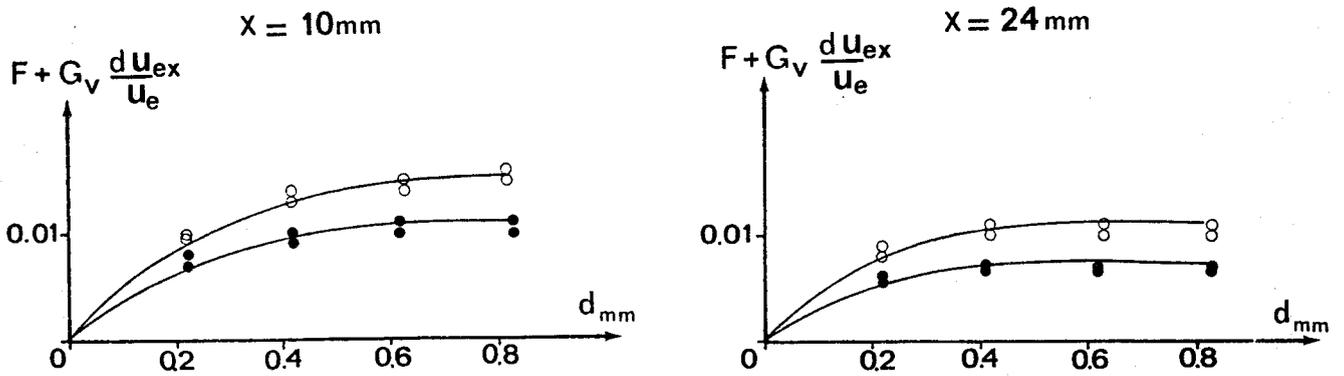


Figure 7.5 - Dièdre  $\phi = 30^\circ$  .

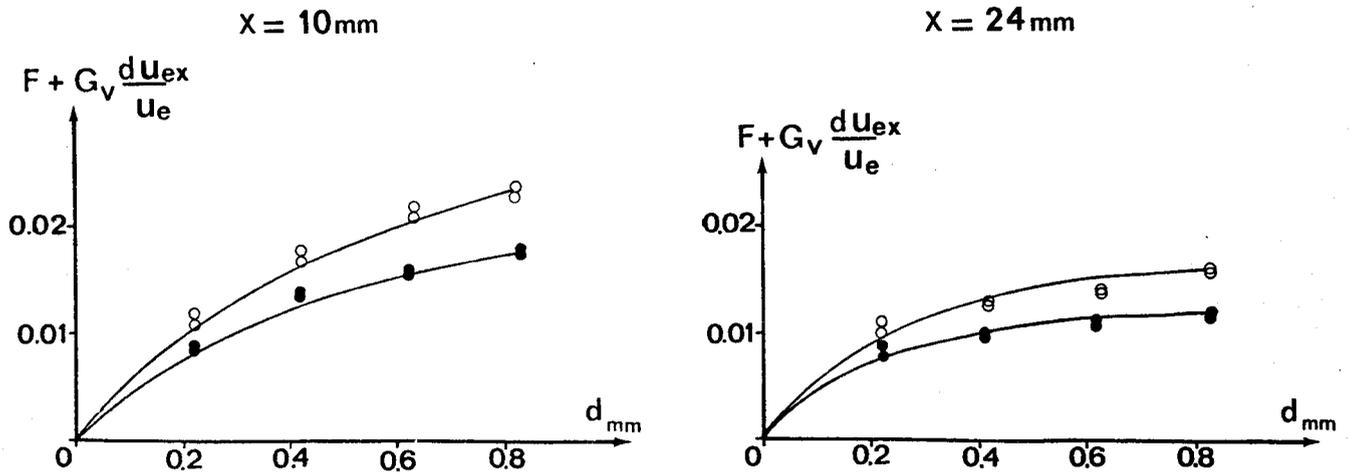


Figure 7.6 - Dièdre  $\phi = 60^\circ$  .

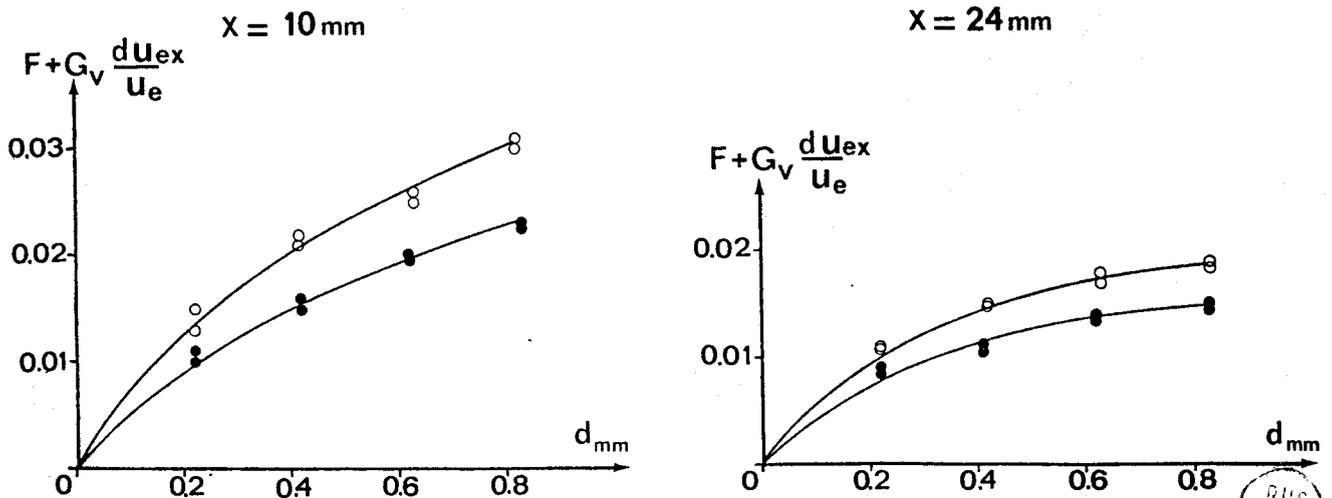
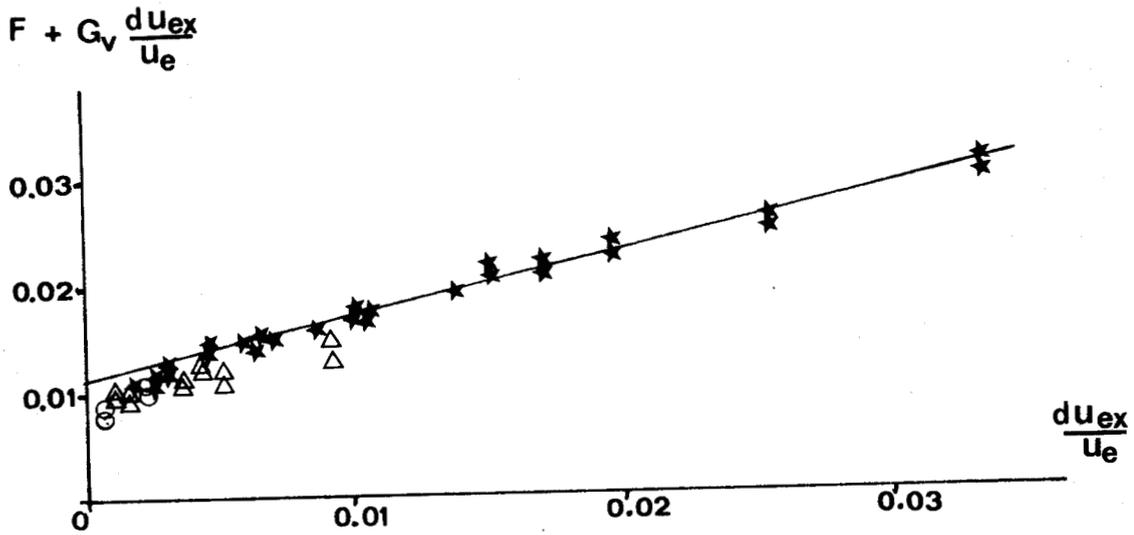


Figure 7.7 - Dièdre  $\phi = 90^\circ$  .



$$h/d = 1$$



- $\frac{d}{\theta} < 4$
- △  $4 < \frac{d}{\theta} < 8$
- ★  $8 < \frac{d}{\theta}$

$$h/d = 3$$

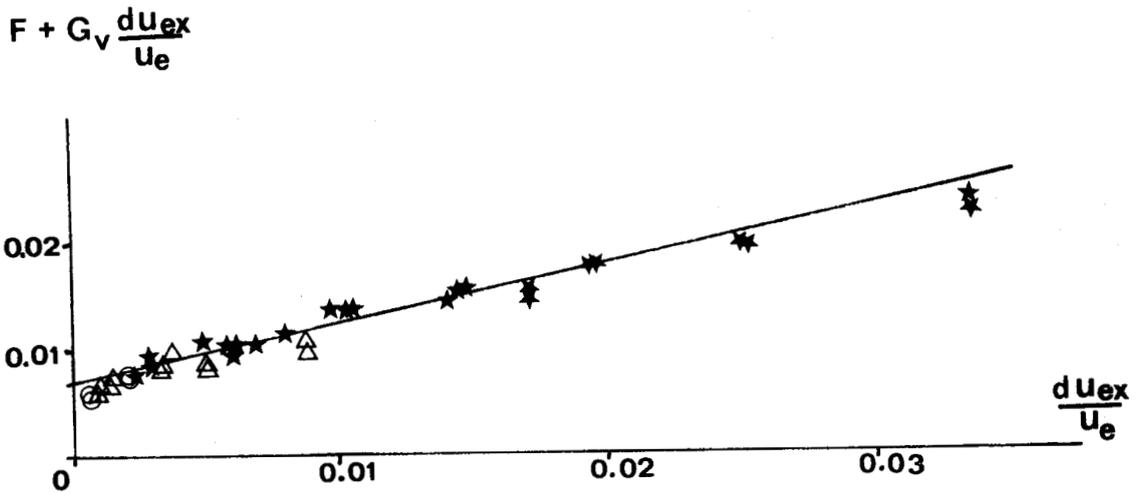


Figure 7.8 - Influence du gradient de vitesse en écoulement laminaire.

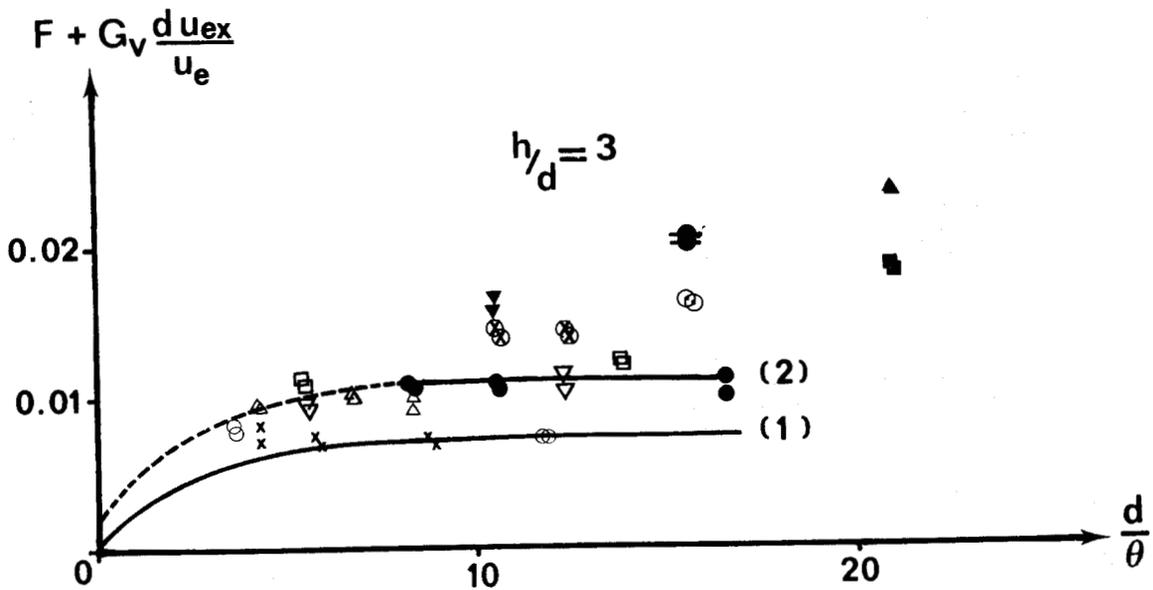
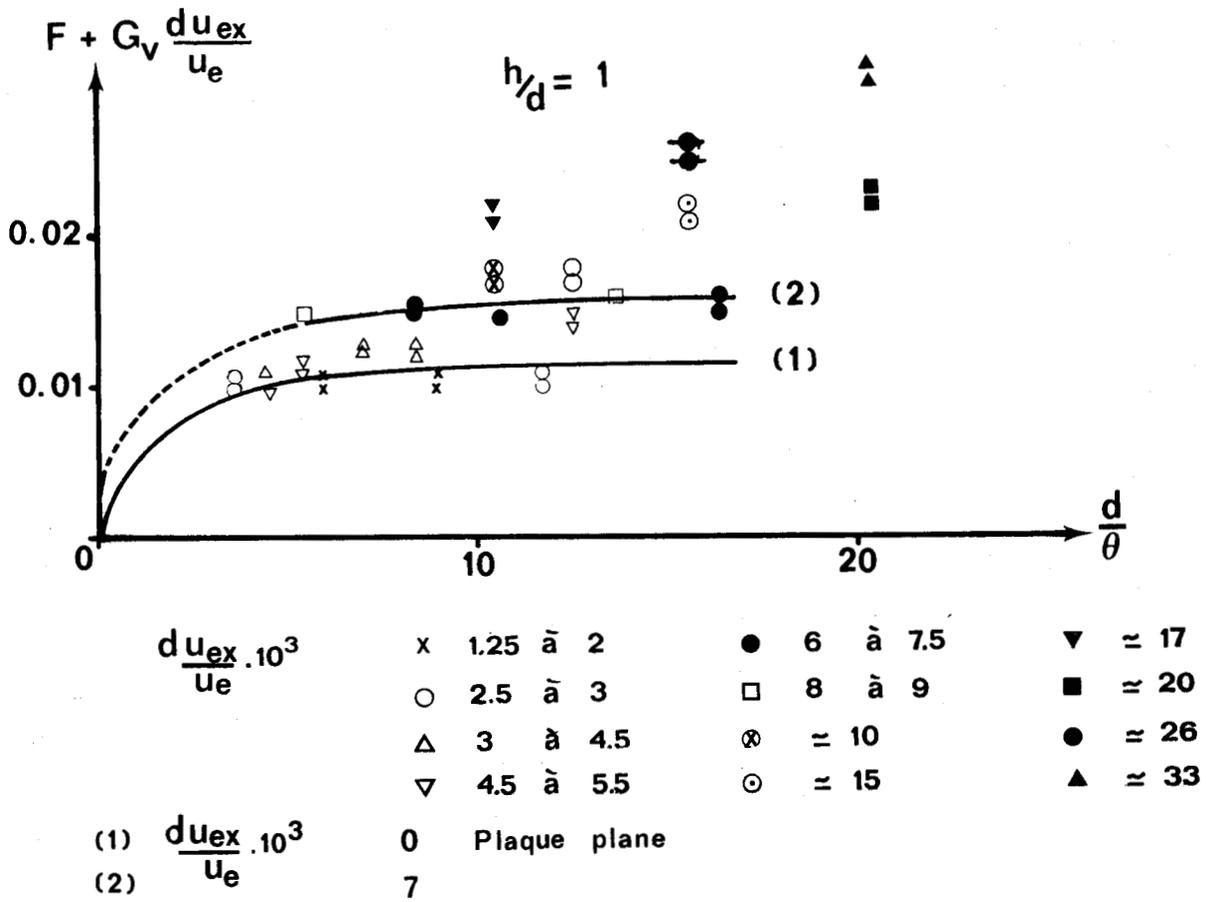


Figure 7.9 - Représentation de l'erreur

à  $\frac{du_{ex}}{u_e}$  constant en écoulement laminaire.



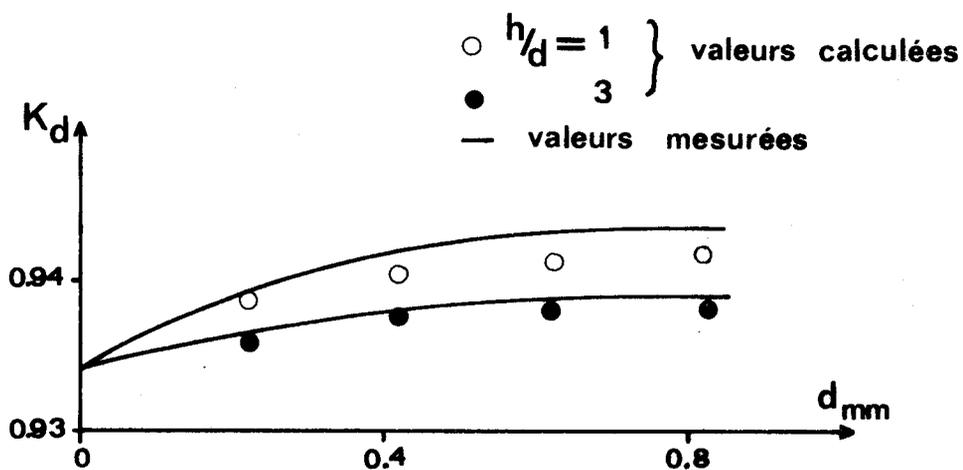


Figure 7.10 - Dièdre  $\phi = 180^\circ$  - voisinage du point d'arrêt.

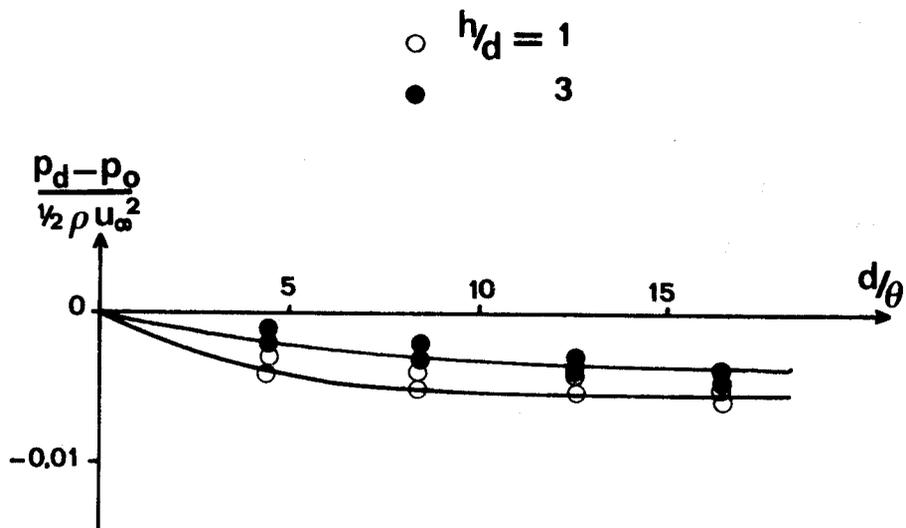
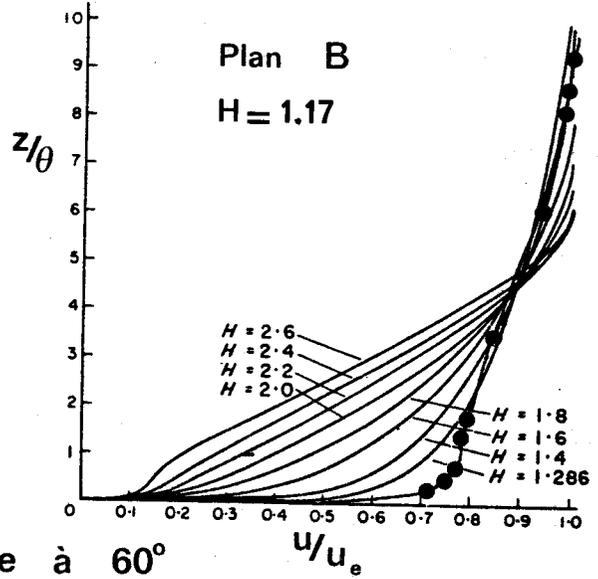
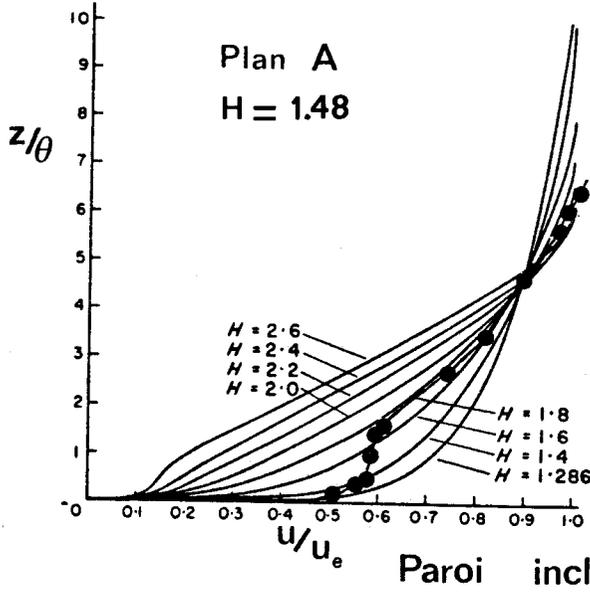
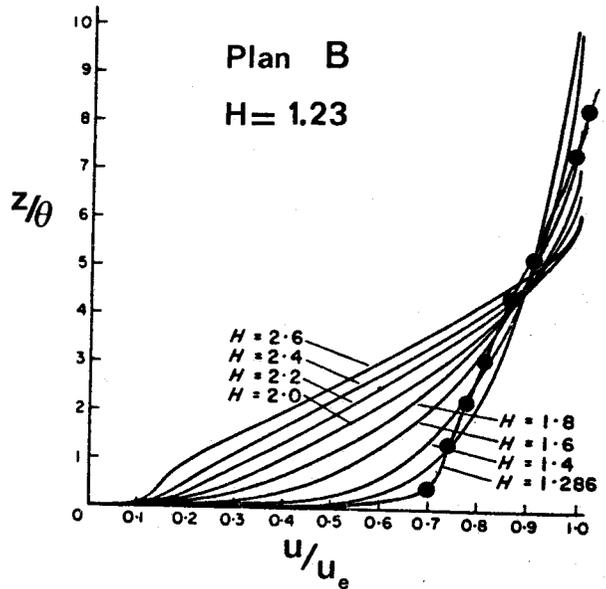
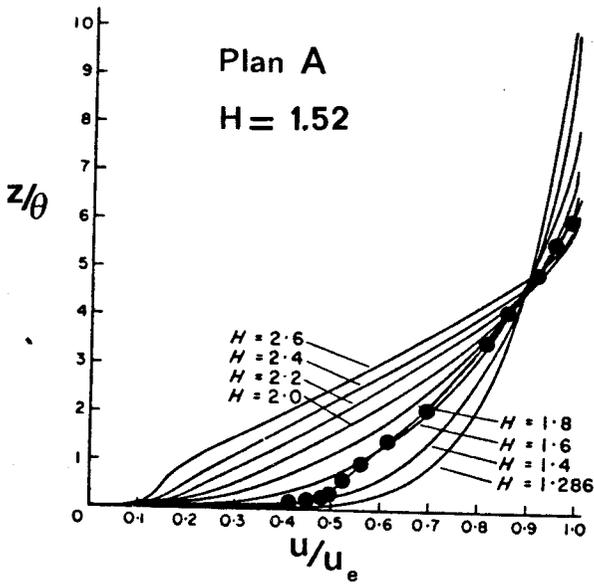


Figure 7.11 - Dièdre  $\phi = 180^\circ$  - cas du point d'arrêt.

Paroi inclinée à 45°



Paroi inclinée à 60°

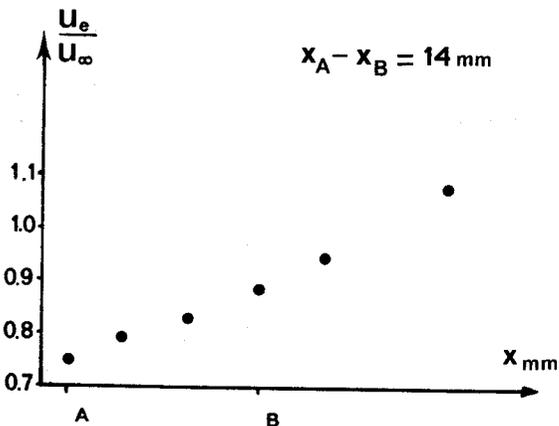


— d'après [38]

●●● nos points expérimentaux

Figure 7.12 : Etude de la couche limite.

Paroi inclinée à 45°



Paroi inclinée à 60°

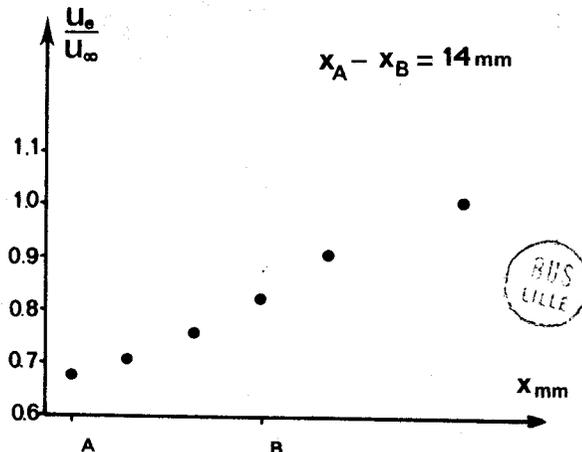


Figure 7.13 - Détermination du gradient de vitesse.

