

GILLES ROY

**CONTRIBUTION À L'ÉTUDE DE L'ÉCOULEMENT RADIAL: APPLICATION EN
MÉTROLOGIE INDUSTRIELLE**

**Thèse
présentée
à la Faculté des études supérieures
de l'Université Laval
pour l'obtention du grade de Philosophiae Doctor (Ph.D.)**

**Département de génie mécanique
FACULTÉ DES SCIENCES ET DE GÉNIE
UNIVERSITÉ LAVAL
QUÉBEC, CANADA**

JUIN 1997

© Gilles Roy, 1997



National Library
of Canada

Acquisitions and
Bibliographic Services

395 Wellington Street
Ottawa ON K1A 0N4
Canada

Bibliothèque nationale
du Canada

Acquisitions et
services bibliographiques