Plan A

$K_o = 0.437$

Plan B

$K_o = 0.195$

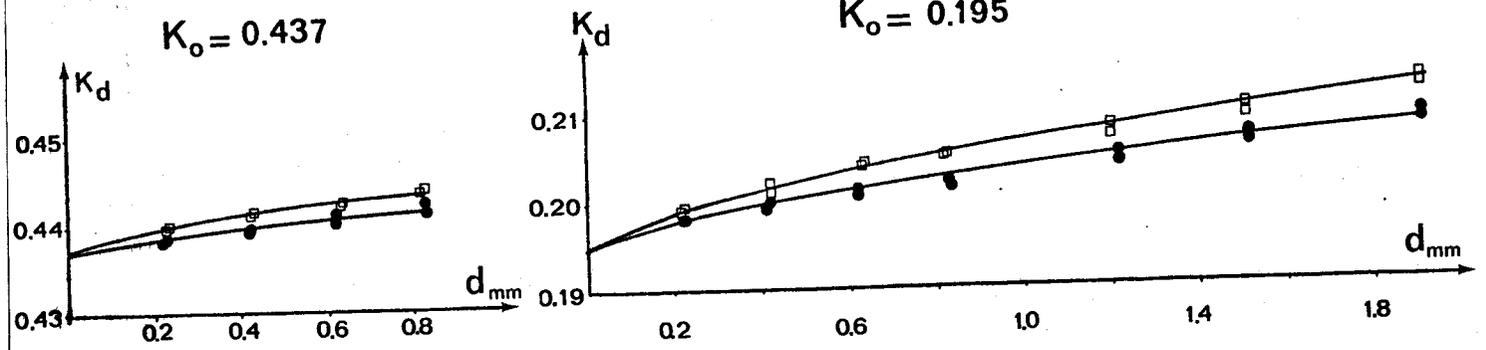


Figure 7.14 - Paroi inclinée à 45°.

□  $h/d = 1$   
● 3

Plan A

$K_o = 0.549$

Plan B

$K_o = 0.317$

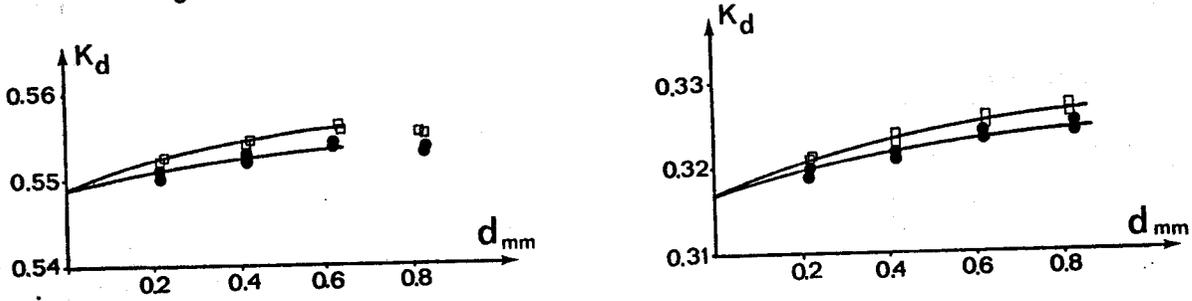


Figure 7.15 - Paroi inclinée à 60°.

Plan A

Plan B

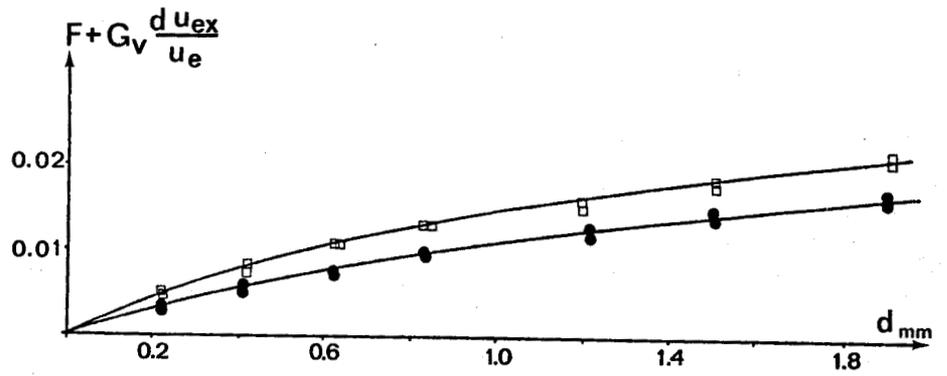
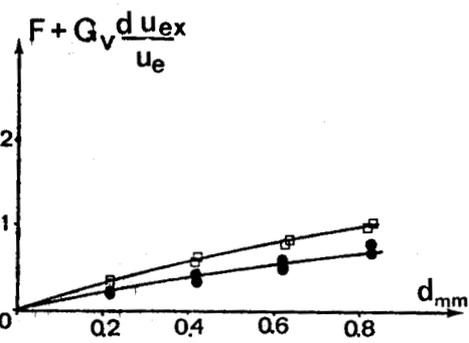


Figure 7.16 - Paroi inclinée à 45°.

□  $h/d = 1$

● 3

Plan A

Plan B

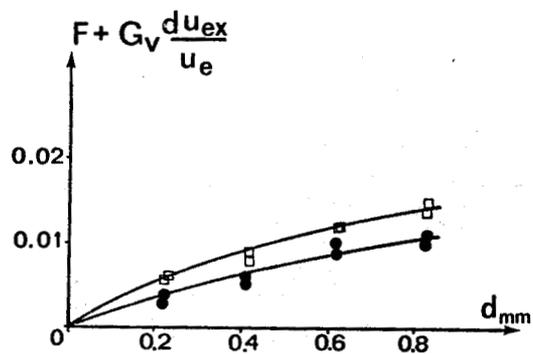
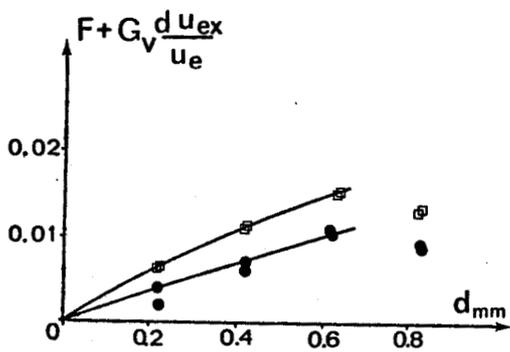
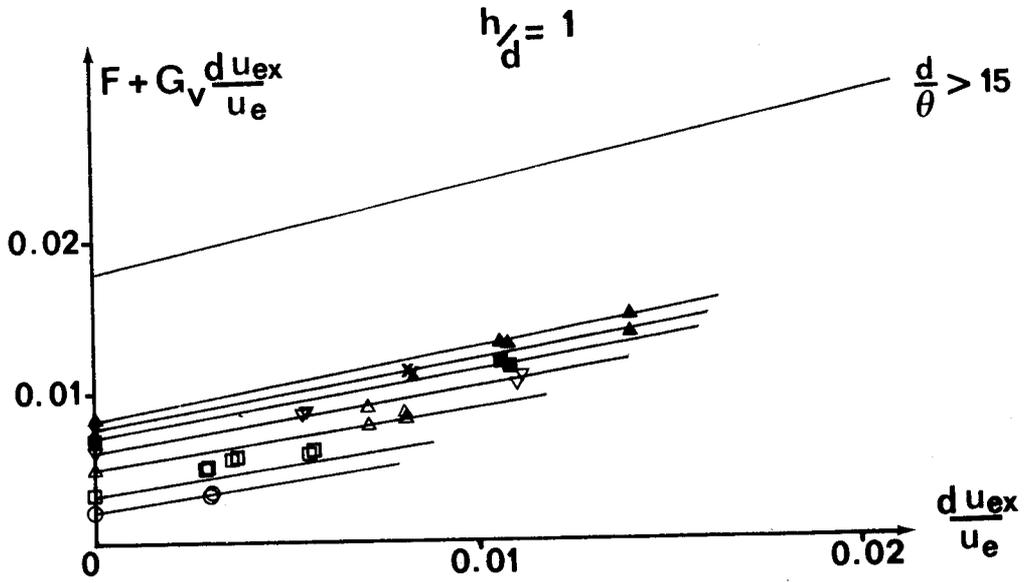
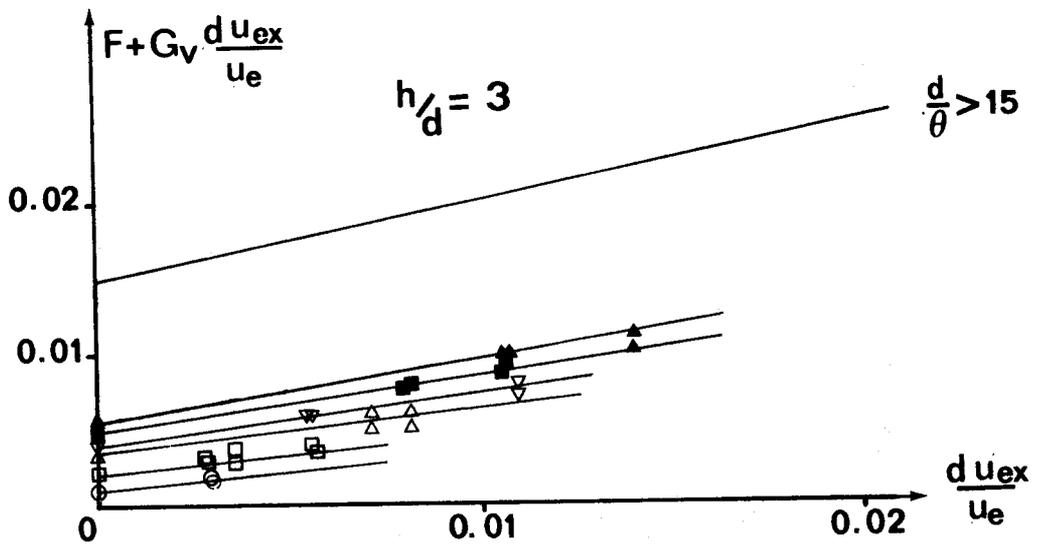


Figure 7.17 - Paroi inclinée à 60°.



- Valeurs de  $d/\theta$
- |   |             |   |             |
|---|-------------|---|-------------|
| ○ | 0.10        | ■ | 0.48        |
| □ | 0.17 - 0.20 | x | 0.52        |
| △ | 0.30 - 0.32 | ▲ | 0.64 - 0.69 |
| ▽ | 0.35 - 0.39 |   |             |



- Valeurs de  $d/\theta$
- |   |             |   |             |
|---|-------------|---|-------------|
| ○ | 0.10        | ■ | 0.48 - 0.52 |
| □ | 0.17 - 0.20 | ▲ | 0.64 - 0.69 |
| △ | 0.29 - 0.32 |   |             |
| ▽ | 0.35 - 0.40 |   |             |

Figure 7.18 - Influence du gradient de vitesse en écoulement turbulent.

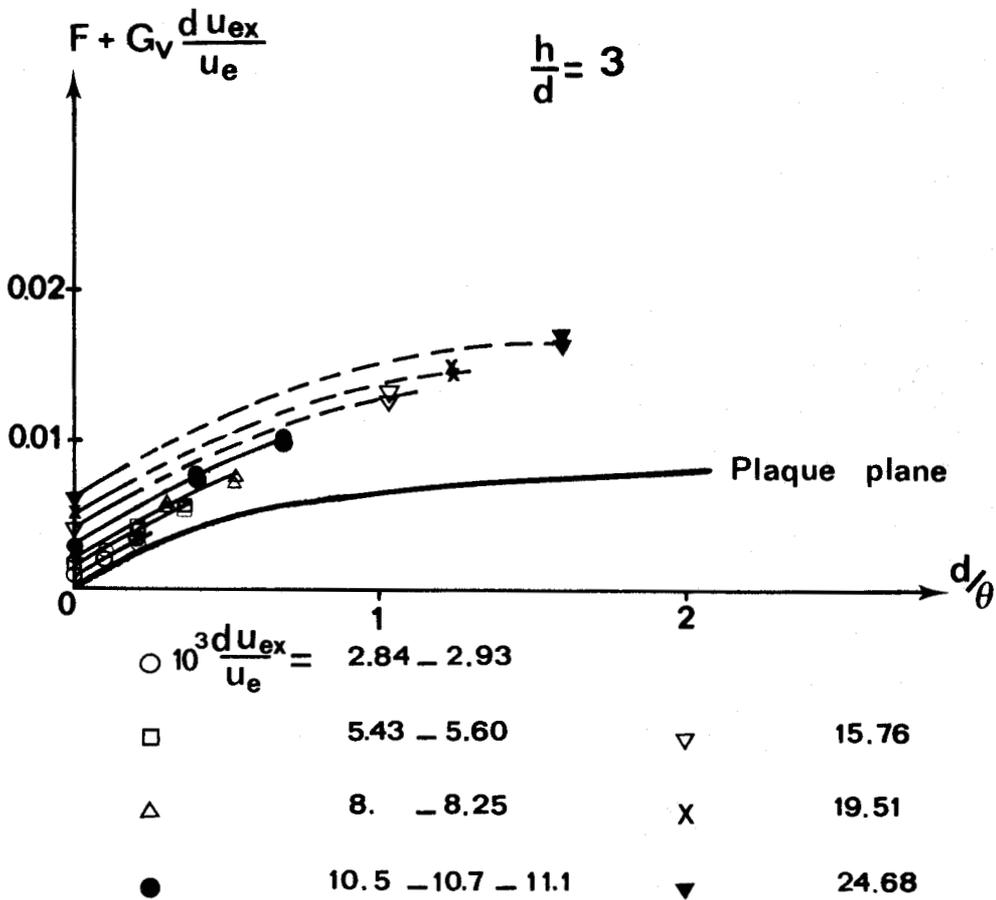
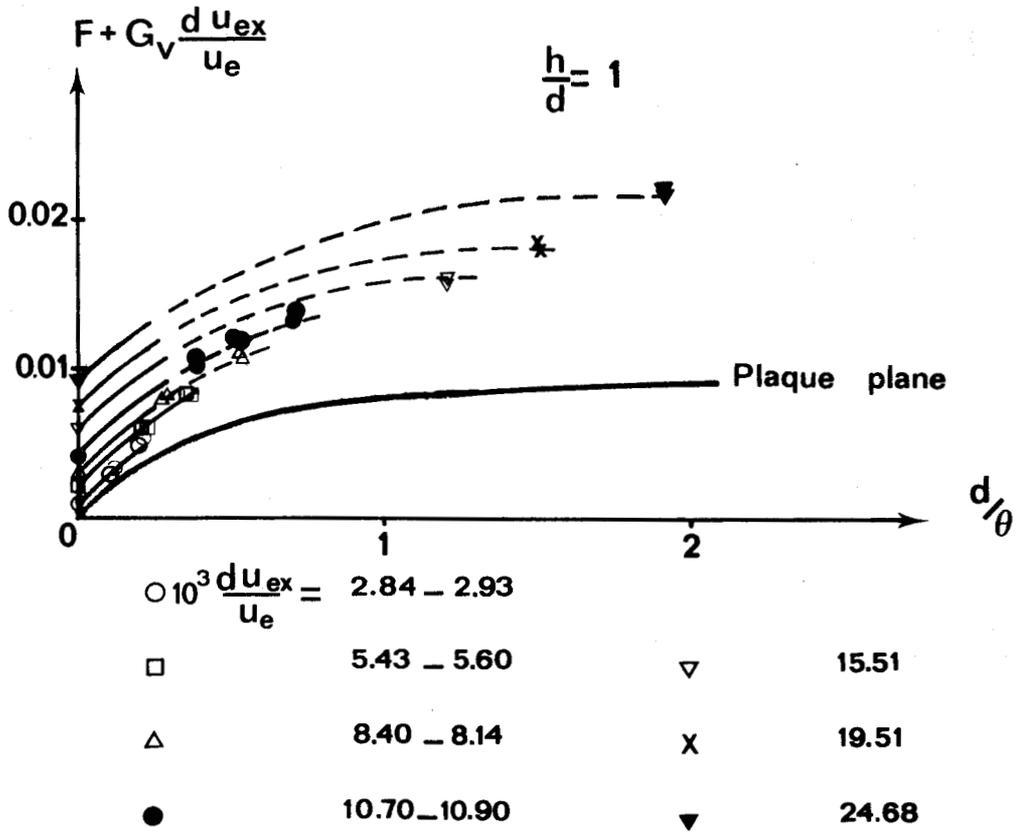


Figure 7.19 - Représentation de l'erreur

à  $\frac{d u_{ex}}{u_e}$  constant en écoulement turbulent.



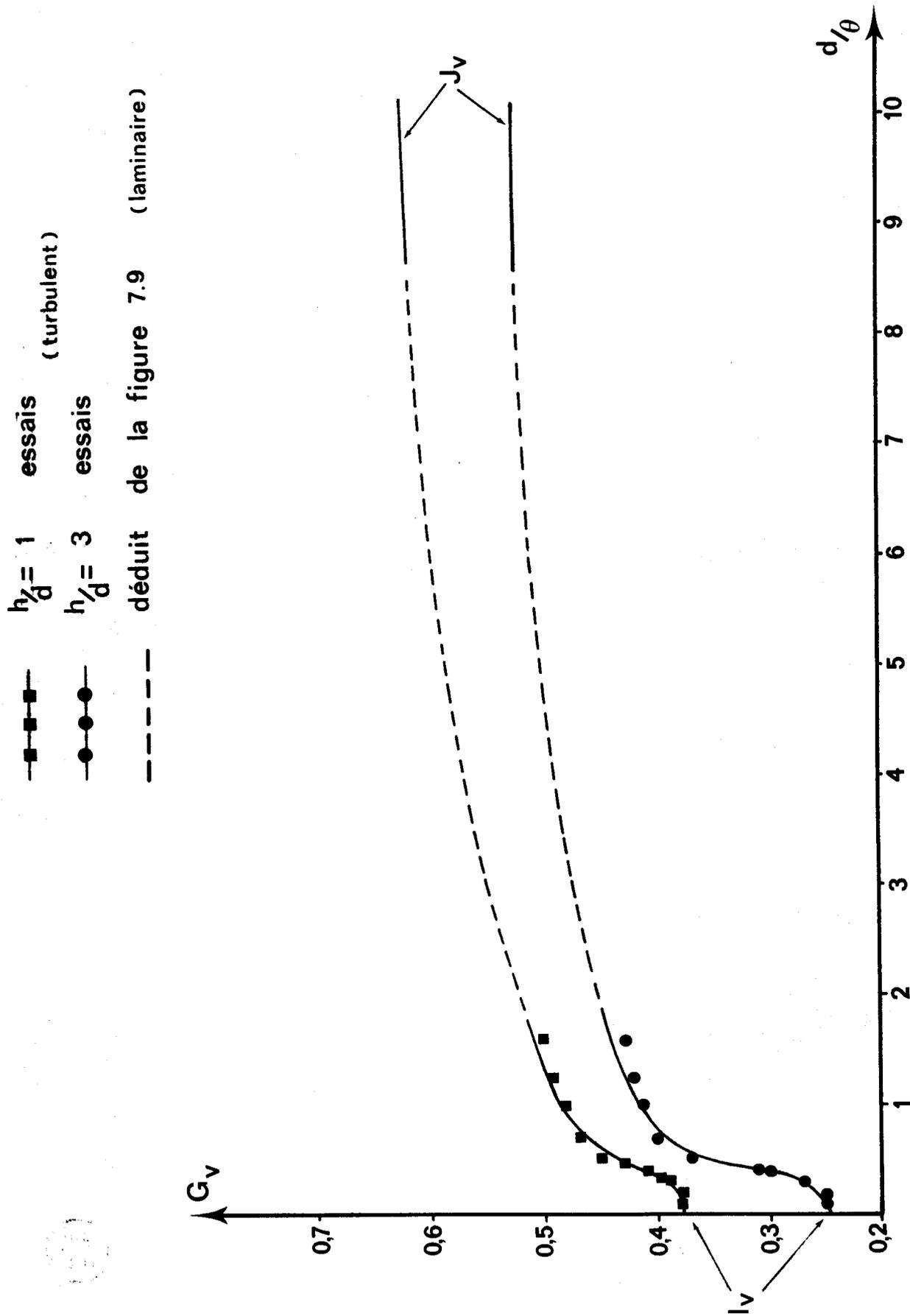


Figure 7.20 - Influence du gradient de vitesse.

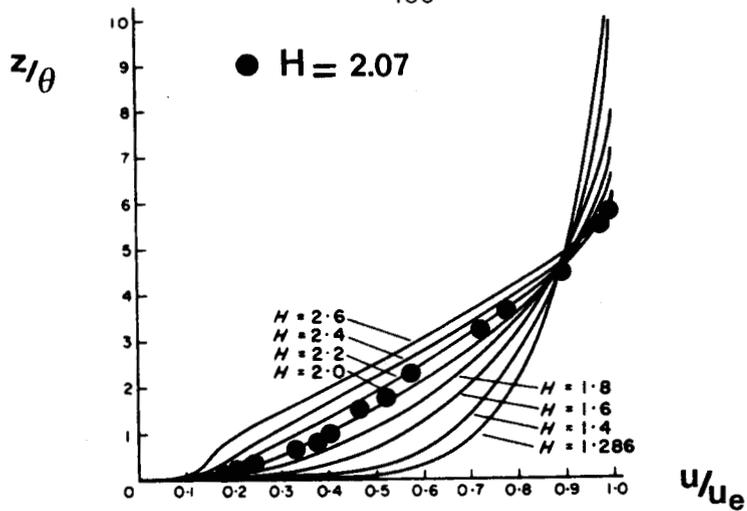


Figure 7.21 - Effet du signe du gradient de vitesse - Profil de vitesse dans la couche limite.

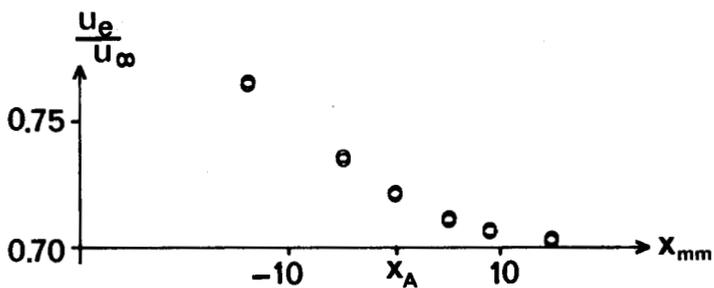


Figure 7.22 - Détermination du gradient de vitesse.

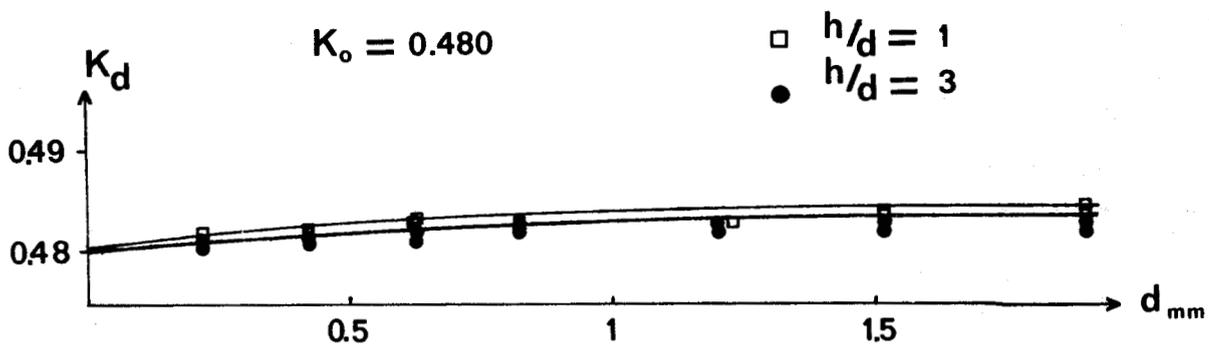


Figure 7.23 - Résultats bruts.

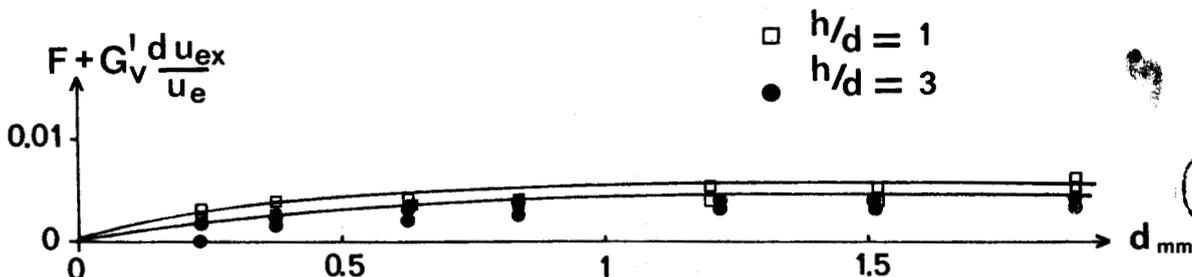


Figure 7.24 - Effet du signe du gradient de vitesse.



*FIGURES DU CHAPITRE 8*

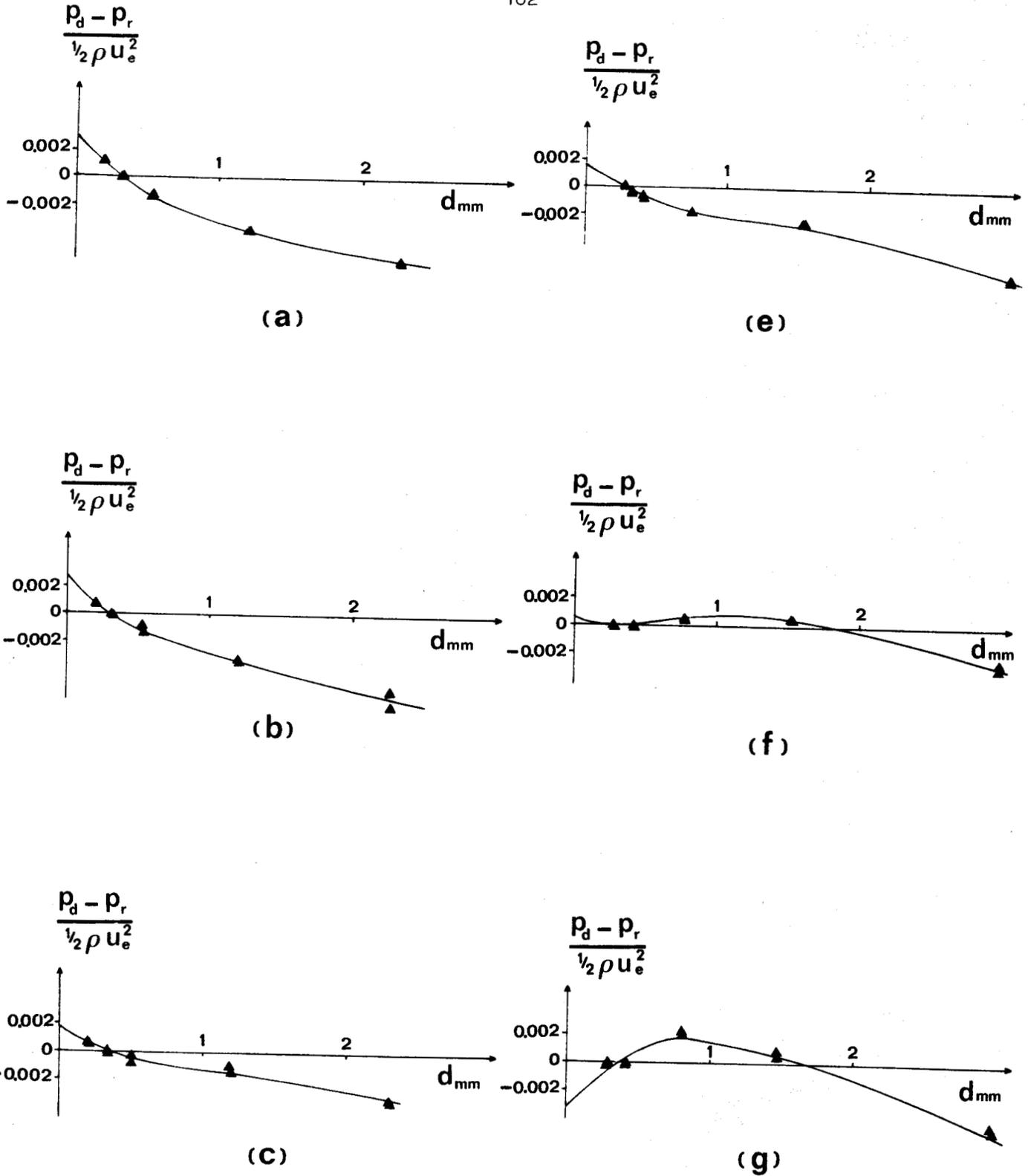
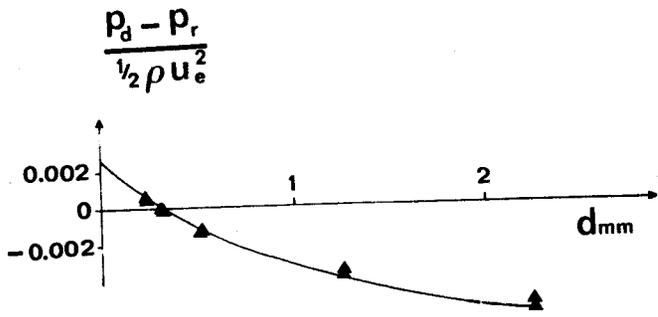


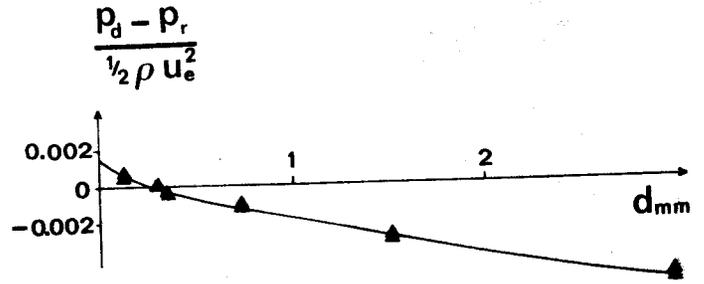
Figure 8.1 - Cylindres tournants  $h/d = 1$ .



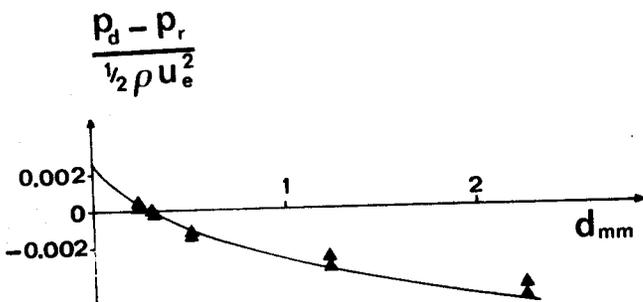
	a	b	c	e	f	g
$D_{mm}$	48	48	48	60	60	60
$D'_{mm}$	84	72	64	84	72	64



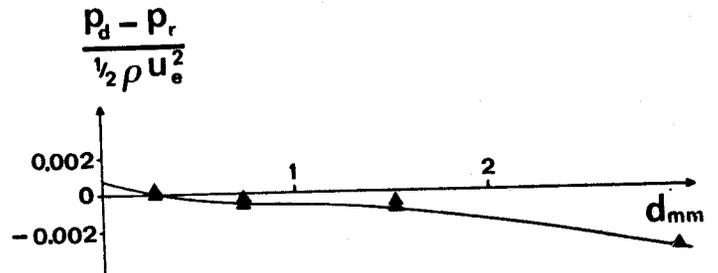
(a)



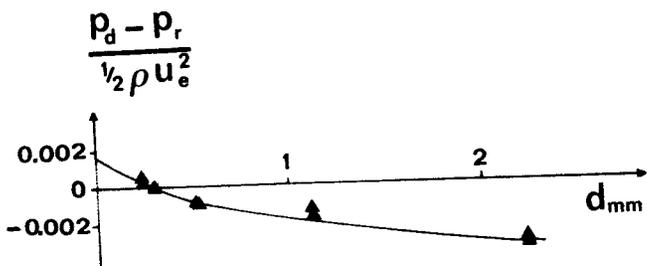
(e)



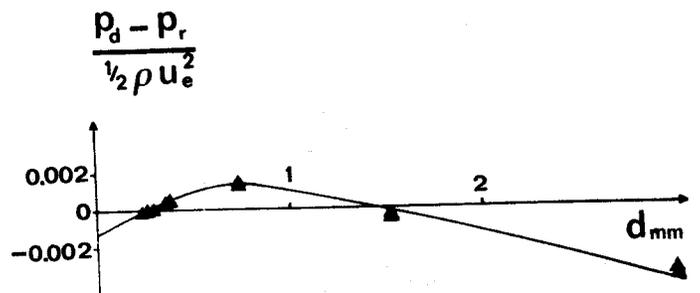
(b)



(f)



(c)



(g)

Figure 8.2 - Cylindres tournants  $h/d = 3$ .

	a	b	c	e	f	g
$D_{mm}$	48	48	48	60	60	60
$D'_{mm}$	84	72	64	84	72	64

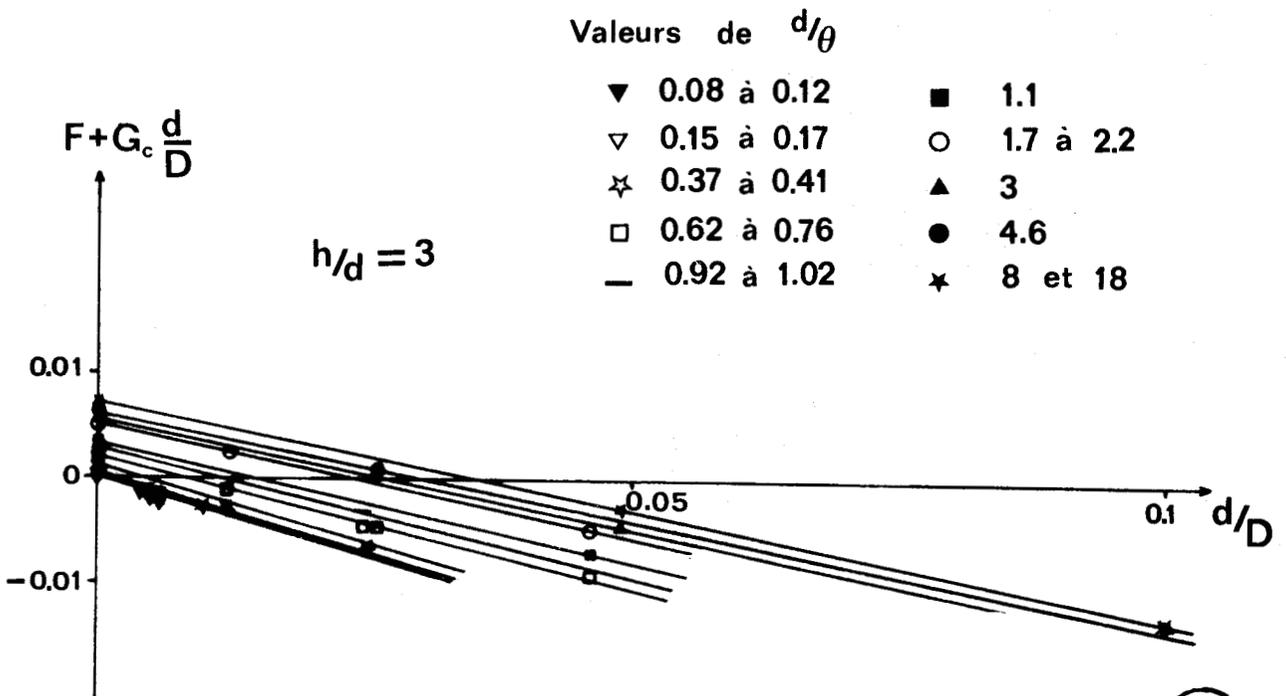
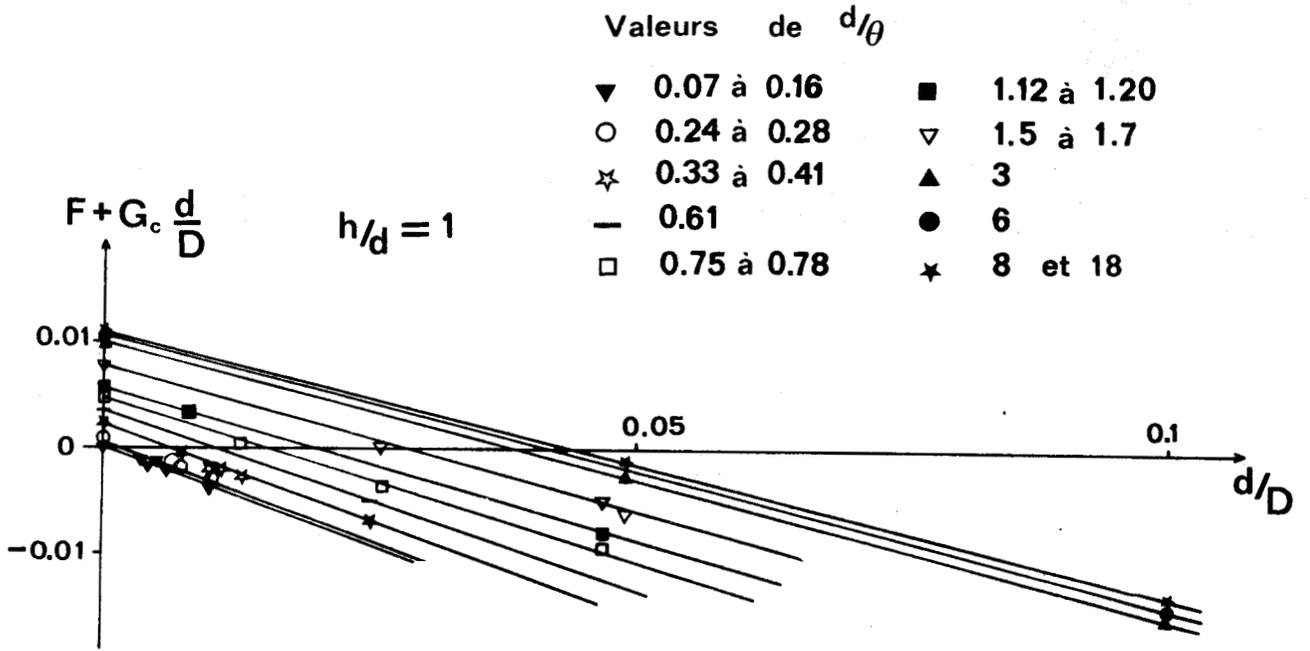


Figure 8.3 - Influence de la courbure en écoulement laminaire.



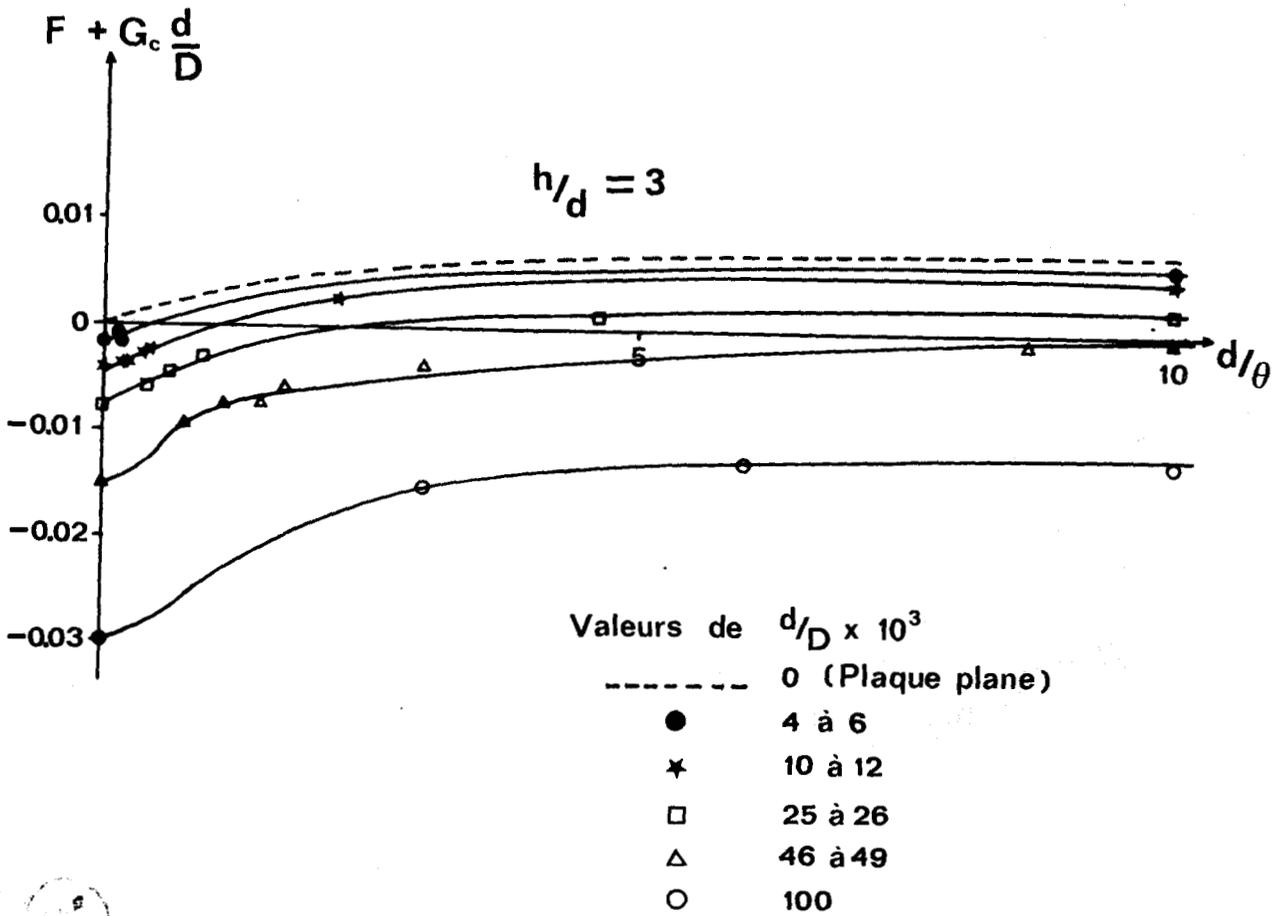
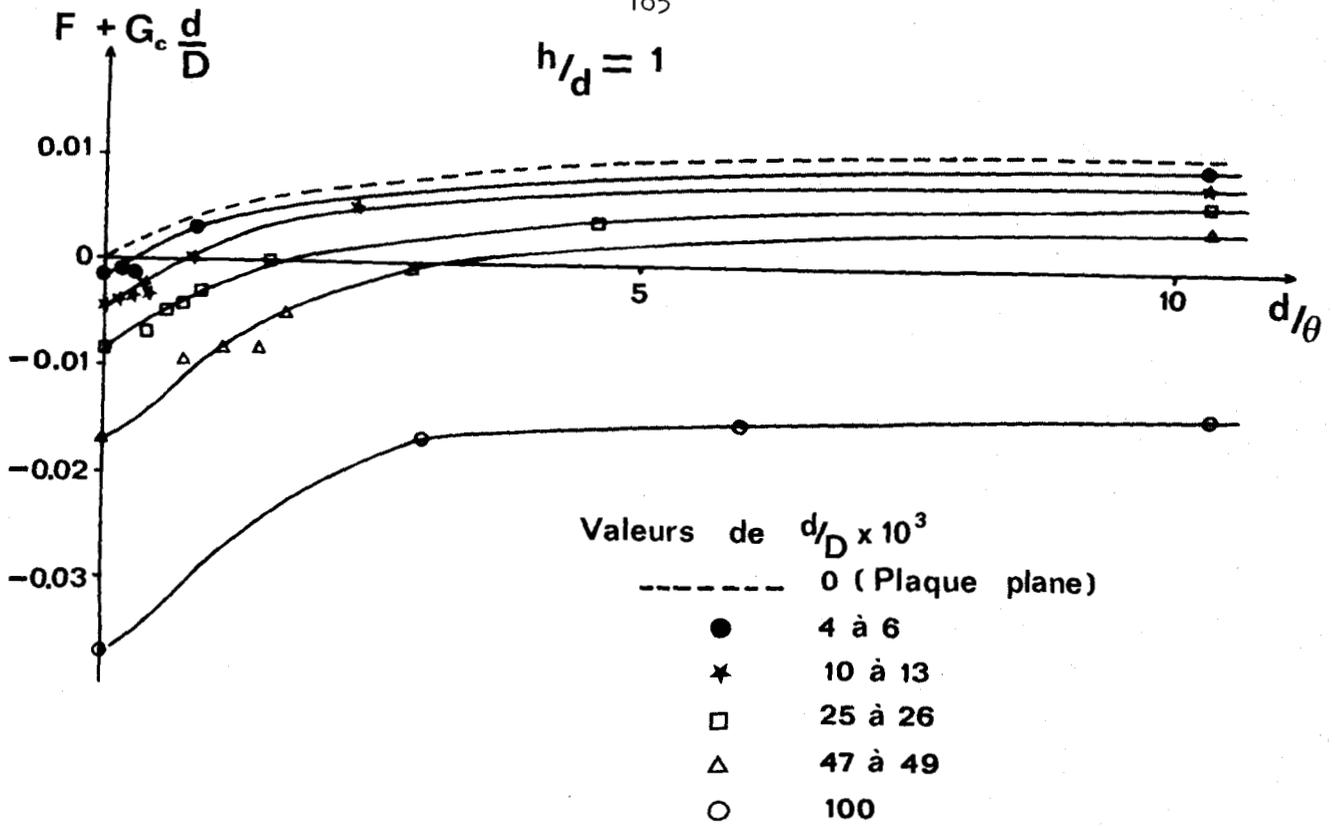


Figure 8.4 - Représentation de l'erreur à  $d/D$  constant.

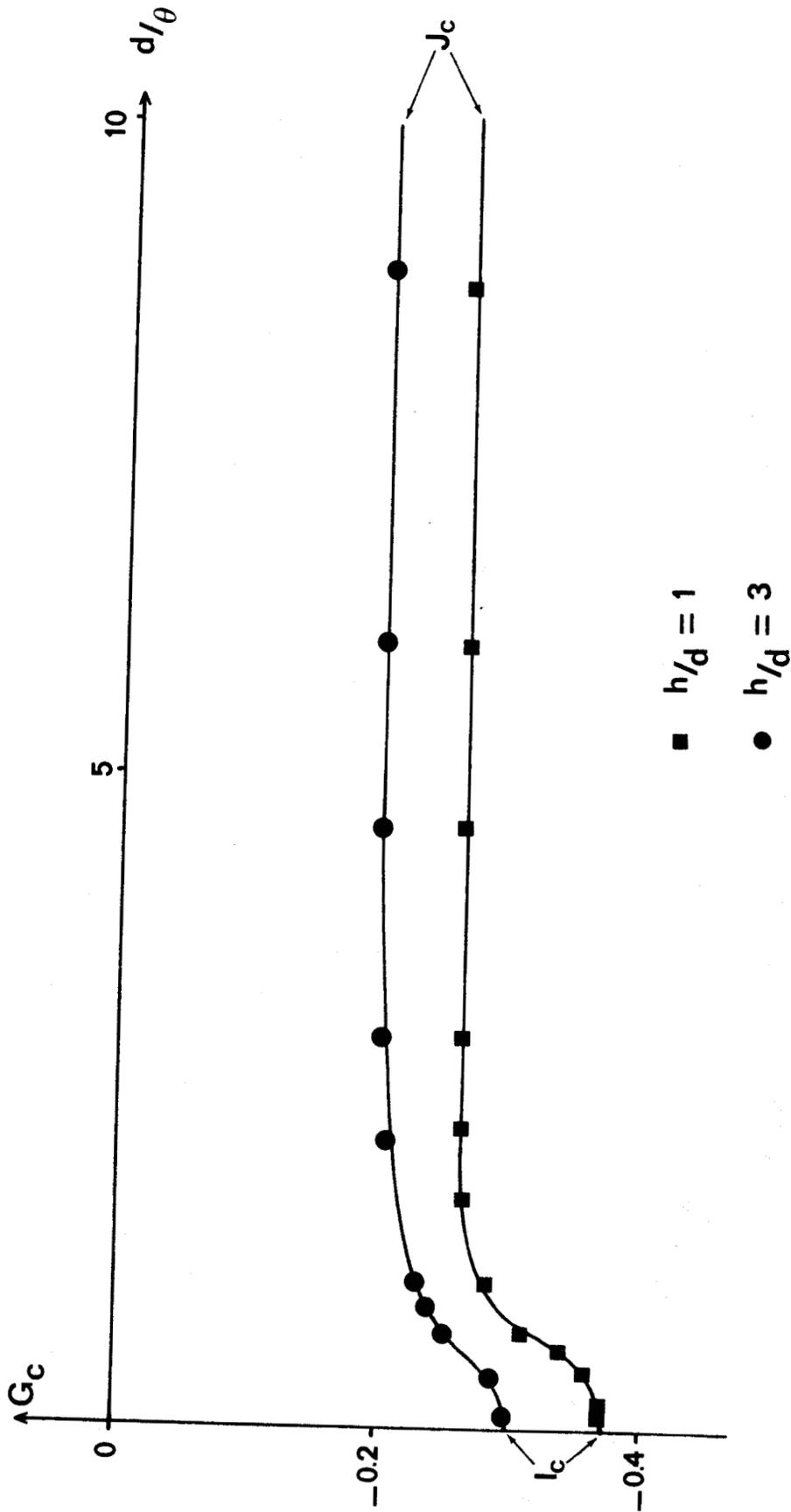


Figure 8.5 - Influence de la courbure en écoulement laminaire.

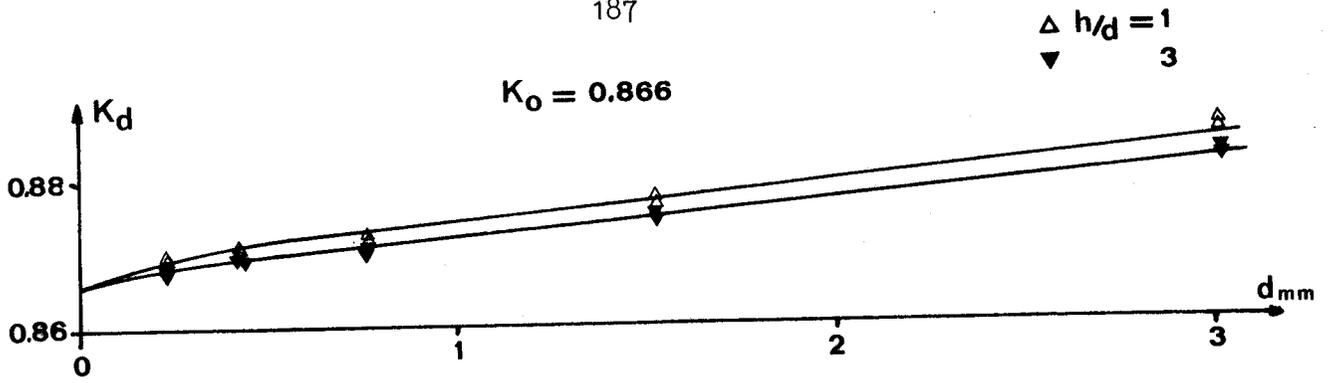


Figure 8.6 - Paroi convexe en  $x = 14$  mm.

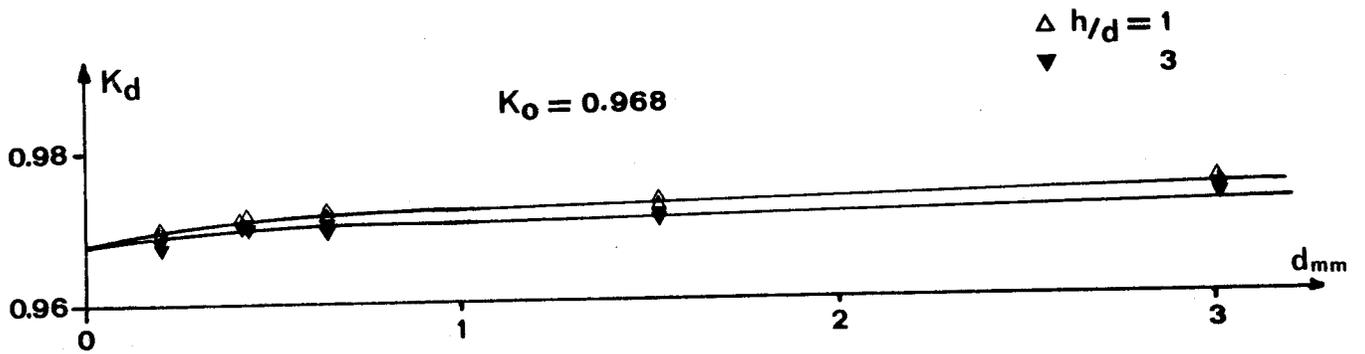


Figure 8.7 - Paroi concave en  $x = 14$  mm.

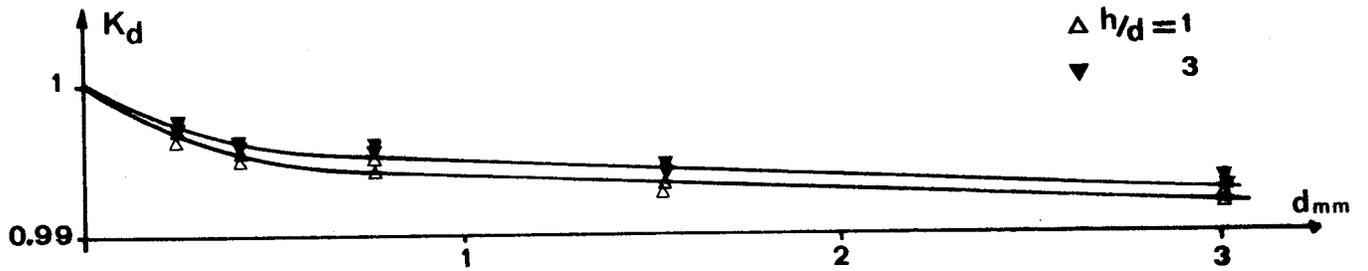


Figure 8.8 - Paroi convexe au point d'arrêt.

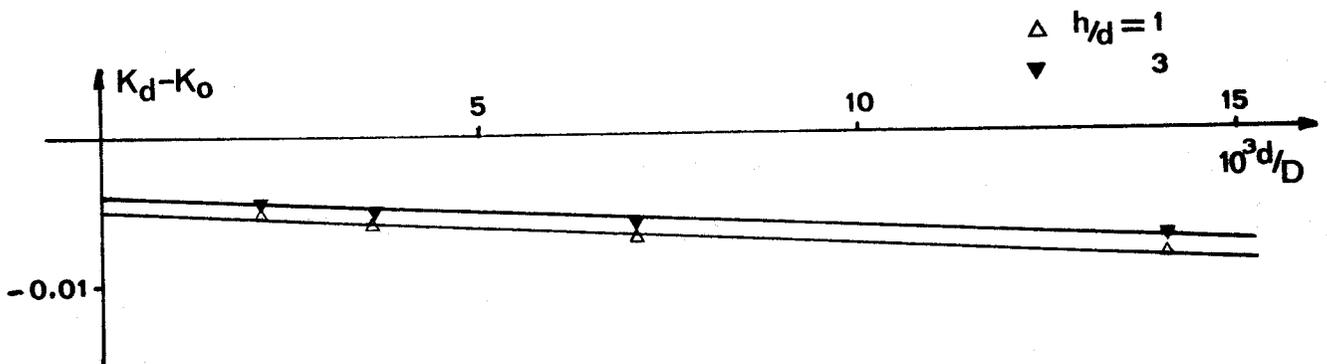


Figure 8.9 - Erreur au point d'arrêt : paroi convexe ou concave, avec  $\frac{d}{\theta} \geq 8$ .

FIGURES DU CHAPITRE 9

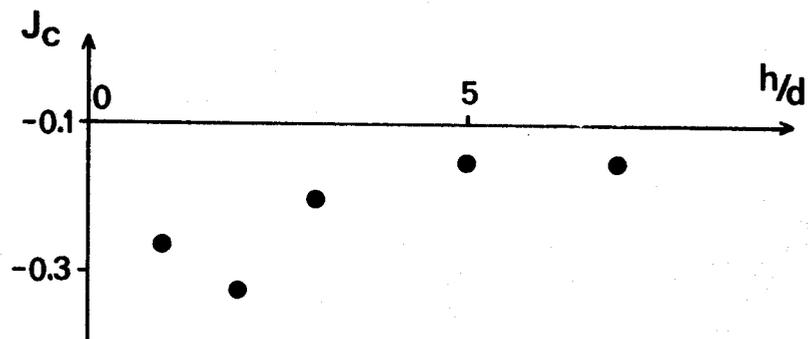
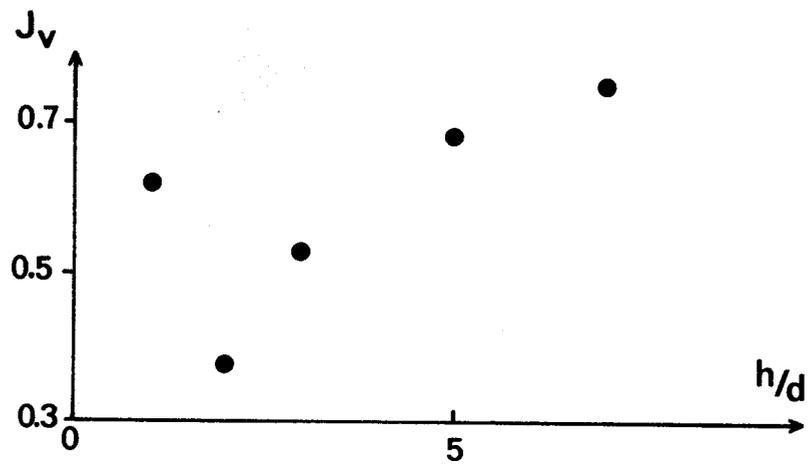
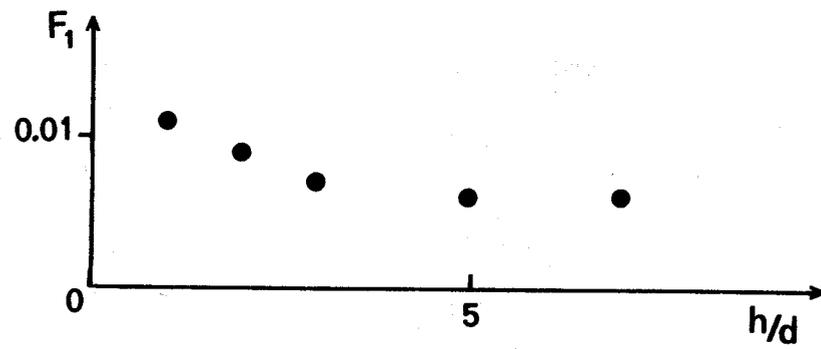
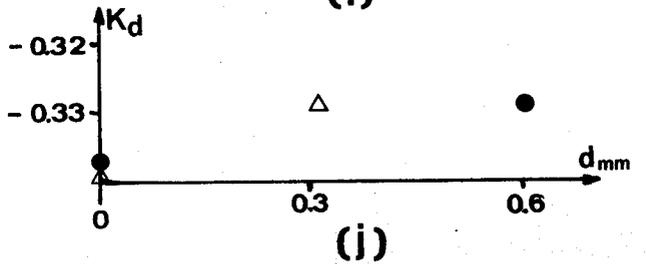
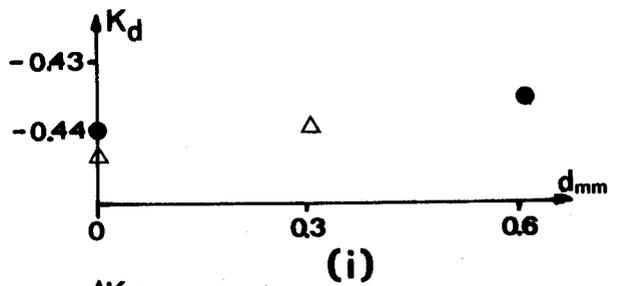
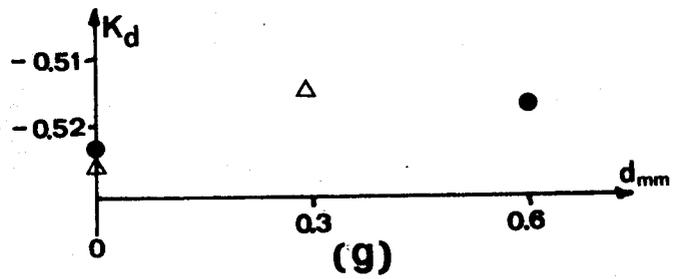
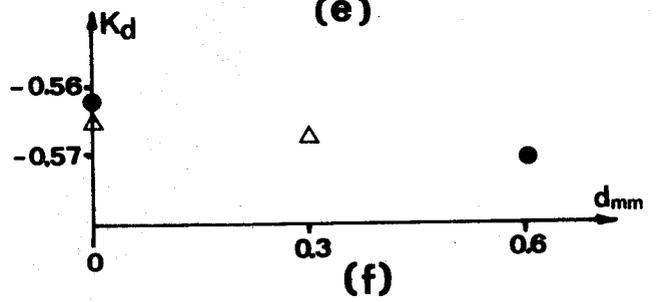
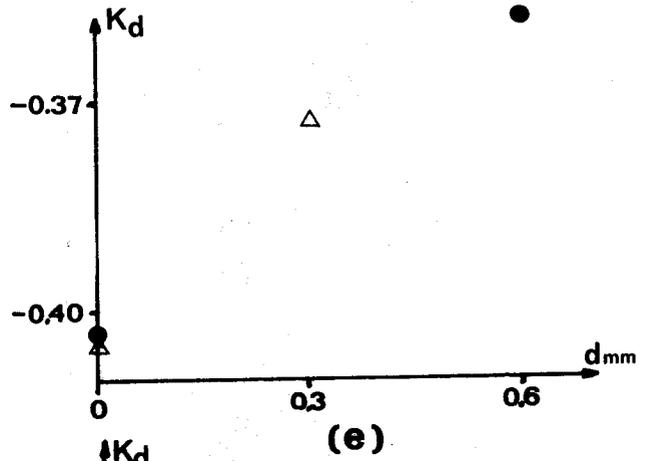
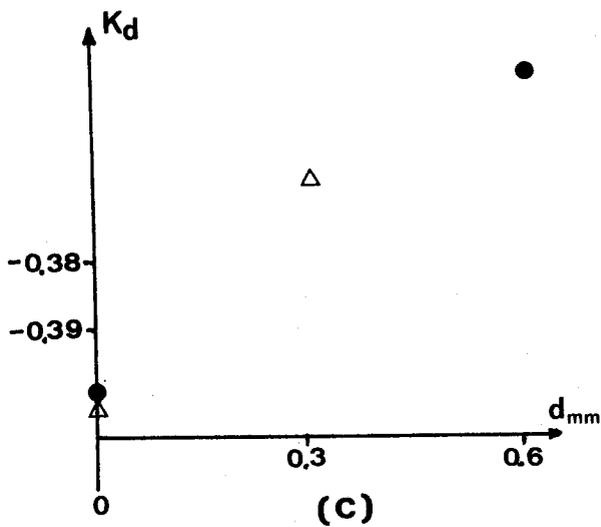
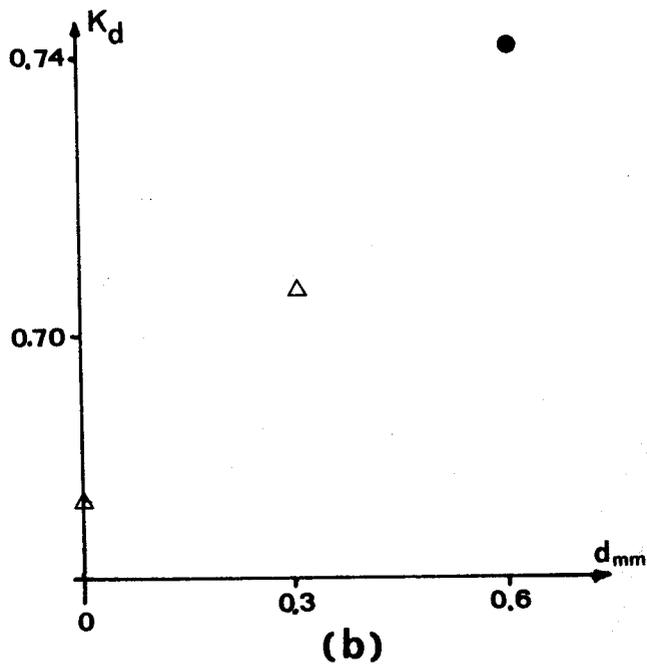
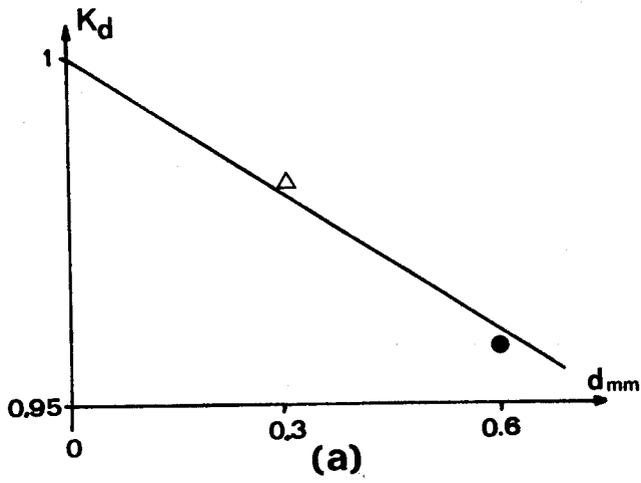
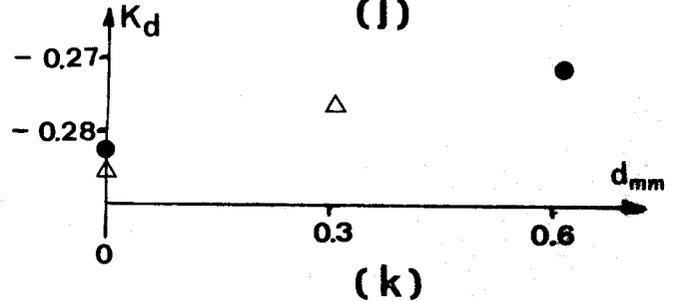
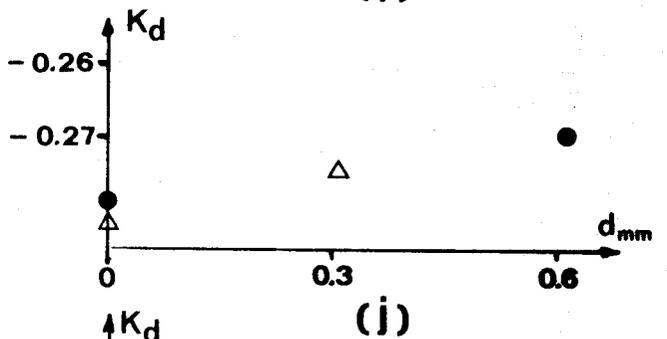
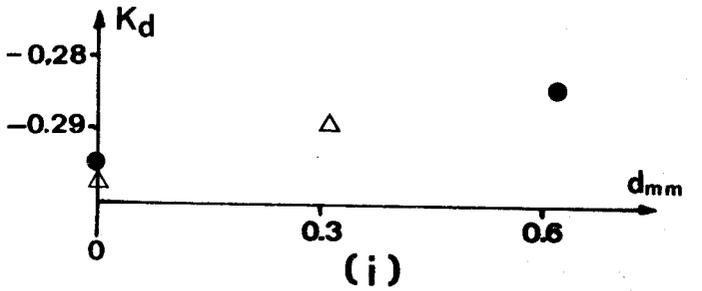
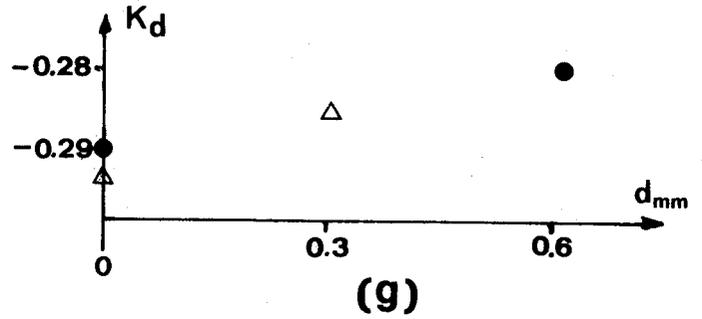
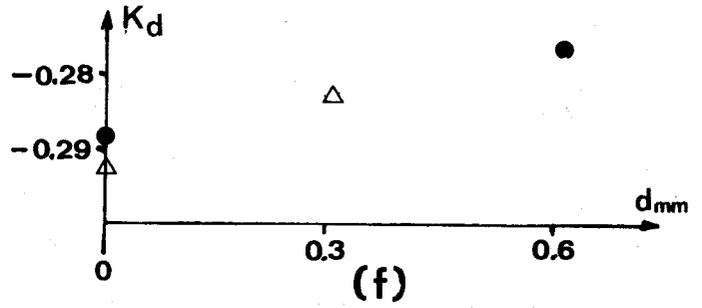
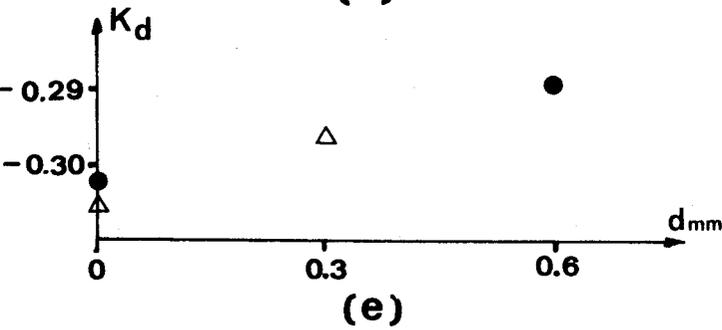
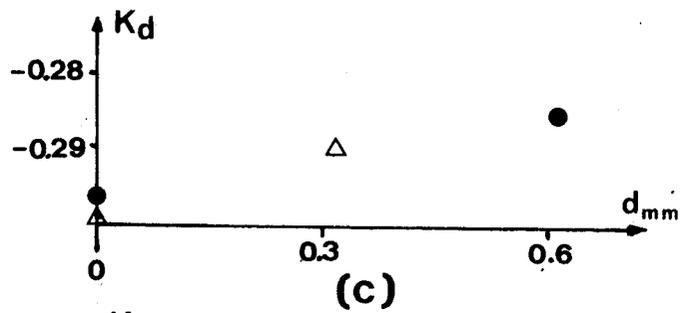
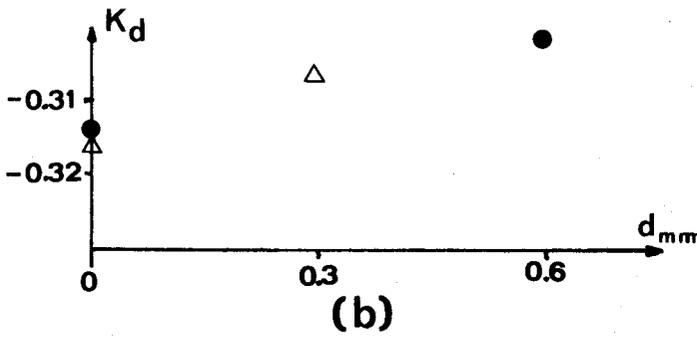
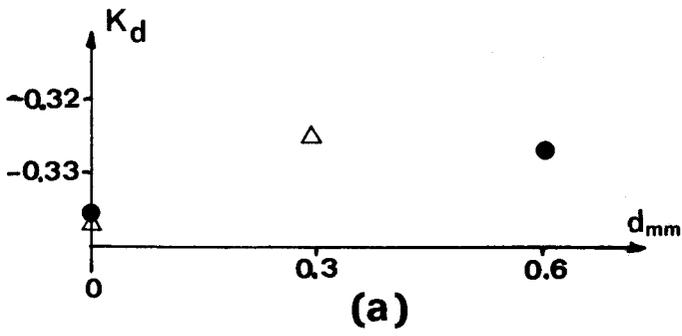


Figure 9.1 - Influence de  $h/d$  pour  $d \gg \theta$ .



	a	b	c	e	f	g	i	j
$10^3 x/l$	0	7.8	24.6	25.2	33.8	43.2	46.0	79.5

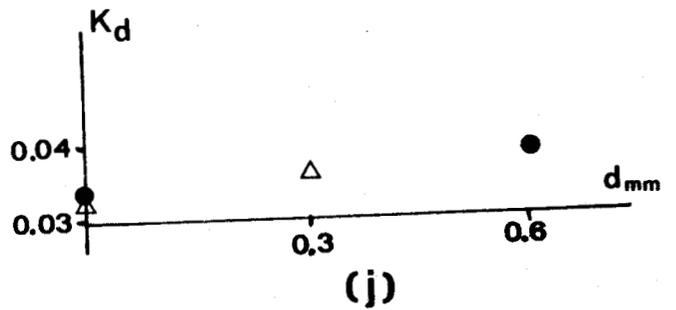
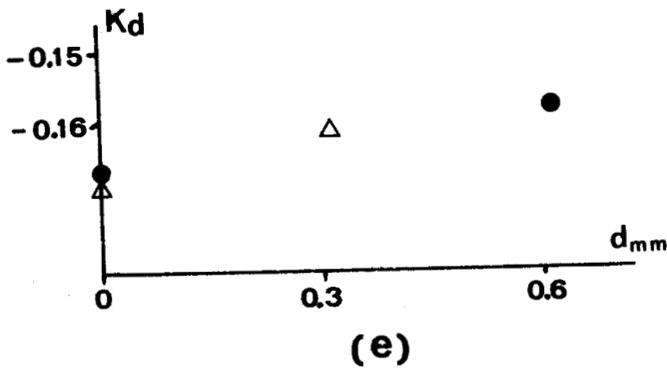
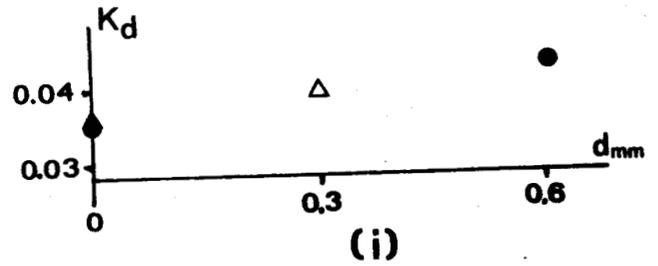
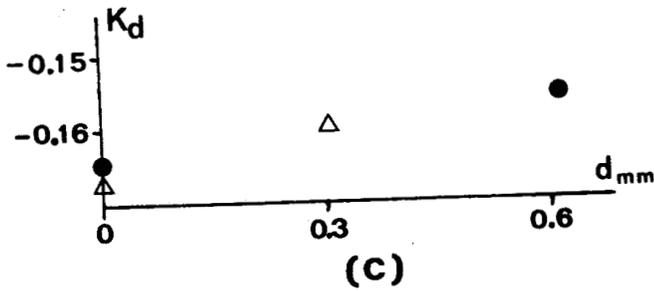
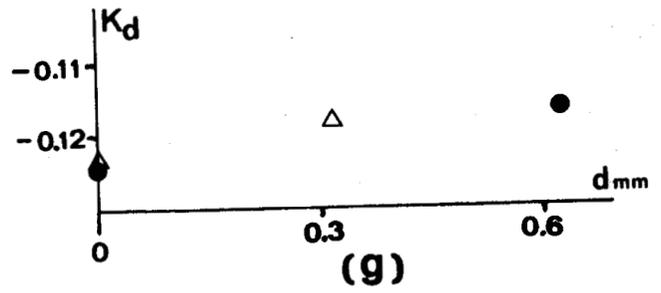
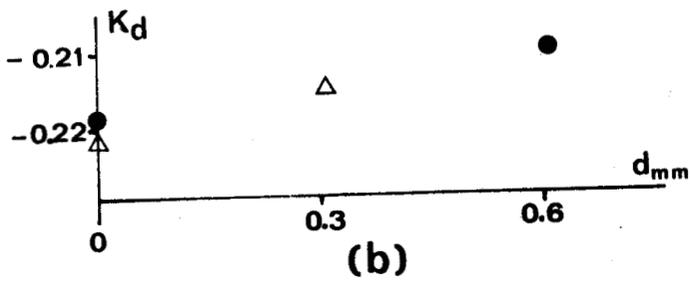
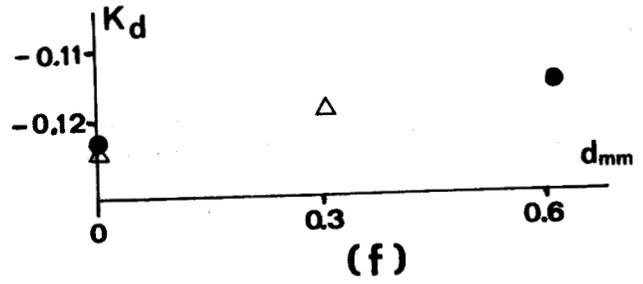
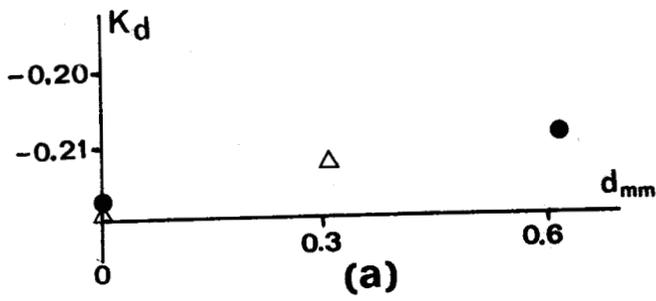
Figure 9.2 - Application au profil ONERA D .



	a	b	c	e	f	g	i	j	k
$10^3 X/l$	80	114	133	161	280	380	381	480	482



Figure 9.3 - Application au profil ONERA D .



	a	b	c	e	f	g	i	j
$10^3 x/l$	580	582	681	682	781	783	949	950

Figure 9.4 - Application au profil ONERA D .

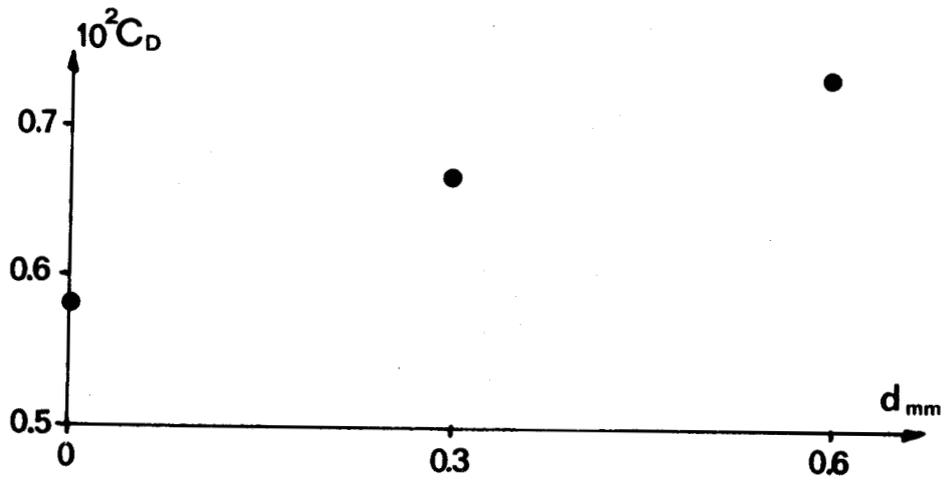


Figure 9.5 - Coefficients de trainée du profil ONERA D.

VALEURS NUMERIQUES

VALEURS NUMERIQUES DU CHAPITRE 1

$\alpha$ degré	$K_o$	$\alpha$ degré	$K_o$
0	1,012	90	- 1,087
3	1,003	95	- 1,069
5	0,988	100	- 1,079
10	0,903	105	- 1,089
15	0,783	110	- 1,099
20	0,607	115	- 1,110
25	0,417	120	- 1,117
30	0,185	125	- 1,130
35	- 0,082	130	- 1,138
40	- 0,335	135	- 1,150
45	- 0,593	140	- 1,160
50	- 0,848	145	- 1,175
55	- 1,046	150	- 1,218
60	- 1,203	155	- 1,228
65	- 1,301	160	- 1,247
70	- 1,334	165	- 1,281
75	- 1,269	170	- 1,301
80	- 1,200	175	- 1,304
85	- 1,147	180	- 1,308

Tableau 1.1 - Cylindres : valeurs exactes de  $K_o$  .

$\xi_{mm}$	$\eta_{mm}$	$\xi_{mm}$	$\eta_{mm}$
0,00	0,00	18,000	6,144
0,037	0,405	19,125	6,257
0,187	0,988	20,250	6,366
0,375	1,408	21,375	6,465
0,562	1,740	22,500	6,564
0,750	1,997	26,250	6,861
0,937	2,226	30,000	7,108
1,125	2,426	33,750	7,318
1,312	2,602	37,500	7,489
1,500	2,762	45,000	7,729
1,687	2,910	48,750	7,800
1,875	3,045	52,500	7,841
2,250	3,279	56,250	7,848
2,625	3,478	63,750	7,764
3,000	3,643	71,250	7,526
3,375	3,784	75,000	7,346
3,750	3,309	82,500	6,913
4,500	4,121	90,000	6,392
5,250	4,301	93,750	6,103
6,375	4,536	97,500	5,801
7,125	4,676	105,000	5,156
7,875	4,809	112,250	4,464
9,375	5,053	120,000	3,731
10,125	5,169	127,500	2,968
11,625	5,385	131,250	2,571
12,375	5,488	138,750	1,746
13,125	5,586	142,500	1,316
13,875	5,681	146,250	0,857
15,375	5,857	148,125	0,581
16,875	6,026	150,000	0,263

Tableau 1.2 - Cotes théoriques du profil O.N.E.R.A. D .

$\xi/l$	$\eta/l$	$x/l$	$K_{0,3}$	$K_{0,6} - K_{0,3}$
0,0000	0,0000	0,0000	+ 0,981	- 0,023
0,0017	0,0083	0,0078	+ 0,706	+ 0,033
0,0123	0,0203	0,0246	- 0,369	+ 0,015
0,0204	0,0245	0,0338	- 0,564	- 0,006
0,0293	0,00274	0,0432	- 0,518	- 0,003
0,0657	0,0342	0,0803	- 0,325	- 0,002
0,0991	0,0387	0,1140	- 0,307	+ 0,005
0,1458	0,0434	0,1609	- 0,296	+ 0,007
0,2638	0,0504	0,2800	- 0,283	+ 0,006
0,3660	0,0524	0,3813	- 0,289	+ 0,005
0,4663	0,0506	0,4816	- 0,277	+ 0,005
0,5663	0,0450	0,5818	- 0,215	+ 0,004
0,6660	0,0373	0,6820	- 0,161	+ 0,003
0,7663	0,0283	0,7827	- 0,118	+ 0,002
0,9331	0,0108	0,9500	+ 0,036	+ 0,003

Tableau 1.3 - Profil O.N.E.R.A. D : extradados.

$\xi/l$	$\eta/l$	$x/l$	$K_{0,3}$	$K_{0,6} - K_{0,3}$
0,0028	0,0109	0,0103	+ 0,478	+ 0,007
0,0123	0,0207	0,0252	- 0,373	+ 0,015
0,0316	0,0279	0,0460	- 0,439	+ 0,003
0,0644	0,0340	0,0795	- 0,329	0,000
0,1176	0,0407	0,1331	- 0,290	+ 0,005
0,2638	0,0504	0,2796	- 0,283	+ 0,006
0,3638	0,0523	0,3797	- 0,286	+ 0,006
0,4637	0,0506	0,4796	- 0,274	+ 0,005
0,5639	0,0452	0,5800	- 0,212	+ 0,003
0,6640	0,0376	0,6807	- 0,160	+ 0,003
0,7643	0,0284	0,7813	- 0,118	+ 0,003
0,9317	0,0110	0,9493	+ 0,038	+ 0,002

Tableau 1.3 (suite) - Profil O.N.E.R.A. D : intrados

VALEURS NUMERIQUES DU CHAPITRE 5



$\epsilon_{mm}$ \backslash indice	r	(0)	(45)	(90)
160	8,8	9,2	8,8	8,8
	8,7	9,1	8,7	8,7
200	8,2	8,5	8,2	8,2
	8,3	8,6	8,3	8,3
240	7,8	8,1	7,8	7,8
	7,9	8,2	7,9	7,9
280	7,3	7,6	7,3	7,3
	7,3	7,5	7,3	7,3

(a)

r	(0)	(45)	(90)
6	3	6	6
7	4	7	7
7	5	7	7
6	4	6	6
7	5	7	7
7	5	7	7
9	6	9	9
9	7	9	9

(b)

Tableau 5.1 - Plaque plane : (a) valeurs de  $-10^2 K$  en laminaire.  
(b) valeurs de  $10^3 E$

$\epsilon_{mm}$ \backslash indice	r	(0)	(45)	(90)
200	7,8	8,2	7,6	7,6
	7,7	8,1	7,6	7,6
240	7,4	7,7	7,3	7,3
	7,3	7,6	7,2	7,2
280	7,2	7,5	7,1	7,1
	7,1	7,4	7,0	7,0
320	6,9	7,2	6,8	6,8
	7,0	7,3	6,9	6,9

(a)

r	(0)	(45)	(90)
7	4	9	9
8	4	9	9
7	5	8	8
8	6	9	9
7	4	7	7
7	5	8	8
7	4	7	7
6	3	7	7

(b)

Tableau 5.2 - Plaque plane : (a) valeurs de  $-10^2 K$  en turbulent.  
(b) valeurs de  $10^3 E$

indice $x_{mm}$	r	(0)	(45)	(90)
	10	2,42	2,41	2,42
2,42		2,41	2,42	2,43
24	1,33	1,33	1,33	1,34
	1,33	1,33	1,33	1,34

(a)

r	(0)	(45)	(90)
10	9	10	11
11	10	11	12
8	8	8	9
7	7	7	8

(b)

Tableau 5.3 - Dièdre  $\phi = 30^\circ$  : (a) valeurs de 10 K  
(b) valeurs de  $10^3 E$ 

indice $x_{mm}$	r	(0)	(45)	(90)
	10	5,07	5,05	5,06
5,08		5,06	5,07	5,07
24	2,52	2,51	2,52	2,52
	2,51	2,50	2,51	2,51

(a)

r	(0)	(45)	(90)
12	9	11	12
14	11	13	12
10	9	10	10
9	8	9	9

(b)

Tableau 5.4 - Dièdre  $\phi = 60^\circ$  : (a) valeurs de 10 K  
(b) valeurs de  $10^3 E$ 

indice $x_{mm}$	r	(0)	(45)	(90)
	10	6,95	6,92	6,94
6,95		6,92	6,94	6,95
24	3,76	3,74	3,76	3,76
	3,75	3,73	3,75	3,76

(a)

r	(0)	(45)	(90)
14	10	14	14
15	11	15	15
10	7	10	10
10	7	10	11

(b)

Tableau 5.5 - Dièdre  $\phi = 90^\circ$  : (a) valeurs de 10 K  
(b) valeurs de  $10^3 E$ 

indice $x_{mm}$	r	(0)	(45)	(90)
	0	9,97	9,96	9,97
9,96		9,95	9,96	9,96
14	9,37	9,35	9,36	9,37
	9,37	9,35	9,36	9,37

Tableau 5.6 - Dièdre  $\phi = 180^\circ$  : valeurs de 10 K

$\alpha \backslash r$	r	(0)	(45)	(90)	r	(0)	(45)	(90)
0	1,012	1,015	1,008	0,994	1,014	1,017	1,011	0,996
3	1,004	1,007	1,000	0,987	1,003	1,006	0,999	0,986
5	0,992	0,995	0,990	0,976	0,991	0,994	0,988	0,975
10	0,920	0,923	0,922	0,904	0,919	0,921	0,918	0,903
15	0,802	0,803	0,802	0,788	0,802	0,803	0,802	0,788
20	0,639	0,640	0,639	0,628	0,639	0,640	0,640	0,627
25	0,451	0,450	0,452	0,444	0,450	0,449	0,450	0,441
30	0,220	0,218	0,222	0,216	0,222	0,220	0,223	0,218
35	-0,042	-0,046	-0,038	-0,041	-0,040	-0,043	-0,036	-0,040
40	-0,296	-0,300	-0,293	-0,292	-0,294	-0,297	-0,291	-0,291
45	-0,551	-0,555	-0,549	-0,545	-0,552	-0,556	-0,549	-0,546
50	-0,797	-0,801	-0,794	-0,790	-0,796	-0,800	-0,792	-0,789
55	-1,024	-1,027	-1,022	-1,015	-1,023	-1,026	-1,021	-1,015
60	-1,180	-1,183	-1,179	-1,173	-1,181	-1,183	-1,180	-1,175
65	-1,289	-1,291	-1,288	-1,283	-1,289	-1,290	-1,289	-1,284
70	-1,341	-1,342	-1,340	-1,337	-1,342	-1,343	-1,342	-1,340
75	-1,286	-1,282	-1,289	-1,297	-1,286	-1,285	-1,288	-1,296
80	-1,213	-1,208	-1,224	-1,233	-1,212	-1,208	-1,221	-1,229
85	-1,150	-1,142	-1,153	-1,154	-1,151	-1,145	-1,154	-1,155
90	-1,054	-1,049	-1,055	-1,056	-1,052	-1,047	-1,053	-1,054

Tableau 5.7 - Cylindre : valeurs de  $K_r$  et  $K(\beta)$ 

(les deux séries)

VALEURS NUMERIQUES DU CHAPITRE 6

$\xi_{mm} \backslash d_{mm}$	0,2	0,3	0,5	0,75	1	1,5	2	3
160	9,1	9,2	8,8	8,6	8,6	8,7	8,6	8,6
	9,3	9,0	8,9	8,7	8,7	8,5	8,7	8,5
200	8,7	8,8	8,3	8,4	8,3	8,3	8,2	8,3
	8,8	8,7	8,4	8,3	8,3	8,2	8,2	8,2
240	8,4	8,4	8,1	8,0	8,0	8,0	7,9	7,9
	8,5	8,5	8,1	8,1	8,0	8,1	8,0	8,0
280	7,9	7,9	7,5	7,5	7,4	7,5	7,3	7,5
	7,9	7,8	7,6	7,4	7,5	7,4	7,4	7,3

Tableau 6.1 - Valeurs de  $-10^2 K_d$  pour  $h/d = 3$   
en écoulement laminaire.

$\xi_{mm} \backslash d_{mm}$	0,3	0,75	1,5	3
160	9,0	8,4	8,3	8,2
	9,0	8,5	8,4	8,3
200	8,4	7,9	7,8	7,7
	8,5	8,0	7,9	7,8
240	8,0	7,5	7,4	7,3
	8,2	7,6	7,5	7,5
280	7,5	7,0	7,0	6,9
	7,6	7,2	7,1	7,1

Tableau 6.2 - Valeurs de  $-10^2 K_d$  pour  $h/d = 1$   
en écoulement laminaire.



$\varepsilon_{\text{mm}}$ \diagdown $d_{\text{mm}}$	0,2	0,3	0,5	0,75	1	1,5	2	3	8	10
200	8,2	8,1	7,8	7,7	7,7	7,6	7,6	7,3	7,1	7,1
	8,1	8,1	7,8	7,7	7,7	7,6	7,6	7,3	7,0	7,0
240	7,8	7,7	7,4	7,2	7,3	7,2	7,2	7,2		
	7,7	7,8	7,3	7,3	7,2	7,3	7,1	7,1		
280	7,5	7,5	7,1	7,0	7,0	7,0	6,9	6,7		
	7,5	7,6	7,1	7,1	7,1	7,1	6,9	6,8		
320	7,3	7,3	7,0	6,9	6,9	6,9	6,8	6,6		
	7,3	7,3	6,9	6,9	6,8	6,9	6,8	6,6		

Tableau 6.3 - Valeurs de  $-10^2 K_d$  pour  $h/d = 3$   
en écoulement turbulent.

$\varepsilon_{\text{mm}}$ \diagdown $d_{\text{mm}}$	0,3	0,75	1,5	3	8	10
200	7,9	7,4	7,3	7,0	6,8	6,8
	8,0	7,5	7,4	7,1	6,9	6,8
240	7,6	7,0	7,0	6,6		
	7,6	7,1	7,1	6,7		
280	7,4	6,8	6,8	6,5		
	7,4	6,9	6,8	6,6		
320	7,2	6,7	6,7	6,4		
	7,2	6,8	6,7	6,5		

Tableau 6.4 - Valeurs de  $-10^2 K_d$  pour  $h/d = 1$   
en écoulement turbulent.

$\xi_{mm}$	160	200	240	280
$K_o$	-0,095	-0,090	-0,087	-0,083
$u_e/u_\infty$	1,046	1,044	1,043	1,041

Tableau 6.5 - Cas de l'écoulement laminaire.

$\xi_{mm}$	200	240	280	320
$K_o$	-0,086	-0,082	-0,079	-0,076
$u_e/u_\infty$	1,042	1,040	1,039	1,037

Tableau 6.6 - Cas de l'écoulement turbulent.

$\xi_{mm} \backslash d_{mm}$	0,2	0,3	0,5	0,75	1	1,5	2	3
160	1	1,5	2,5	3,75	5	7,5	10	15
200	0,91	1,36	2,27	3,41	4,54	6,82	9,09	13,64
240	0,87	1,30	2,17	3,26	4,35	6,52	8,69	13,04
280	0,77	1,15	1,92	2,88	3,85	5,77	7,69	11,54

Tableau 6.7 - Valeurs de  $d/\theta$  en écoulement laminaire.

$\xi_{mm} \backslash d_{mm}$	0,2	0,3	0,5	0,75	1	1,5	2	3	8	10
200	0,43	0,65	1,09	1,63	2,17	3,26	4,35	6,52	17,75	21,90
240	0,36	0,54	0,91	1,36	1,82	2,73	3,64	5,45		
280	0,32	0,48	0,81	1,21	1,61	2,42	3,23	4,84		
320	0,29	0,43	0,71	1,07	1,43	2,14	2,86	4,29		

Tableau 6.8 : Valeurs de  $d/\theta$  en écoulement turbulent.

$\frac{\epsilon_{mm}}{d_{mm}}$	0,2	0,3	0,5	0,75	1	1,5	2	3
160	4	3	6	8	8	8	8	8
	2	5	5	8	8	9	8	9
200	3	2	6	6	6	6	7	6
	2	3	6	6	6	7	7	7
240	3	3	6	6	6	6	7	7
	2	2	6	6	6	6	6	6
280	4	4	7	7	8	7	9	8
	4	5	6	8	7	8	8	9

Tableau 6.9 - Valeurs de  $\frac{p_d - p_o}{\frac{1}{2} \rho u_e^2} \times 10^3$  pour  $h/d = 3$

en écoulement laminaire.

$\frac{\epsilon_{mm}}{d_{mm}}$	0,3	0,75	1,5	3
160	5	10	11	12
	5	9	10	11
200	6	10	11	12
	5	9	10	11
240	6	11	12	13
	5	10	11	11
280	7	12	12	13
	6	10	11	11

Tableau 6.10 - Valeurs de  $\frac{p_d - p_o}{\frac{1}{2} \rho u_e^2} \times 10^3$  pour  $h/d = 1$

en écoulement laminaire.

$\xi_{mm}$ \ d <sub>mm</sub>	0,2	0,3	0,5	0,75	1	1,5	2	3	8	10
200	4	4	7	8	8	9	9	12	14	14
	5	4	7	8	8	9	9	12	15	15
240	4	5	7	9	8	9	9	13		
	5	4	8	8	9	8	10	12		
280	4	4	7	8	8	8	9	11		
	4	3	7	7	7	7	9	10		
320	3	3	6	7	7	7	7	9		
	3	3	7	7	7	7	7	9		

Tableau 6.11 - Valeurs de  $10^3 \frac{p_d - p_o}{\frac{1}{2} \rho u_e^2}$  pour  $h/d = 3$

en écoulement turbulent.

$\xi_{mm}$ \ d <sub>mm</sub>	0,3	0,75	1,5	3	8	10
200	6	11	12	15	18	18
	6	10	11	14	17	18
240	6	11	11	15		
	6	10	10	14		
280	5	10	10	13		
	5	9	10	12		
320	4	8	8	11		
	4	7	8	10		

Tableau 6.12 - Valeurs de  $10^3 \frac{p_d - p_o}{\frac{1}{2} \rho u_e^2}$  pour  $h/d = 1$

en écoulement turbulent.



VALEURS NUMERIQUES DU CHAPITRE 7

$x_{mm} \backslash d_{mm}$	0,22	0,42	0,63	0,82
10	2,44	2,46	2,47	2,48
	2,43	2,45	2,46	2,47
$x_{mm} \backslash d_{mm}$	0,22	0,42	0,63	0,83
24	1,37	1,38	1,38	1,38
	1,36	1,37	1,37	1,37
$x_{mm} \backslash d_{mm}$		0,42		
38		0,50		
		0,50		

 $h/d = 1$ 

0,22	0,42	0,62	0,83	
2,40	2,41	2,42	2,42	
2,41	2,42	2,42	2,42	
$x_{mm} \backslash d_{mm}$	0,22	0,41	0,62	0,83
1,32	1,33	1,33	1,33	
1,33	1,34	1,34	1,34	
	0,42			
	0,48			
	0,47			

 $h/d = 3$ Tableau 7.1 - Valeurs de  $10 \times K_d$  pour  $\phi = 30^\circ$ .

$x_{mm} \backslash d_{mm}$	0,22	0,42	0,63	0,82
10	5,09	5,12	5,14	5,15
	5,09	5,12	5,14	5,15
$x_{mm} \backslash d_{mm}$	0,22	0,42	0,63	0,83
24	2,53	2,55	2,56	2,57
	2,54	2,55	2,56	2,57
$x_{mm} \backslash d_{mm}$		0,42		
38		0,14		
		0,14		

 $h/d = 1$ 

0,22	0,42	0,62	0,83	
5,06	5,08	5,09	5,10	
5,06	5,08	5,09	5,10	
$x_{mm} \backslash d_{mm}$	0,22	0,41	0,62	0,83
2,50	2,51	2,52	2,53	
2,49	2,50	2,51	2,52	
	0,42			
	0,13			
	0,12			

 $h/d = 3$ Tableau 7.2 - Valeurs de  $10 \times K_d$  pour  $\phi = 60^\circ$ .

$x_{mm} \backslash d_{mm}$	0,22	0,42	0,63	0,82
10	6,98	7,01	7,03	7,04
	6,97	7,00	7,02	7,03
$x_{mm} \backslash d_{mm}$	0,22	0,42	0,63	0,83
24	3,78	3,80	3,82	3,83
	3,77	3,79	3,81	3,82
$x_{mm} \backslash d_{mm}$		0,42		
38		-0,19		
		-0,18		

h/d = 1

	0,22	0,42	0,62	0,83
	6,93	6,96	6,97	6,98
	6,93	6,95	6,97	6,98
	0,22	0,41	0,62	0,83
	3,74	3,75	3,76	3,77
	3,74	3,75	3,76	3,77
		0,42		
		-0,22		
		-0,23		

h/d = 3

Tableau 7.3 - Valeurs de  $10 \times K_d$  pour  $\phi = 90^\circ$ .

$x_{mm} \backslash d_{mm}$	0,22	0,42	0,63	0,83
0	9,96	9,95	9,95	9,94
	9,97	9,96	9,96	9,95
$x_{mm} \backslash d_{mm}$	0,22	0,42	0,63	0,82
14	9,40	9,42	9,43	9,44
	9,39	9,41	9,42	9,43
$x_{mm} \backslash d_{mm}$		0,42		
14		9,40		
		9,40		

h/d = 1

	0,22	0,41	0,62	0,83
	9,99	9,98	9,97	9,96
	9,98	9,97	9,96	9,95
	0,22	0,42	0,62	0,83
	9,36	9,37	9,38	9,39
	9,37	9,38	9,39	9,40
		0,42		
		9,38		
		9,38		

h/d = 3

Tableau 7.4 - Valeurs de  $10 \times K_d$  pour  $\phi = 180^\circ$ .

$x_{\text{mm}} \backslash \phi^\circ$	30	60	90		$x_{\text{mm}} \backslash \phi^\circ$	180
10	0,239	0,503	0,690		0	1,000
24	0,131	0,247	0,371		14	0,934

Tableau 7.5 - Valeurs de  $K_o$ .

$x_{\text{mm}} \backslash \phi^\circ$	30	60	90		$x_{\text{mm}} \backslash \phi^\circ$	180
10	0,872	0,709	0,557		0	0
24	0,932	0,868	0,793		14	0,257

Tableau 7.6 - Valeurs de  $\frac{u_e}{u_\infty}$  $h/d = 1$ 

$x_{\text{mm}} \backslash \phi^\circ$	30	60	90		$x_{\text{mm}} \backslash \phi^\circ$	180
10	27,79	27,21	27,67		0	26,97
	27,73	27,46	27,67			26,98
24	27,57	27,65	27,31		14	26,96
	27,61	27,65	27,32			26,97

 $h/d = 3$ 

$x_{\text{mm}} \backslash \phi^\circ$	30	60	90		$x_{\text{mm}} \backslash \phi^\circ$	180
10	26,92	27,92	27,91		0	27,46
	26,98	27,90	27,94			27,48
24	27,00	27,74	27,60		14	27,43
	27,04	27,80	27,61			27,31

Tableau 7.7 - Valeurs de  $u_o$  en m/s.

h/d = 1

$x_{\text{mm}} \backslash \phi^{\circ}$	30	60	90		$x_{\text{mm}} \backslash \phi^{\circ}$	180
10	24,23	19,29	15,41		0	0
	24,18	19,44	15,41			0
24	25,41	24,00	21,66		14	6,92
	25,73	24,00	21,68			6,93

h/d = 3

$x_{\text{mm}} \backslash \phi^{\circ}$	30	60	90		$x_{\text{mm}} \backslash \phi^{\circ}$	180
10	23,47	19,79	15,54		0	0
	23,52	19,78	15,56			0
24	25,16	24,08	21,89		14	7,04
	25,20	24,13	21,89			7,02

Tableau 7.8 - Valeurs de  $u_e$  en m/s.

$\phi^{\circ}$	30	60	90	180
$n'$	0,075	0,236	0,409	1
$\phi'^{\circ}$	25	69	104	180

Tableau 7.9 - Valeurs de  $n'$  et  $\phi'$ .

$x_{\text{mm}} \backslash \phi^{\circ}$	30	60	90		$x_{\text{mm}} \backslash \phi^{\circ}$	180
10	7,5	23,6	40,9		14	71,4
24	3,10	9,8	17,0			

Tableau 7.10 - Valeurs de  $\frac{u_{ex}}{u_e}$  en  $m^{-1}$ .

	$x_{mm}$ / $\phi^\circ$	30	60	90		$x_{mm}$ / $\phi^\circ$	180
	$C_{MKS}$	10	34,2	58,2	102,0		14
24		33,9	58,4	98,5		0	490

$\delta_{mm}^*$	10	0,12	0,10	0,09		14	0,11
	24	0,17	0,13	0,12		0	0,11

$\theta_{mm}$	10	0,05	0,04	0,04		14	0,05
	24	0,07	0,06	0,05		0	0,05

Tableau 7.11 - Valeurs de C et épaisseurs caractéristiques de la couche limite.

$\phi = 30^\circ$	$x_{mm} \backslash d_{mm}$	0,22	0,42	0,63	0,82
	10	4,40	8,40	12,60	16,40
	$x_{mm} \backslash d_{mm}$	0,22	0,42	0,63	0,83
	24	3,14	6,00	9,00	11,86

0,22	0,42	0,62	0,83
4,40	8,40	12,40	16,60
0,22	0,41	0,62	0,83
3,14	5,86	8,86	11,86

$\phi = 60^\circ$	$x_{mm} \backslash d_{mm}$	0,22	0,42	0,63	0,82
	10	5,50	10,50	15,75	20,50
	$x_{mm} \backslash d_{mm}$	0,22	0,42	0,63	0,83
	24	3,67	7,00	10,50	13,83

0,22	0,42	0,62	0,83
5,50	10,50	15,50	20,75
0,22	0,41	0,62	0,83
3,67	6,83	10,33	13,83

$\phi = 90^\circ$	$x_{mm} \backslash d_{mm}$	0,22	0,42	0,63	0,82
	10	5,50	10,50	15,75	20,50
	$x_{mm} \backslash d_{mm}$	0,22	0,42	0,63	0,83
	24	4,40	8,40	12,60	16,60

0,22	0,42	0,62	0,83
5,50	10,50	15,50	20,75
0,22	0,41	0,62	0,83
4,40	8,20	12,40	16,60

$\phi = 180^\circ$	$x_{mm} \backslash d_{mm}$	0,22	0,42	0,63	0,83
	0	4,40	8,40	12,60	16,60
	$x_{mm} \backslash d_{mm}$	0,22	0,42	0,63	0,82
	10	4,40	8,40	12,60	16,40

0,22	0,41	0,62	0,83
4,40	8,20	12,40	16,60
0,22	0,42	0,62	0,83
4,40	8,40	12,60	16,60

$h/d = 1$

$h/d = 3$

Tableau 7.12 - Valeurs de  $d/\theta$ .

$\phi = 30^\circ$	$x_{mm}$ \diagdown $d_{mm}$	0,22	0,42	0,63	0,82
	10	1,65	3,15	4,72	6,60
	$x_{mm}$ \diagdown $d_{mm}$	0,22	0,42	0,63	0,83
	24	0,68	1,30	1,95	2,54

0,22	0,42	0,62	0,83
1,65	3,15	4,65	6,23
0,22	0,41	0,62	0,83
0,68	1,27	1,92	2,57

$\phi = 60^\circ$	$x_{mm}$ \diagdown $d_{mm}$	0,22	0,42	0,63	0,82
	10	5,20	9,91	14,87	19,40
	$x_{mm}$ \diagdown $d_{mm}$	0,22	0,42	0,63	0,83
	24	2,16	4,12	6,17	8,04

0,22	0,42	0,62	0,83
5,20	9,91	14,63	19,58
0,22	0,41	0,62	0,83
2,16	4,12	6,08	8,13

$\phi = 90^\circ$	$x_{mm}$ \diagdown $d_{mm}$	0,22	0,42	0,63	0,82
	10	9,00	17,20	25,76	33,54
	$x_{mm}$ \diagdown $d_{mm}$	0,22	0,42	0,63	0,83
	24	3,74	7,14	10,71	13,94

0,22	0,42	0,62	0,83
9,00	17,20	25,36	33,95
0,22	0,41	0,62	0,83
3,74	7,14	10,54	14,11

$\phi = 180^\circ$	$x_{mm}$ \diagdown $d_{mm}$	0,22	0,42	0,63	0,82
	10	15,70	29,99	44,98	58,55

0,22	0,42	0,62	0,83
15,70	29,99	44,27	59,26

$h/d = 1$

$h/d = 3$

Tableau 7.13 - Valeurs de  $10^3 \times \frac{du_{ex}}{u_e}$



$x_{mm} \backslash d_{mm}$	0,22	0,42	0,63	0,82
10	10	13	14	15
	10	14	15	16
$x_{mm} \backslash d_{mm}$	0,22	0,42	0,63	0,83
24	8	10	10	10
	9	11	11	11

$h/d = 1$

	0,22	0,42	0,62	0,83
	7	9	10	10
	8	10	11	11
	0,22	0,41	0,62	0,83
	6	7	7	7
	6	7	7	7

$h/d = 3$

Tableau 7.14 - Valeurs de  $10^3 \times \frac{p_d - p_o}{\frac{1}{2} \rho u_e^2}$  pour  $\phi = 30^\circ$ .

$x_{mm} \backslash d_{mm}$	0,22	0,42	0,63	0,82
10	12	18	22	24
	11	17	21	23
$x_{mm} \backslash d_{mm}$	0,22	0,42	0,63	0,83
24	10	13	14	16
	11	13	14	16

$h/d = 1$

	0,22	0,42	0,62	0,83
	9	14	16	18
	9	14	16	18
	0,22	0,41	0,62	0,83
	8	10	11	12
	9	10	11	12

$h/d = 3$

Tableau 7.15 - Valeurs de  $10^3 \times \frac{p_d - p_o}{\frac{1}{2} \rho u_e^2}$  pour  $\phi = 60^\circ$ .

$x_{mm} \backslash d_{mm}$	0,22	0,42	0,63	0,82
10	15	22	26	31
	13	21	25	30
$x_{mm} \backslash d_{mm}$	0,22	0,42	0,63	0,83
24	11	15	18	19
	11	15	17	19

$h/d = 1$

	0,22	0,42	0,62	0,83
	11	16	20	23
	10	15	20	23
	0,22	0,41	0,62	0,83
	9	11	14	15
	9	11	14	15

$h/d = 3$

Tableau 7.16 - Valeurs de  $10^3 \times \frac{p_d - p_o}{\frac{1}{2} \rho u_e^2}$  pour  $\phi = 90^\circ$ .

Plan	$\delta^*$ mm	$\theta$ mm	H
A	3,1	2,1	1,48
B	1,4	1,2	1,17

Paroi inclinée à 45°

Plan	$\delta^*$ mm	$\theta$ mm	H
A	4,1	2,7	1,52
B	1,6	1,3	1,23

Paroi inclinée à 60°

Tableau 7.17 - Epaisseurs caractéristiques de la couche limite.

Paroi	45°	60°
A	13,33	15,00
B	12,92	17,00

Tableau 7.18 - Valeurs de  $\frac{u_{ex}}{u_e}$  en  $m^{-1}$ .

h/d=1	$\frac{d}{mm}$ Plan	0,22	0,42	0,63	0,82			
	A	0,10	0,20	0,30	0,39			
		0,22	0,42	0,63	0,83	1,20	1,51	1,91
	B	0,10	0,35	0,52	0,69	1,00	1,26	1,59

0,22	0,42	0,63	0,82
0,08	0,16	0,23	0,30
0,22	0,42	0,63	0,83
0,17	0,32	0,48	0,64

h/d=3	$\frac{d}{mm}$ Plan	0,22	0,42	0,62	0,83			
	A	0,10	0,20	0,29	0,40			
		0,22	0,42	0,62	0,83	1,22	1,51	1,91
	B	0,18	0,35	0,52	0,69	1,02	1,26	1,59

0,22	0,42	0,62	0,83
0,08	0,16	0,23	0,31
0,22	0,41	0,62	0,83
0,17	0,32	0,48	0,64

Paroi inclinée à 45°

Paroi inclinée à 60°

Tableau 7.19 - Valeurs de  $d/\theta$ .



h/d=1	Plan	d <sub>mm</sub>	0,22	0,42	0,63	0,82			
	A		2,93	5,60	8,40	10,90			
	Plan	d <sub>mm</sub>	0,22	0,42	0,63	0,83	1,20	1,51	1,91
	B		2,84	5,43	8,14	10,72	15,51	19,51	24,68

		0,22	0,42	0,63	0,82				
	A	3,30	6,30	9,45	12,3				
	Plan	d <sub>mm</sub>	0,22	0,42	0,63	0,83			
	B	3,74	7,14	10,71	14,11				

h/d=3	Plan	d <sub>mm</sub>	0,22	0,42	0,62	0,83			
	A		2,93	5,60	8,25	11,06			
	Plan	d <sub>mm</sub>	0,22	0,42	0,62	0,83	1,22	1,51	1,91
	B		2,84	5,43	8,00	10,72	15,76	19,51	24,68

		0,22	0,42	0,62	0,83				
	A	3,30	6,30	9,30	12,45				
	Plan	d <sub>mm</sub>	0,22	0,41	0,62	0,83			
	B	3,74	6,97	10,54	14,11				

Paroi inclinée à 45°

Paroi inclinée à 60°

Tableau 7.20 - Valeurs de  $10^3 \times \frac{du_{ex}}{u_e}$

h/d=1	Plan	d <sub>mm</sub>	0,22	0,42	0,63	0,82			
	A		4,39	4,41	4,42	4,43			
	Plan	d <sub>mm</sub>	0,22	0,42	0,63	0,83	1,20	1,51	1,91
	B		1,99	2,01	2,04	2,05	2,07	2,09	2,12

		0,22	0,42	0,63	0,82				
	A	5,52	5,54	5,56	5,55				
	Plan	d <sub>mm</sub>	0,22	0,42	0,63	0,83			
	B	3,21	3,23	3,25	3,26				

h/d=3	Plan	d <sub>mm</sub>	0,22	0,42	0,62	0,83			
	A		4,38	4,39	4,40	4,41			
	Plan	d <sub>mm</sub>	0,22	0,42	0,62	0,83	1,22	1,51	1,91
	B		1,98	2,00	2,01	2,02	2,04	2,06	2,08

		0,22	0,42	0,62	0,83				
	A	5,50	5,52	5,54	5,53				
	Plan	d <sub>mm</sub>	0,22	0,41	0,62	0,83			
	B	3,19	3,21	3,23	3,24				

Paroi inclinée à 45°

Paroi inclinée à 60°

Tableau 7.21 - Valeurs de  $10 \times K_d$

	$d_{mm}$ Plan	0,22	0,42	0,63	0,82					0,22	0,42	0,63	0,82
h/d=1	A	3	6	8	10					6	11	15	13
		3	6	8	10					6	11	15	13
	$d_{mm}$ Plan	0,22	0,42	0,63	0,83	1,20	1,51	1,91		0,22	0,42	0,63	0,83
	B	5	8,5	11	13	15	17	21		5,5	8	12	14
		5	8,5	11	13	16	18	22		5,5	9	12	15

	$d_{mm}$ Plan	0,22	0,42	0,62	0,83					0,22	0,42	0,62	0,83
h/d=3	A	2	4	5	7					2	6	11	9
		2	4	6	8					2	7	11	9
	$d_{mm}$ Plan	0,22	0,42	0,62	0,83	1,22	1,51	1,91		0,22	0,41	0,62	0,83
	B	3,5	6	7,5	10	12	14	16		3	5	9	10
		3,5	6	7,5	10	13	15	17		4	6	10	11

Paroi inclinée à 45°

Paroi inclinée à 60°

Tableau 7.22 - Valeurs de  $10^3 \times \frac{p_d - p_o}{\frac{1}{2} \rho u_e^2}$

$d_{mm}$	0,22	0,42	0,63	0,83	1,20	1,51	1,91
d/θ	0,08	0,16	0,23	0,31	0,44	0,56	0,71
$10^3 \times \frac{du_{ex}}{u_e}$	-0,95	-1,81	-2,71	-3,57	-5,16	-6,49	-8,21

Tableau 7.23 - Paramètres pour l'effet du signe du gradient de vitesse - h/d = 1.

$d_{mm}$	0,22	0,42	0,62	0,83	1,22	1,51	1,91
d/θ	0,08	0,16	0,23	0,31	0,45	0,56	0,71
$10^3 \times \frac{du_{ex}}{u_e}$	-0,95	-1,81	-2,67	-3,57	-5,25	-6,49	-8,21

Tableau 7.24 - Paramètres pour l'effet du signe du gradient de vitesse - h/d = 3.

$h/d$ \ $d_{mm}$	0,22	0,42	0,63	0,83	1,20	1,51	1,91
1	4,82	4,83	4,83	4,83	4,83	4,84	4,84
	4,81	4,82	4,83	4,82	4,83	4,83	4,83
$h/d$ \ $d_{mm}$	0,22	0,42	0,62	0,83	1,22	1,51	1,91
3	4,80	4,81	4,81	4,83	4,83	4,82	4,83
	4,81	4,82	4,82	4,82	4,82	4,82	4,83

Tableau 7.25 - Valeurs de  $10 \times K_d$ .

$h/d$ \ $d_{mm}$	0,22	0,42	0,63	0,83	1,20	1,51	1,91
1	3	4	4	4	4	5	5
	2	3	4	3	4	4	4
$h/d$ \ $d_{mm}$	0,22	0,42	0,62	0,83	1,22	1,51	1,91
3	0	2	2	4	4	3	4
	2	3	3	3	3	3	4

Tableau 7.26 - Valeurs de  $10^3 \times \frac{P_d - P_o}{\frac{1}{2} \rho u_e^2}$ .

	$d_{mm}$	0,83	1,20	1,51	1,91
$h/d = 1$	$G'_v$	0,42	0,39	0,46	0,36
	$G_v$	0,40	0,42	0,44	0,47
	$d_{mm}$	0,83	1,22	1,51	1,91
$h/d = 3$	$G'_v$	0	0,10	0,10	0,16
	$G_v$	0,27	0,32	0,37	0,40

Tableau 7.27 - Valeurs comparées de  $G_v$  et  $G'_v$ .

VALEURS NUMERIQUES DU CHAPITRE 8

$a_{\text{mm}}$	0,20	0,32	0,50	1,22	2,25
$a/\theta$	0,07	0,11	0,17	0,41	0,75
$10^3 \times a/D$	4	7	10	25	47

Tableau 8.1 -  $D = 48 \text{ mm}$ ,  $D' = 84 \text{ mm}$  et  $h/d = 1$ .

$a_{\text{mm}}$	0,20	0,32	0,50	1,22	2,25
$a/\theta$	0,10	0,16	0,25	0,61	1,12
$10^3 \times a/D$	4	7	10	25	47

Tableau 8.2 -  $D = 48 \text{ mm}$ ,  $D' = 72 \text{ mm}$  et  $h/d = 1$ .

$a_{\text{mm}}$	0,20	0,32	0,50	1,22	2,25
$a/\theta$	0,15	0,24	0,38	0,91	1,69
$10^3 \times a/D$	4	7	10	25	47

Tableau 8.3 -  $D = 48 \text{ mm}$ ,  $D' = 64 \text{ mm}$  et  $h/d = 1$ .

$a_{\text{mm}}$	0,28	0,33	0,40	0,78	1,53	2,93	6,01
$a/\theta$	0,14	0,16	0,20	0,39	0,76	1,46	3,00
$10^3 \times a/D$	5	6	7	13	26	49	100

Tableau 8.4 -  $D = 60 \text{ mm}$ ,  $D' = 84 \text{ mm}$  et  $h/d = 1$ .

$d_{\text{mm}}$	0,28	0,33	0,40	0,78	1,53	2,93	6,01
$d/\theta$	0,28	0,33	0,40	0,78	1,53	2,93	6,01
$10^3 \times d/D$	5	6	7	13	26	49	100

Tableau 8.5 -  $D = 60 \text{ mm}$ ,  $D' = 72 \text{ mm}$  et  $h/d = 1$ .

$d_{\text{mm}}$	0,28	0,33	0,40	0,78	1,53	2,93	6,01
$d/\theta$	0,84	0,99	1,20	2,34	4,59	8,79	18,03
$10^3 \times d/D$	5	6	7	13	26	49	100

Tableau 8.6 -  $D = 60 \text{ mm}$ ,  $D' = 64 \text{ mm}$  et  $h/d = 1$ .

$d_{\text{mm}}$	0,23	0,30	0,50	1,23	2,23
$d/\theta$	0,08	0,10	0,17	0,41	0,74
$10^3 \times d/D$	5	6	10	25	46

Tableau 8.7 -  $D = 48 \text{ mm}$ ,  $D' = 84 \text{ mm}$  et  $h/d = 3$ .

$d_{\text{mm}}$	0,23	0,30	0,50	1,23	2,23
$d/\theta$	0,12	0,15	0,25	0,62	1,13
$10^3 \times d/D$	5	6	10	25	46

Tableau 8.8 -  $D = 48 \text{ mm}$ ,  $D' = 72 \text{ mm}$  et  $h/d = 3$ .

$d_{\text{mm}}$	0,23	0,30	0,50	1,23	2,23
$d/\theta$	0,17	0,23	0,37	0,92	1,67
$10^3 \times d/D$	5	6	10	25	46

Tableau 8.9 -  $D = 48 \text{ mm}$ ,  $D' = 64 \text{ mm}$  et  $h/d = 3$ .

$d_{\text{mm}}$	0,24	0,29	0,34	0,74	1,53	2,95	6,02
$d/\theta$	0,12	0,15	0,17	0,37	0,76	1,47	3,01
$10^3 \times d/D$	4	5	6	12	26	49	100

Tableau 8.10 -  $D = 60 \text{ mm}$ ,  $D' = 84$  et  $h/d = 3$ .

$d_{\text{mm}}$	0,24	0,29	0,34	0,74	1,53	2,95	6,02
$d/\theta$	0,24	0,29	0,34	0,74	1,53	2,95	6,02
$10^3 \times d/D$	4	5	6	12	26	49	100

Tableau 8.11 -  $D = 60 \text{ mm}$ ,  $D' = 72 \text{ mm}$  et  $h/d = 3$ .

$d_{\text{mm}}$	0,24	0,29	0,34	0,74	1,53	2,95	6,02
$d/\theta$	0,74	0,88	1,02	2,22	4,59	8,85	18,06
$10^3 \times d/D$	4	5	6	12	26	49	100

Tableau 8.12 -  $D = 60 \text{ mm}$ ,  $D' = 64 \text{ mm}$  et  $h/d = 3$ .

$D_{\text{mm}}$	60	60	60	48	48	48
$D'_{\text{mm}}$	64	72	84	64	72	84
$\rho_{\text{kg/m}^3}$	1,24	1,23	1,25	1,24	1,24	1,22
	1,24	1,24	1,24	1,17	1,24	1,24
$N_{\text{t/minute}}$	5295	5626	5568	6896	4830	5515
	5980	5540	5646	7000	5645	5590
$u_{\text{e m/s}}$	17,73	21,20	24,48	23,10	18,20	24,24
	20,03	20,87	24,82	23,44	21,27	24,57
$1/2 \rho u_{\text{e}}^2$ Pascal	194,90	276,41	374,45	330,84	205,36	359,30
	248,70	270,04	381,94	321,42	280,49	374,58

Tableau 8.13 - Expériences avec  $h/d = 1$ .

$D_{\text{mm}}$	60	60	60	48	48	48
$D'_{\text{mm}}$	64	72	84	64	72	84
$\rho_{\text{kg/m}^3}$	1,23	1,24	1,22	1,23	1,20	1,20
	1,24	1,24	1,24	1,23	1,20	1,18
$N_{\text{t/minute}}$	6920	4424	5463	7055	5473	5485
	5840	6766	5352	7052	5503	5227
$u_{\text{e m/s}}$	23,18	16,67	24,01	23,63	20,62	24,11
	19,56	25,49	23,52	23,62	20,74	22,98
$1/2 \rho u_{\text{e}}^2$ Pascal	330,45	172,29	351,94	343,40	255,11	348,78
	237,20	400,00	342,98	343,11	258,09	311,57

Tableau 8.14 - Expériences avec  $h/d = 3$ .

$d_{\text{mm}}$	0,20	0,32	0,50	1,22	2,25
$10^3 \times \frac{p_d - p_r}{\frac{1}{2} \rho u_e^2}$	1,1	0	-1,2	-4	-6
$10^3 \times \frac{p_d - p_o}{\frac{1}{2} \rho u_e^2}$	1,2	0	-1,2	-4	-6
$10^3 \times \frac{p_d - p_r}{\frac{1}{2} \rho u_e^2}$	-2	-3	-4,1	-7	-9
$10^3 \times \frac{p_d - p_o}{\frac{1}{2} \rho u_e^2}$	-2	-3	-4,2	-7	-9

Tableau 8.15 -  $D = 48 \text{ mm}$ ,  $D' = 84 \text{ mm}$  et  $h/d = 1$ .

$d_{\text{mm}}$	0,20	0,32	0,50	1,22	2,25
$10^3 \times \frac{p_d - p_r}{\frac{1}{2} \rho u_e^2}$	1	0	-1	-2,4	-5,7
$10^3 \times \frac{p_d - p_o}{\frac{1}{2} \rho u_e^2}$	1	0	-1	-2,4	-5,9
$10^3 \times \frac{p_d - p_r}{\frac{1}{2} \rho u_e^2}$	-1,6	-2,6	-3,6	-5	-8,3
$10^3 \times \frac{p_d - p_o}{\frac{1}{2} \rho u_e^2}$	-1,6	-2,6	-3,6	-5	-8,5

Tableau 8.16 -  $D = 48 \text{ mm}$ ,  $D' = 72 \text{ mm}$  et  $h/d = 1$ .

$d_{\text{mm}}$	0,20	0,32	0,50	1,22	2,25
$10^3 \times \frac{p_d - p_r}{\frac{1}{2} \rho u_e^2}$	0,7	0	-0,6	-1,2	-3,3
$10^3 \times \frac{p_d - p_o}{\frac{1}{2} \rho u_e^2}$	0,7	0	-0,7	-1	-3,4
$10^3 \times \frac{p_d - p_r}{\frac{1}{2} \rho u_e^2}$	-1,1	-1,8	-2,4	-3	-5,1
$10^3 \times \frac{p_d - p_o}{\frac{1}{2} \rho u_e^2}$	-1,1	-1,8	-2,5	-2,8	-5,2

Tableau 8.17 -  $D = 48 \text{ mm}$ ,  $D' = 84 \text{ mm}$  et  $h/d = 1$ .

$d_{\text{mm}}$	0,28	0,33	0,40	0,78	1,53	2,93	6,01
$10^3 \times \frac{p_d - p_r}{\frac{1}{2} \rho u_e^2}$	0	-0,3	-0,5	-1,7	-2,5	-6,4	-14,4
$10^3 \times \frac{p_d - p_o}{\frac{1}{2} \rho u_e^2}$	0	-0,5	-0,7	-1,8	-2,3	-6,2	-14,4
$10^3 \times \frac{p_d - p_r}{\frac{1}{2} \rho u_e^2}$	-1,6	-1,9	-2,1	-3,3	-4,1	-8	-16
$10^3 \times \frac{p_d - p_o}{\frac{1}{2} \rho u_e^2}$	-1,6	-2,1	-2,3	-3,4	-3,9	-7,8	-16

Tableau 8.18 -  $D = 60 \text{ mm}$ ,  $D' = 84 \text{ mm}$  et  $h/d = 1$ .BUS  
VILLE

$d_{mm}$	0,28	0,33	0,40	0,78	1,53	2,93	6,01
$10^3 \times \frac{p_d - p_r}{\frac{1}{2} \rho u_e^2}$	0	0	0	0,7	0,7	-2,4	-14,4
$10^3 \times \frac{p_d - p_o}{\frac{1}{2} \rho u_e^2}$	-	-0,6	-0,6	0	0	-3	-15

Tableau 8.19 -  $D = 60$  mm,  $D' = 72$  mm et  $h/d = 1$ .

$d_{mm}$	0,28	0,33	0,40	0,78	1,53	2,93	6,01
$10^3 \times \frac{p_d - p_r}{\frac{1}{2} \rho u_e^2}$	0	0	0	2	0,6	-4,7	-18,1
$10^3 \times \frac{p_d - p_o}{\frac{1}{2} \rho u_e^2}$	-	3,4	3,4	5,4	4,0	-1,3	-14,7

Tableau 8.20 -  $D = 60$  mm,  $D' = 64$  mm et  $h/d = 1$ .

$d_{mm}$	0,23	0,30	0,50	1,23	2,33
$10^3 \times \frac{p_d - p_r}{\frac{1}{2} \rho u_e^2}$	0,6	0	-1,4	-3,4	-5,9
$10^3 \times \frac{p_d - p_o}{\frac{1}{2} \rho u_e^2}$	-2	-2,6	-4	-6	-8,5

Tableau 8.21 -  $D = 48$  mm,  $D' = 84$  mm et  $h/d = 3$ .

$d_{mm}$	0,23	0,30	0,50	1,23	2,33
$10^3 \times \frac{p_d - p_r}{\frac{1}{2} \rho u_e^2}$	0,4	0	-1,1	-2,7	-5,0
$10^3 \times \frac{p_d - p_o}{\frac{1}{2} \rho u_e^2}$	-1,9	-2,3	-3,4	-5	-7,3

Tableau 8.22 -  $D = 48$  mm,  $D' = 72$  mm et  $h/d = 3$ .

$d_{mm}$	0,23	0,30	0,50	1,23	2,33
$10^3 \times \frac{p_d - p_r}{\frac{1}{2} \rho u_e^2}$	-	0	-1	-1,7	-4,3
$10^3 \times \frac{p_d - p_o}{\frac{1}{2} \rho u_e^2}$	-	-1,7	-2,7	-3,4	-6,0
$10^3 \times \frac{p_d - p_r}{\frac{1}{2} \rho u_e^2}$	-	0	-1	-1,4	-4,1
$10^3 \times \frac{p_d - p_o}{\frac{1}{2} \rho u_e^2}$	-	-1,7	-2,7	-3,1	-5,8

Tableau 8.23 -  $D = 48 \text{ mm}$ ,  $D' = 64 \text{ mm}$  et  $h/d = 3$ .

$d_{mm}$	0,24	0,29	0,34	0,74	1,53	2,95	6,02
$10^3 \times \frac{p_d - p_r}{\frac{1}{2} \rho u_e^2}$	0,5	0	-	-1,2	-2,8	-5,2	-12,5
$10^3 \times \frac{p_d - p_o}{\frac{1}{2} \rho u_e^2}$	-1,3	-1,8	-2	-3	-4,6	-7	-14,3
$10^3 \times \frac{p_d - p_r}{\frac{1}{2} \rho u_e^2}$	0,5	0	-	-1,1	-3,1	-5,7	-12,7
$10^3 \times \frac{p_d - p_o}{\frac{1}{2} \rho u_e^2}$	-1,3	-1,8	-2,1	-2,9	-4,9	-7,5	-14,5

Tableau 8.24 -  $D = 60 \text{ mm}$ ,  $D' = 84 \text{ mm}$  et  $h/d = 3$ .

$d_{mm}$	0,24	0,29	0,34	0,74	1,53	2,95	6,02
$10^3 \times \frac{p_d - p_r}{\frac{1}{2} \rho u_e^2}$	-	0	-	-0,5	-0,8	-3,2	-12,8
$10^3 \times \frac{p_d - p_o}{\frac{1}{2} \rho u_e^2}$	-	-0,7	-	-1,2	-1,5	-3,9	-13,5
$10^3 \times \frac{p_d - p_r}{\frac{1}{2} \rho u_e^2}$	-	0	-	-0,5	-0,8	-3,3	-12,6
$10^3 \times \frac{p_d - p_o}{\frac{1}{2} \rho u_e^2}$	-	-0,7	-	-1,2	-1,5	-4	-13,5

Tableau 8.25 -  $D = 60 \text{ mm}$ ,  $D' = 72 \text{ mm}$  et  $h/d = 3$ .

$d_{mm}$	0,24	0,29	0,34	0,74	1,53	2,95	6,02
$10^3 \times \frac{p_d - p_r}{\frac{1}{2} \rho u_e^2}$	0	0	0,3	1,5	-0,6	-3,9	-13
$10^3 \times \frac{p_d - p_o}{\frac{1}{2} \rho u_e^2}$	1,2	1,2	1,5	2,7	0,6	-2,7	-11,8
$10^3 \times \frac{p_d - p_r}{\frac{1}{2} \rho u_e^2}$	0	0	0,4	1,6	-0,4	-3,8	-13
$10^3 \times \frac{p_d - p_o}{\frac{1}{2} \rho u_e^2}$	1,2	1,2	1,6	2,8	0,8	-2,6	-11,8

Tableau 8.26 -  $D = 60 \text{ mm}$ ,  $D' = 64 \text{ mm}$  et  $h/d = 3$ .

PLUS  
VILLE

	$d_{mm}$	0,21	0,42	0,76	1,53	3,02
h/d = 1	d/θ	4,2	8,4	15,2	30,6	60,4
	$10^3 d/D$	1	2	3,5	7	14
	$10^3 \frac{du_{ex}}{u_e}$	16	32	58	116	229

	$d_{mm}$	0,21	0,44	0,76	1,52	3,03
h/d = 3	d/θ	4,2	8,8	15,2	30,4	60,6
	$10^3 d/D$	1	2	3,5	7	14
	$10^3 \frac{du_{ex}}{u_e}$	16	33	58	115	230

Tableau 8.27 - Paroi convexe - x = 14 mm.

	$d_{mm}$	0,20	0,43	0,74	1,51	3,00
h/d = 1	d/	4	8,6	14,8	30,2	60
	$10^3 d/D$	1	2	3,4	7	14
	$10^3 \frac{du_{ex}}{u_e}$	13	28	48	98	195

	$d_{mm}$	0,20	0,42	0,73	1,54	3,02
h/d = 3	d/	4	8,4	14,6	30,8	60,4
	$10^3 d/D$	1	2	3,3	7	14
	$10^3 \frac{du_{ex}}{u_e}$	13	27	48	108	196

Tableau 8.28 - Paroi concave - x = 14 mm.

	$d_{mm}$	0,21	0,42	0,76	1,53	3,02
h/d = 1	$K_d$ mesuré	0,869	0,870	0,872	0,877	0,886
		0,870	0,870	0,871	0,876	0,885
	$K_d$ calculé		0,869	0,871	0,876	0,885

	$d_{mm}$	0,21	0,44	0,76	1,52	3,03
h/d = 3	$K_d$ mesuré	0,868	0,869	0,871	0,875	0,882
		0,868	0,869	0,870	0,874	0,882
	$K_d$ calculé		0,868	0,870	0,874	0,882

Tableau 8.29 - Paroi convexe -  $x = 14$  mm.

	$d_{mm}$	0,20	0,43	0,74	1,51	3,00
h/d = 1	$K_d$ mesuré	0,969	0,970	0,971	0,972	0,974
		0,969	0,971	0,972	0,973	0,975
	$K_d$ calculé		0,969	0,970	0,971	0,973

	$d_{mm}$	0,20	0,42	0,73	1,54	3,02
h/d = 3	$K_d$ mesuré	0,968	0,970	0,971	0,972	0,973
		0,969	0,971	0,971	0,972	0,973
	$K_d$ calculé		0,969	0,969	0,970	0,972

Tableau 8.30 - Paroi concave -  $x = 14$  mm.

	$d_{mm}$	0,21	0,42	0,76	1,53	3,00
h/d = 1	$10^3 \frac{d}{D}$	1	2	3,5	7	14
	$K_d$	0,997	0,995	0,995	0,993	0,992
		0,996	0,995	0,994	0,993	0,992

	$d_{mm}$	0,21	0,43	0,76	1,52	3,03
h/d = 3	$10^3 \frac{d}{D}$	1	2	3,5	7	14
	$K_d$	0,997	0,996	0,996	0,995	0,994
		0,997	0,996	0,995	0,994	0,993

Tableau 8.31 - Paroi convexe : point d'arrêt.

	$d_{mm}$	0,20	0,42	0,73	1,54	3,02
h/d = 1	$10^3 \frac{d}{D}$	1	2	3,3	7	14
	$K_d$	0,997	0,996	0,995	0,994	0,992
		0,997	0,996	0,994	0,993	0,992

	$d_{mm}$	0,20	0,41	0,75	1,52	3,02
h/d = 3	$10^3 \frac{d}{D}$	1	2	3,4	7	14
	$K_d$	0,997	0,996	0,995	0,994	0,993
		0,997	0,996	0,996	0,994	0,993

Tableau 8.32 - Paroi concave : point d'arrêt.

VALEURS NUMERIQUES DU CHAPITRE 9

$\alpha$ degré	$\theta$ mm	$u_e$ m/s	$u_{e_x}$ s <sup>-1</sup>	$\frac{u_{e_x}}{u_e}$ m <sup>-1</sup>
0	0,0200	0	3300	—
5	0,0211	2,85	2900	1017
10	0,0168	8,10	2713	335
15	0,0203	11,80	2655	225
20	0,0193	15,77	2760	175
25	0,0206	19,15	2770	145
30	0,0206	22,60	2486	110
35	0,0208	26,00	2288	88
40	0,0217	28,85	2048	71
45	0,0225	31,50	1827	58
50	0,0233	33,93	1628	48
55	0,0250	35,68	1213	34
60	0,0268	37,02	995	27

Tableau 9.1 - Cylindres : paramètres  
de l'écoulement.

$\alpha$ degré	$K_{0,34}$	$K_{0,77}$	$K_{1,54}$	$K_{3,03}$
0	1,010	1,007	1,007	0,994
5	0,990	0,990	1,004	0,987
10	0,909	0,918	0,927	0,927
15	0,794	0,803	0,817	0,832
20	0,620	0,637	0,656	0,688
25	0,433	0,452	0,475	0,517
30	0,201	0,220	0,247	0,307
35	- 0,063	- 0,042	- 0,014	0,053
40	- 0,313	- 0,296	- 0,267	- 0,197
45	- 0,569	- 0,550	- 0,522	- 0,449
50	- 0,823	- 0,796	- 0,769	- 0,700
55	- 1,034	- 1,020	- 0,993	- 0,946
60	- 1,192	- 1,182	- 1,154	- 1,113
65	- 1,286	- 1,287	- 1,270	- 1,253
70	- 1,335	- 1,341	- 1,331	- 1,363
75	- 1,279	- 1,288	- 1,291	- 1,410
80	- 1,205	- 1,214	- 1,222	- 1,290
85	- 1,150	- 1,151	- 1,146	- 1,154
90	- 1,070	- 1,051	- 1,030	- 0,986
95	- 1,056	- 1,046	- 1,023	- 0,984
100	- 1,060	- 1,046	- 1,023	- 0,990
105	- 1,078	- 1,058	- 1,035	- 1,004
110	- 1,082	- 1,068	- 1,045	- 1,016
115	- 1,091	- 1,074	- 1,051	- 1,026
120	- 1,100	- 1,089	- 1,064	- 1,035
125	- 1,113	- 1,101	- 1,074	- 1,045
130	- 1,123	- 1,109	- 1,085	- 1,055
135	- 1,131	- 1,104	- 1,090	- 1,058
140	- 1,143	- 1,118	- 1,101	- 1,067
145	- 1,156	- 1,128	- 1,111	- 1,075
150	- 1,200	- 1,185	- 1,161	- 1,117
155	- 1,212	- 1,198	- 1,174	- 1,132
160	- 1,235	- 1,226	- 1,209	- 1,181
165	- 1,274	- 1,271	- 1,260	- 1,226
170	- 1,292	- 1,287	- 1,274	- 1,248
175	- 1,298	- 1,294	- 1,282	- 1,258
180	- 1,302	- 1,300	- 1,286	- 1,267

Tableau 9.2 - Cylindre avec  $h/d = 3$  : valeurs de  $K_d$  .

$\alpha$ degré	$d_{mm}$	$d/\theta$	$\frac{du_{ex}}{u_e}$
5	0,34	16,11	0,356
10	0,34	20,24	0,114
	0,77	45,83	0,258
	1,54	91,66	0,516
15	0,34	16,74	0,077
	0,77	37,93	0,173
	1,54	75,86	0,346
20	0,34	17,62	0,059
	0,77	39,90	0,135
	1,54	79,80	0,270
25	0,34	16,50	0,049
	0,77	37,38	0,111
	1,54	74,76	0,222
30	0,34	16,50	0,037
	0,77	37,38	0,085
	1,54	74,76	0,170
35	0,34	16,35	0,030
	0,77	37,01	0,068
	1,54	74,04	0,136
40	0,34	15,67	0,024
	0,77	35,48	0,055
	1,54	70,97	0,110
	3,03	139,63	0,215

Tableau 9.3 - Cylindre avec  $h/d \approx 3$ .

$\alpha$ degré	$d_{\text{mm}}$	$a/\theta$	$\frac{d u_{e_x}}{u_e}$
45	0,34	15,11	0,021
	0,77	34,22	0,046
	1,54	68,44	0,092
	3,03	134,67	0,175
50	0,34	14,59	0,016
	0,77	33,05	0,037
	1,54	66,10	0,074
	3,03	130,04	0,145
55	0,34	13,60	0,006
	0,77	30,80	0,013
	1,54	61,60	0,026
	3,03	121,20	0,049
60	0,34	12,69	0,005
	0,77	28,73	0,010
	1,54	57,46	0,022
	3,03	113,06	0,041

Tableau 9.3 - Cylindre avec  $h/d \approx 3$  (suite).

$d_{\text{mm}}$	0,34	0,77	1,54	3,03
$a/D$	0,011	0,026	0,051	0,101

Tableau 9.4 - Cylindre avec  $h/d \approx 3$ .

$\alpha$ degré	$d_{\text{mm}}$	$\frac{du_{ex}}{u_e}$	$\frac{K_d - K_o}{1 - K_o}$ (mesuré)	$F_{1+J_v} \frac{du_{ex}}{u_e} + J_c \frac{d}{D}$ (calculé)
10	0,34	0,114	0,062	0,063
	0,77	0,258	0,154	0,140
15	0,34	0,077	0,051	0,046
	0,77	0,173	0,092	0,094
20	0,34	0,059	0,033	0,036
	0,77	0,135	0,076	0,074
	1,54	0,270	0,125	0,140
25	0,34	0,049	0,027	0,031
	0,77	0,111	0,060	0,061
	1,54	0,222	0,099	0,100
30	0,34	0,037	0,020	0,025
	0,77	0,085	0,043	0,047
	1,54	0,170	0,076	0,087
35	0,34	0,030	0,017	0,020
	0,77	0,068	0,037	0,038
	1,54	0,136	0,063	0,069
40	0,34	0,024	0,016	0,018
	0,77	0,055	0,029	0,031
	1,54	0,110	0,051	0,055
	3,03	0,215	0,103	0,097

Tableau 9.5 - Cylindre avec  $h/d \approx 3$ 

Vérification de la formule(3.11).



$\alpha$ degré	$d_{mm}$	$\frac{du_{ex}}{u_e}$	$\frac{K_d - K_o}{1 - K_o}$ (mesuré)	$F_1 + J_v \frac{du_{ex}}{u_e} + J_c \frac{d}{D}$ (calculé)
45	0,34	0,021	0,015	0,016
	0,77	0,046	0,027	0,026
	1,54	0,092	0,045	0,046
	3,03	0,175	0,090	0,080
50	0,34	0,016	0,013	0,013
	0,77	0,037	0,028	0,022
	1,54	0,074	0,043	0,037
	3,03	0,145	0,080	0,064
55	0,34	0,011	0,006	0,011
	0,77	0,026	0,013	0,016
	1,54	0,052	0,026	0,024
	3,03	0,103	0,049	0,042
60	0,34	0,009	0,005	0,009
	0,77	0,021	0,010	0,012
	1,54	0,042	0,022	0,019
	3,03	0,082	0,041	0,031

Tableau 9.5 (suite) - Cylindre ave  $h/d = 3$ .

Vérification de la formule (3.11).

$h/d \backslash a/Q$	0,010	0,025	0,050	0,100
3	1,7	3,0	5,5	8,5
5	1,8	4,0	6,5	10
7	2,8	5,2	7,7	10,5

Tableau 9.6 - Valeurs moyennes de  $10^2 S$ .

$\alpha$ degré	$K_{0,32}$	$K_{0,78}$	$K_{1,58}$	$K_{3,05}$
10	0,917	0,926	0,936	0,938
15	0,799	0,815	0,829	0,846
20	0,632	0,656	0,673	0,698
25	0,438	0,464	0,485	0,520
30	0,207	0,239	0,262	0,309
35	- 0,052	- 0,018	0,005	0,061
40	- 0,311	- 0,277	- 0,250	- 0,189
45	- 0,569	- 0,527	- 0,508	- 0,451
50	- 0,812	- 0,779	- 0,750	- 0,709
55	- 1,028	- 0,998	- 0,976	- 0,946
60	- 1,187	- 1,157	- 1,147	- 1,139

Tableau 9.7 - Cylindre avec  $h/d \approx 5$ .

$\alpha$ degré	$K_{0,31}$	$K_{0,77}$	$K_{1,54}$	$K_{3,05}$
10	0,920	0,927	0,934	0,941
15	0,800	0,814	0,826	0,845
20	0,630	0,656	0,675	0,708
25	0,445	0,468	0,495	0,535
30	0,211	0,245	0,262	0,325
35	- 0,046	- 0,012	0,011	0,076
40	- 0,302	- 0,257	- 0,241	- 0,162
45	- 0,559	- 0,510	- 0,493	- 0,418
50	- 0,805	- 0,764	- 0,745	- 0,671
55	- 1,010	- 0,979	- 0,967	- 0,901
60	- 1,167	- 1,134	- 1,132	- 1,091

Tableau 9.8 - Cylindre avec  $h/d \approx 7$ .

$\alpha$ degré	20	25	30	35	40	45	50	55
$K_{0,8}$	0,631	0,429	0,197	- 0,058	- 0,319	- 0,571	- 0,836	- 1,062

Tableau 9.9 - Cylindre à  $h/d$  variable :  $d = 0,8$  mm  
et  $h/d \approx 2$ .

$x/l$	$D_{\text{mm}}$	$u_{e\text{ m}}$	$u_{e\text{ x}}$ $\text{s}^{-1}$	$\frac{u_{e\text{ x}}}{u_{e\text{ m}}}$ $\text{m}^{-1}$	$\theta_{\text{ mm}}$
0	5,24	0	18000	—	0,0080
0,0078	6,84	15,13	10500	694	0,010
0,0103	7,98	18,10	8600	475	0,012
0,0246	14,38	31,5	5700	181	0,0140
0,0252	14,38	31,5	5700	181	0,0140
0,0338	15,80	33,65	- 416	- 12	0,0198
0,0432	42,30	33,20	- 353	- 11	0,0269
0,0460	50,86	32,40	- 259	- 8	0,0280
0,0795	225,16	31,00	- 155	- 5	0,0480
0,0803	233,12	31,10	- 110	- 3,5	0,0494
0,1140	433,24	30,9	- 25	- 0,8	0,0606
0,1331	444,62	30,8	- 25	- 0,8	0,0682
0,1609		30,7	- 27	- 0,9	0,0736
0,2796		30,6	- 2	- 0,06	0,0938
0,2800	Effet	30,6	- 2	- 0,06	0,0938
0,3797	de	30,6	- 2	- 0,06	0,113
0,3813	de	30,6	- 2	- 0,06	0,113
0,4796	courbure	30,6	- 2	- 0,06	0,113
0,4816	négligeable	30,5	- 22	- 0,72	0,128
0,5800		30,5	- 22	- 0,72	0,128
0,5818		29,8	- 52	- 1,74	0,150
0,6807		29,8	- 52	- 1,74	0,150
0,6820		29,1	- 41	- 1,4	0,172
0,7813		29,1	- 41	- 1,4	0,172
0,7827		28,6	- 34	- 1,19	0,192
0,9493		28,6	- 34	- 1,19	0,192
0,9500		26,4	- 90	- 3,41	0,261
		26,4	- 90	- 3,41	0,261

Tableau 9.10 - Profil d'aile ONERA D .

$x/l$	$d/\theta$	$10^3 F$	$10^3 d/D$	$10^3 \frac{du_e}{u_e}$
0	37,5	9	57	—
0,0078	30,0	9	44	208
0,0103	25,0	9	38	142
0,0246	21,4	9	21	54
0,0252	21,4	9	21	54
0,0338	15,2	9	19	- 3,6
0,0432	11,2	9	7	- 3,3
0,0460	10,7	9	6	- 2,4
0,0795	6,3	8,5	1,3	- 1,5
0,0803	6,1	8,5	1,3	
0,1140	4,9	8		
0,1331	4,4	8		
0,1609	4,1	7,5		
0,2796	3,2	7		
0,2800	3,2	7		
0,3797	2,6	6,5		
0,3813	2,6	6,5		
0,4796	2,3	6		
0,4816	2,3	6		
0,5800	2,0	5,5		
0,5818	2,0	5,5		
0,6807	1,7	5,5		
0,6820	1,7	5,5		
0,7813	1,6	5,5		
0,7827	1,6	5,5		
0,9493	1,1	4,5		
0,9500	1,1	4,5		

Effets de courbure  
et de gradient de  
vitesse négligeables.

BUS  
LILLE

Tableau 9.11 - Profil d'aile ONERA D,  
 $d = 0,3$  mm.

$x/l$	$d/\theta$	$10^3 F$	$10^3 d/D$	$10^3 \frac{du_e x}{u_e}$
0	75,0	9	114	—
0,0078	60,0	9	87	416
0,0103	50,0	9	75	285
0,0246	42,8	9	42	109
0,0252	42,8	9	42	109
0,0338	30,3	9	38	- 7,2
0,0432	22,3	9	14	- 6,6
0,0460	21,4	9	12	- 4,8
0,0795	12,5	9	2,7	- 3
0,0803	12,1	9	2,6	- 2
0,1140	9,9	9	1,4	
0,1331	8,8	9	1,3	
0,1609	8,2	9		
0,2796	6,4	8,5		
0,2800	6,4	8,5		
0,3797	5,3	8		
0,3813	5,3	8		
0,4796	4,7	7,5		
0,4816	4,7	7,5		
0,5800	4,0	7		
0,5818	4,0	7		
0,6807	3,5	7		
0,6820	3,5	7		
0,7813	3,1	7		
0,7827	3,1	7		
0,9493	2,3	6		
0,9500	2,3	6		

Tableau 9.12 - Profil d'aile ONERA D,  
 $d = 0,6$  mm.

$x/l$	$10^3 E$ $d = 0,3 \text{ mm}$	$10^3 E$ $d = 0,6 \text{ mm}$	$K_o$ $d_o = 0,3 \text{ mm}$	$K_o$ $d_o = 0,6 \text{ mm}$
0	—	—		
0,0078	74	—	0,683	—
0,0103	51	—	0,450	—
0,0246	23	37	- 0,401	- 0,400
0,0252	23	37	- 0,405	- 0,404
0,0338	1	- 6	- 0,565	- 0,562
0,0432	5	2	- 0,526	- 0,524
0,0460	5	2	- 0,444	- 0,440
0,0795	7,5	7	- 0,339	- 0,338
0,0803	8,5	7	- 0,336	- 0,336
0,1140	8	9	- 0,316	- 0,314
0,1331	8	9	- 0,300	- 0,297
0,1609	7,5	9	- 0,306	- 0,302
0,2796	7	8,5	- 0,292	- 0,289
0,2800	7	8,5	- 0,292	- 0,289
0,3797	6,5	8	- 0,294	- 0,290
0,3813	6,5	8	- 0,297	- 0,295
0,4796	6	7,5	- 0,281	- 0,279
0,4816	6	7,5	- 0,285	- 0,282
0,5800	5,5	7	- 0,219	- 0,218
0,5818	5,5	7	- 0,221	- 0,219
0,6807	5,5	7	- 0,166	- 0,165
0,6820	5,5	7	- 0,167	- 0,166
0,7813	5,5	7	- 0,124	- 0,123
0,7827	5,5	7	- 0,124	- 0,124
0,9493	4,5	6	0,034	0,034
0,9500	4,5	6	0,032	0,033

Tableau 9.13 - Profil d'aile ONERA D : Valeurs de  $K_o$

$$\text{et de } E = F + G_v \frac{du_e x}{u_e} + G_c \frac{d}{D}$$

ANNEXE 1 : PROGRAMMES DE CALCUL

FORTRAN-VIID P03-00.0

FORTRAN VIID: LICENSED RESTRICTED RIGHTS AS STATED IN LICENSE L-0181-0071 \*\*\*

```

1      SBATCH
2      C
3      C
4      C
5      C   PROGRAMME COUCLAM.FTM
6      C
7      C
8      C   ASSIGIATIONS
9      C
10     C AS 1.FICHER DE DONNEES
11     C AS 2.COM:
12     C AS 4.PR:
13     C
14     000000I      DIMENSION S(1000),X(1000),R(1000),UE(1000),TITRE(15)
15     000006I      DIMENSION SLU(100),XLU(100),RLU(100),UELU(100),E(100),F(100)
16     000000I      COM10N/FORME/THETA(1000),H(1000)
17     C
18     C ENTREE
19     C
20     C ATTENTION : SLU,XLU,PLU,UELU DOIVENT ETRE SANS DIMENSION
21     C
22     000006I      WRITE(2,9500)
23     004864I      READ(2,9600) IOPIMP
24     004880I      READ(1,9000) NXT,KASE,KOIS,UREF,RIGL,CNU
25     004920I      READ(1,9200) (TITRE(I),I=1,15)
26     0049A6I      WRITE(4,9100) (TITRE(I),I=1,15)
27     004A2AI      WRITE(4,9000) NXT,KASE,UREF,RIGL,CNU
28     004A8CI      NPAS=5
29     004A94I      IBOU=(NXT-1)*NPAS+1
30     004AAAI      IF(KOIS.EQ.1) GO TO 100
31     004AC0I      READ(1,9100) (XLU(I),UELU(I),RLU(I),I=1,NXT)
32     C
33     C INTERPOLATION PAR FONCTION SPL
34     C
35     004B84I      K=1
36     004B8CI      DO 10 I=1,NXT-1
37     004BA2I      K=K+1
38     004B80I      X(I)=XLU(I)
39     004B8BI      DO 15 J=1,NPAS-1
40     004BDEI      K=K+1
41     004BECI      15  X(K)=(XLU(I+1)-XLU(I))/NPAS+X(K-1)
42     004C42I      10  CONTINUE
43     004C5AI      X(IBOU)=XLU(NXT)
44     004C72I      DO 20 J=1,IBOU
45     004C86I      DO 20 I=1,NXT-1
46     004C9CI      IF(X(J).LT.XLU(I).OR.X(J).GT.XLU(I+1)) GO TO 20
47     004CE0I      UE(J)=UELU(I)+(X(J)-XLU(I))*(UELU(I+1)-UELU(I))/
48     004C9CI      @ (XLU(I+1)-XLU(I))
49     004D48I      R(J)=RLU(I)+(X(J)-XLU(I))*(RLU(I+1)-RLU(I))/(XLU(I+1)-XLU(I))
50     004DB0I      20  CONTINUE
51     C
52     C CALCUL DE L'ABCISSE CURVILIGNE
53     C
54     004DE0I      S(1)=0.
55     004DEC I      DO 50 I=2,IBOU
56     004E00I      50  S(I)=S(I-1)+SQRT((X(I)-X(I-1))**2+(R(I)-R(I-1))**2)
57     004EB2I      GO TO 400
58     004EB8I      100 READ(1,8100) (SLU(I),UELU(I),RLU(I),I=1,NXT)

```



```

59      C
60      C INTERPOLATION PAR FUNCTION SPL
61      C
62      004F7CI      K=1
63      004F84I      DO 60 I=1,NXT-1
64      004F9AI      K=K+1
65      004FA9I      S(K)=SLU(I)
66      004FC2I      DO 65 J=1,NPAS-1
67      004FD8I      K=K+1
68      004FE6I      65 S(K)=(SLU(I+1)-SLU(I))/NPAS+S(K-1)
69      005040I      69 CONTINUE
70      00505AI      S(IBOU)=SLU(NXT)
71      005072I      DO 70 I=1,IBOU
72      005086I      R(I)=SPL(S(I),SLU,RLU,NXT,E,F)
73      005100I      UF(I)=SPL(S(I),SLU,UELU,NXT,E,F)
74      00511CI      79 CONTINUE
75      005134I      400 CONTINUE
76      005134I      CALL TRAIT(IOPIMP, NPAS, HREF, BIGL, CNU, IBOU, KASE, R, S, X, UF)
77      C
78      C CALCUL DU POINT DE DECOLLEMENT
79      C
80      005174I      DO 200 I=2,IBOU-1
81      00518AI      DTHEDS=(THETA(I+1)-THETA(I-1))/(2.*(S(I+1)-S(I-1)))
82      0051D8I      DUEDS=(UE(I+1)-UE(I-1))/(2.*(S(I+1)-S(I-1)))
83      005222I      CF1=THETA(I)*(H(I)+2.)*DUEDS/(UE(I)+BIGL)
84      005264I      CF2=DTHEDS/BIGL+CF1
85      00527CI      IF(CF2.GT.0.) GO TO 200
86      005294I      WRITE(4,7000) I,X(I)
87      005300I      STOP
88      005300I      200 CONTINUE
89      005320I      STOP
90      C
91      C FORMATS
92      C
93      00532AI      7000 FORMAT(1H ,//,10X,'DECOLLEMENT A ',I3,1X,'DEGRES',5X,
94      *X=',F12.4)
95      005370I      8000 FORMAT(3I3,3F10.0)
96      00538AI      8100 FORMAT(3F10.0)
97      00539CI      8200 FORMAT(15A4)
98      0053ACI      8500 FORMAT(2X,'IMPRESSION DES RESULTATS COMPLETS ? OUI=1 NON=0')
99      0053ECI      8600 FORMAT(I1)
100     0053FCI      9000 FORMAT(1H0,5HNXT =,I3,14X,5HKASE=,I3/1H ,5HJREF=,E14.6,3X,
101     *      5HBIGL=,E14.6,3X,5HNU =E14.6/)
102     00545CI      9100 FORMAT(1H0,70X,15A4)
103     005474I      END

```

NO ERRORS:F7D R03-00.0 MAINPROG .MAIN 30/03/82 15:14:29 TABLE SPACE: 4 KB  
STATEMENT BUFFER: 20 LINES/1321 BYTES STACK SPACE: 192 WORDS  
SINGLE PRECISION FLOATING PT SUPPORT REQUIRED FOR EXECUTION

```

1 000000I SUBROUTINE THWAIT(IOIMP,NPAS,UREF,BIGL,CNU,IBOU,KASE,
2 *R,S,X,UE)
3 000004I DIMENSION R(IBOU),S(IBOU),X(IBOU),UE(IBOU)
4 000034I COMMON/FORME/THETA(1000),H(1000)
5 C
6 C METHODE DE THWAITES
7 C
8 000034I WRITE(4,9200)
9 000088I CF=0.
10 000094I URSUM=0.
11 0000A0I RL=UREF*BIGL/CNU
12 0000B8I F2=0.
13 0000C4I JMC=0
14 0000CCI DO 400 I=1,IBOU
15 0000E0I R2=1.
16 0000ECI IF(KASE.EQ.2) R2=R(I)**2
17 00011CI F2=UE(I)**5*R2
18 000146I IF(I.EQ.1) GO TO 480
19 00015CI IF(I.EQ.2.AND.KASE.GE.1) GO TO 480
20 000182I URSUM=URSUM+0.5*(F1+F2)*(S(I)-S(I-1))
21 0001CCI DUEDS=(UE(I)-UE(I-1))/(S(I)-S(I-1))
22 000224I CONST=0.45/(F2*UE(I))
23 000250I THTATM=CONST*URSUM
24 000262I GO TO 495
25 000268I 480 DUEDS=(UE(2)-UE(1))/S(2)
26 00029EI THTATM=0.
27 0002AAI IF(KASE.EQ.1) THTATM=0.075/DUEDS
28 0002CCI IF(KASE.EQ.2) THTATM=0.056/DUEDS
29 0002EEI 495 THETA(I)=SQRT(THTATM/RL)*BIGL
30 00032CI RTHETA=THETA(I)*UE(I)/CNU*UREF
31 000360I RS=UE(I)*S(I)/CNU*UREF*BIGL
32 0003A0I CLMBDA=THTATM*DUEDS
33 0003B2I IF(CLMBDA.LT.0.0) GO TO 496
34 0003CAI H(I)=2.61-3.75*CLMBDA+5.24*CLMBDA**2
35 00040EI CL=0.22+1.57*CLMBDA-1.8*CLMBDA**2
36 00043CI GO TO 497
37 000442I 496 H(I)=0.0731/(0.14+CLMBDA)+2.088
38 00046AI CL=0.22+1.402*CLMBDA+0.019*CLMBDA/(CLMBDA+0.107)
39 00049EI 497 DELS=THETA(I)*H(I)
40 0004C0I IF(I.GT.1) CF=2.0*CL/(UE(I)*THETA(I)/BIGL*RL)
41 C
42 C TRANSFORMATION DE S,X,UE EN UNITES PHYSIQUES
43 C
44 000512I SPHY=S(I)*BIGL
45 000532I XPHY=X(I)*BIGL
46 000552I UEPHY=UE(I)*UREF
47 C
48 C ECRITURE DES RESULTATS COMPLETS OU PAS
49 C
50 C RESULTATS EN SORTIE
51 C
52 C SPHY : ABCISSE CURVILIGNE
53 C RS : REYNOLDS BASE SUR L'ABCISSE CURVILIGNE
54 C DELS : EPAISSEUR DE DEPLACEMENT
55 C THETA : EPAISSEUR DE QUANTITE DE MOUVEMENT
56 C H : FACTEUR DE FORME
57 C CF : COEFFICIENT DE FROTTEMENT
58 C RTHETA : REYNOLDS BASE SUR THETA
59 C DUEDS : GRADIENT DE VITESSE
60 C XPHY : ABCISSE DU PROFIL
61 C UEPHY : VITESSE LOCALE
62 C
63 000572I IF(IOIMP.EQ.1) GO TO 85
64 C
65 000588I IF(400(I,NPAS)..EQ.1) GO TO 80
66 0005B4I JMC=JMC+1
67 0005C2I WRITE(4,9300) JMC,SPHY,RS,DELS,THETA(I),H(I),CF,RTHETA,DUEDS,
68 * XPHY,UEPHY
69 000664I 80 CONTINUE
70 000664I GO TO 501
71 00066AI 85 WRITE(4,9300) I,SPHY,RS,DELS,THETA(I),H(I),CF,RTHETA,DUEDS,
72 * XPHY,UEPHY
73 C
74 00070CI 501 F1=F2
75 000718I 500 CONTINUE
76 C
77 C FORMATS
78 C
79 000738I 9200 FORMAT(1H0,2X,10I,5X,1HS,11X,2URS,9X,4HDELS,7X,5HTHETA,9X,
80 * 10H,11X,2HCF,9X,6HRTHETA,6X,5HDUEDS,9X,1HX,11X,2HUE/)
81 0007A4I 9300 FORMAT(1H ,I3,10E12.4)
82 0007C0I RLTHA
83 0007C6I END

```



```

1 000000I      FUNCTION SPL(XX,X,Y,N,E,F)
2 000018I      DIMENSION X(N),Y(N),E(N),F(N)
3 000048I      REAL K1,K2
4 000048I      P=1./(X(2)-X(1))
5 00008E1      E(1)=-0.5
6 0000A4I      F(1)=1.5*(Y(2)-Y(1))*P
7 0000E0I      DO 10 I=2,N-1
8 0000F6I      Q=P
9 000102I      P=1./(X(I+1)-X(I))
10 00013AI      Q=(I-1)*Q+2.*(Q+P)
11 000170I      E(I)=-P/Q
12 000192I      F(I)=(3.*(Y(I)-Y(I-1))*Q+Q+(Y(I+1)-Y(I))*P+P)-F(I-1)*Q)/D
13 000244I      10 CONTINUE
14 00025CI      YPI=(3.*(Y(N)-Y(N-1))*P-F(N-1))/(2.*E(N-1))
15 0002CCI      I=N
16 000238I      DO 20 II=2,N
17 0002EC1      I=I-1
18 0002FAI      YPIP1=YPI
19 000306I      YPI=E(I)*YPIP1+F(I)
20 00033AI      IF(XX.GE.X(I)) GO TO 30
21 000360I      20 CONTINUE
22 000378I      30 R=(XX-X(I))/(X(I+1)-X(I))
23 0003C4I      S=(XX-X(I+1))/(X(I+1)-X(I))
24 000412I      H1=(1.+2.*R)*S*S
25 000436I      H2=(1.-2.*S)*R*R
26 00045CI      K1=(XX-X(I))*S*S
27 000488I      K2=(XX-X(I+1))*R*R
28 000436I      SPL=H1*Y(I)+H2*Y(I+1)+K1*YPI+K2*YPIP1
29 00050E1      RETURN
30 000514I      END

```

```

1
2
3
4
5
6
7
8
9
10
11
12
13 000000I      C      IMPLICIT DOUBLE PRECISION (A-H,O-Z)
14 000006I      C      DIMENSION X(1000),Y(1000),E(1000),F(1000),P*(31)
15 000006I      C      DIMENSION XLU(451),YLU(451)
16 000006I      C      DIMENSION YPM(31)
17 000006I      C      DATA (P*(I),I=1,16)/0.,.25.,.42.,.845,1.85,3.055,4.39,4.74,
18 *6.88,9.66,9.86,14.87,17.645,21.87,27.575,29.89/
19 00902CI      C      DATA (YPM(I),I=1,16)/0.,1.149,1.495,2.120,3.027,3.665,4.092,4.180
20 *4.629,5.129,5.098,5.798,6.107,6.513,6.954,7.104/
21 00902CI      C      WRITE(5,1010)
22 009064I      C      READ(3,1001)L
23 00904CI      C      WRITE(3,1000)
24 0090F4I      C      READ(3,1001)K
25 0090C4CI     C      WRITE(3,1002)
26 0090C88I     C      READ(3,1001)NTMAX
27 0090C0CI     C      DO 10 I=1,451
28 009CE4I      C      READ(2,1500,END=11)YLU(I),XLU(I)
29 00907AI      C      N=N+1
30 009088I      C      DO 30 I=1,N
31 00909CI      C      IF (XLU(I+1)-XLU(I).LT.0.)GO TO 31
32 0090D04I     C      CONTINUE
33 0090ECI      C      NP1=I
34 0090FAI      C      NP3=2*NP1-1
35 0090F08I     C      WRITE(4,2001)NP3,K,L,NTMAX
36 0090E63I     C      NP2=NP1-1
37 0090F76I     C      DO 40 I=1,NP2
38 0090F8AI     C      X(2*NP1-I)=XLU(NP1+1-I)
39 0090E84I     C      X(I)=-XLU(NP1+1-I)
40 0090F0CI     C      Y(I)=YLU(NP1+1-I)
41 0090F0CI     C      Y(2*NP1-I)=YLU(NP1+1-I)
42 0090F28I     C      CONTINUE
43 0090F40I     C      X(NP1)=XLU(1)
44 0090F52I     C      Y(NP1)=YLU(1)
45 0090F64I     C      LL=L+1
46 0090F72I     C      DO 13 J=1,LL
47 0090F86I     C      E(J)=X(1)+(J-1)*(X(NP3)-X(1))/L
48 0090FDCI     C      CALL L2SPLC(X,Y,NP3,E,F,L,K,NTMAX)
49 00A010I      C      WRITE(4,2002)
50 00A04CI      C      DO 100 I=1,16
51 00A054I      C      YCALC=YPM(I)
52 00A066I      C      IF (YCALC.EQ.0.)GO TO 20
53 00A08AI      C      XP1=PM(I)
54 00A09CI      C      IB=0
55 00A0A4I      C      EPS=.001
56 00A0BCI      C      CONTINUE
57 00A0BCI      C      IB=IB+1
58 00A0CAI      C      XPM=PPVALU(E,F,L,K,YCALC,0)
59 00A102I      C      PP=(XP1-PM(I))*(XPM-PM(I))
60 00A12EI      C      IF (ABS(XPM-PM(I)).LE..0001)GO TO 20
61 00A17AI      C      IF (PP.LT.0.)EPS=EPS/2.
62 00A1B6I      C      IF ((XPM-PM(I)).LT.0..AND.FPS.GT.0.)OR.(XPM-PM(I).GT.0..AND.
63 *EPS.LT.0.)EPS=-EPS
64 00A258I      C      YCALC=YCALC-EPS
65 00A26AI      C      XP1=XPM
66 00A276I      C      GO TO 21
67 00A27AI      C      X0=YCALC
68 00A296I      C      YC=PPVALU(E,F,L,K,X0,0)
69 00A2HEI      C      YP=PPVALU(E,F,L,K,X0,1)
70 00A2F6I      C      YPP=PPVALU(E,F,L,K,X0,2)
71 00A32EI      C      C=0ABS(YPP)/DSQRT((1.+YP*YP)**3.)
72 00A3A2I      C      R=1./C
73 00A3C0I      C      WRITE(4,2000)X0,YC,YP,YPP,R
74 00A424I      C      CONTINUE
75
76
77
78 00A43AI      C      1000 FORMAT(* ORDRE DE LA SPLINE,I2*)
79 00A460I      C      1001 FORMAT(I2)
80 00A470I      C      1002 FORMAT(* NOMBRE DE PASSAGE DANS NEWNOT,I2*)
81 00A4A0I      C      1010 FORMAT(* NOMBRE DE NOEUDS,I2*)
82 00A4C4I      C      1500 FORMAT(2F10,3)
83 00A4D8I      C      2000 FORMAT(1H,5(D14,7,5X))
84 00A4F4I      C      2001 FORMAT(* NPOINTS :*,I3,3X,*ORDRE DE LA SPLINE :*,I2,3X,
85 *NOMBRE DE NOEUDS :*,I2,3X,*NOMBRE DE PASSAGE DANS NEWNOT :*,
86 *I2,/)
87 00A574I      C      2002 FORMAT(1H,6X,*Y0*,14X,*X CALCULE*,12X,*DX/DY*,12X,
88 *DY/DX*,9X,*RAYON DE COURBURE*,/)
89 00A5D0I      C      STOP
90 00A5D8I      C      END

```

ANNEXE 2 : PROCEDURE D'APPLICATION DE  
LA METHODE DE CORRECTION

La procédure résumée ici est en fait un mode d'emploi. Il doit permettre à ceux que rebute la lecture de tout le mémoire d'utiliser malgré tout la méthode mise au point.

### I - FORMULE DE CORRECTION EN INCOMPRESSIBLE

D'après nos résultats expérimentaux, elle est valable pour

$$\frac{du_e^x}{u_e} \leq 0,15 \quad \text{et} \quad \frac{d}{D} \leq 0,1 .$$

#### 1) Cas général

$$\frac{p_d - p_o}{\frac{1}{2} \rho u_e^2} = F + G_v \frac{du_e^x}{u_e} + G_c \frac{d}{D} ,$$

$F$ ,  $G_v$  et  $G_c$  dépendent de  $\frac{d}{\theta}$  et de  $\frac{h}{d}$ . Seul  $F$  dépend de la nature de la couche limite.

#### 2) Cas extrêmes

$$\frac{p_d - p_o}{\frac{1}{2} \rho u_e^2} = I_\theta \frac{d}{\theta} + I_v \frac{du_e^x}{u_e} + I_c \frac{d}{D} , \quad d \ll \theta .$$

$$\frac{p_d - p_o}{\frac{1}{2} \rho u_e^2} = F_1 + J_v \frac{du_e^x}{u_e} + J_c \frac{d}{D} , \quad d \gg \theta .$$

$I_v$ ,  $I_c$ ,  $J_v$  et  $J_c$  sont des constantes qui ne dépendent que de  $h/d$ .

$I_\theta$  et  $F_1$  dépendent de  $h/d$  et de la nature de la couche limite.

Les valeurs des différents coefficients d'influence pour  $h/d = 1$  et 3 sont rassemblées dans les tableaux  $A_1$  et  $A_2$  pages 255 et 256.

$F_1$ ,  $J_v$  et  $J_c$  pour  $h/d = 2, 5$  et 7 sont donnés pages 118 et 119 et sur la figure 9.1.

Les relations précédentes sont valables pour une cavité arrière grande devant le diamètre des orifices et lorsque la distance séparant les orifices voisins est suffisamment grande (supérieure à  $5d$ ).

## II - APPLICATION DE LA FORMULE DE CORRECTION AUX MESURES DE PRESSION

La mesure de la pression  $p_d$  à la prise de diamètre  $d$  et celle de la pression cinétique au loin fournissent

$$K_d = \frac{p_d - p_\infty}{\frac{1}{2} \rho u_\infty^2} = 1 - \left( \frac{u_e}{u_\infty} \right)^2 .$$

$$\text{De là, } \frac{u_e}{u_\infty} = - \frac{1}{2} \frac{K_d}{1 - K_d} .$$

La connaissance de l'épaisseur de quantité de mouvement  $\theta$  de la couche limite et celle du rayon de courbure de la paroi  $D/2$  permettent de calculer l'erreur  $\frac{p_d - p_o}{\frac{1}{2} \rho u_e^2}$  à l'aide des formules rappelées en I.

La vraie valeur  $K_o$ , cherchée, est obtenue à l'aide de

$$\frac{p_d - p_o}{\frac{1}{2} \rho u_e^2} = \frac{K_d - K_o}{1 - K_o} .$$

Cas particuliers :

1) Point d'arrêt

$$\frac{p_d - p_o}{\frac{1}{2} \rho u_\infty^2} = L + L_c \frac{d}{D}$$

où  $L$  et  $L_c$  sont fonction de  $\frac{d}{\theta}$  et de  $h/d$ .

Le seul cas qui se présente dans la pratique est  $d \gg \theta$  ; on a

$$\frac{p_d - p_o}{\frac{1}{2} \rho u_\infty^2} = L_1 + B_c \frac{d}{D}$$

avec  $L_1 = -0,005$  pour  $h/d = 1$

$= -0,004$  pour  $h/d = 3$

et  $B_c = -0,20$  pour  $h/d = 1$  et  $3$

Remarque : Ceci n'est valable que pour un vrai point d'arrêt (voir critère page 111).

2) Domaine décollé

$$\frac{p_d - p_o}{\frac{1}{2} \rho u_\infty^2} = S \left( \frac{d}{Q}, \frac{h}{d} \right)$$

où  $Q$  est le maître-couple.

Pour les valeurs de  $S$ , voir tableau 9.6 page 239.

Remarque : Ceci n'est pas vrai près d'un point de décollement ou d'un point d'arrêt.

d/θ	10 <sup>3</sup> F	
	h/d = 1	h/d = 3
0,15	1	0,7
0,25	1,5	1
0,40	2	1,5
0,50	3	1,7
0,60	3,5	2
0,65	3,8	2
0,70	4,2	2
0,75	4,5	2,2
0,85	5,0	2,7
1,00	5,3	3
1,10	5,7	3,5
1,25	6,3	4,0
1,50	7	4,5
1,65	7,5	4,5
1,80	8	4,7
2,00	8,5	4,7
2,25	8,7	5,1
2,50	9	5,2
2,75	9,5	5,4
3,00	10	5,5
5,00	10,5	6
6,00	10,5	6,5
8,00	11	7
9,00	11	7

(a)

d/θ	10 <sup>3</sup> F	
	h/d = 1	h/d = 3
0,05	1	0,6
0,08	1,5	1
0,15	2,5	1,6
0,25	3	2,5
0,30	3,7	3,5
0,40	4,7	4
0,60	6,2	4,5
0,75	7	5
0,85	7,3	5,2
1,00	7,5	5,5
1,10	7,6	5,7
1,25	8,0	6,0
1,50	8,5	6,5
1,75	9	7
2,00	10	7,5
2,25	10,5	8,0
2,50	11	8,5
2,75	11,5	9,0
3,00	12	9,5
4,00	12,7	10
5,00	13,5	10,5
6,00	14	11
7,00	14,5	11,5
8,00	15	12
9,00	15,5	12,5
10,00	16	13
12,00	17	14
15,00	18	15
16,00	18	15

(b)

Tableau A<sub>1</sub> - Effet de la couche limite : (a) laminaire  
(b) turbulent

BUS  
LILLE

$d/\theta$	$G_v$	$G_v$	$G_c$	$G_c$
	$h/d = 1$	$h/d = 3$	$h/d = 1$	$h/d = 3$
0,1	0,38	0,25	- 0,37	- 0,30
0,2	0,38	0,25	- 0,37	- 0,30
0,3	0,39	0,27	- 0,365	- 0,30
0,4	0,41	0,30	- 0,36	- 0,295
0,5	0,45	0,37	- 0,355	- 0,29
0,7	0,48	0,40	- 0,31	- 0,25
1,0	0,49	0,41	- 0,29	- 0,24
1,25	0,495	0,42	- 0,285	- 0,23
1,50	0,50	0,43	- 0,28	- 0,22
1,75	0,51	0,44	- 0,275	- 0,215
2,0	0,52	0,45	- 0,27	- 0,21
2,5	0,53	0,46	- 0,265	- 0,205
3	0,54	0,47	- 0,265	- 0,205
3,5	0,55	0,48	- 0,26	- 0,20
4	0,56	0,49	- 0,26	- 0,20
4,5	0,57	0,495	- 0,26	- 0,20
5	0,585	0,50	- 0,26	- 0,20
6	0,60	0,51	- 0,26	- 0,20
7	0,61	0,52	- 0,26	- 0,20
8	0,62	0,53	- 0,26	- 0,20

Tableau A<sub>2</sub> - Valeurs de  $G_v$  et  $G_c$  pour  $h/d = 1$  et  $h/d = 3$ .

## RESUME

On étudie le problème de la détermination exacte de la pression pariétale à l'aide d'un orifice. On met en évidence l'influence des paramètres sans dimensions significatifs qui représentent les effets de couche limite, de gradient de vitesse et de courbure de paroi. Une linéarisation partielle permet de proposer une formule de correction où interviennent des fonctions d'influence que la théorie ne permet pas d'appréhender. Un nombre limité d'expériences sur des maquettes spécifiques permet de déterminer ces fonctions dans les cas d'intérêt pratique. De là une méthode de correction universelle, applicable en écoulement incompressible. La validité de la formule proposée est vérifiée sur deux écoulements complexes tests. On met en évidence l'importance des effets de la correction sur la détermination de la traînée de forme d'un obstacle élancé et on souligne les difficultés pratiques d'utilisation de la méthode.

## MOTS-CLEFS

- MESURE DE PRESSION. ORIFICE. CORRECTION.
- PRESSION STATIQUE.
- METROLOGIE. FLUIDES.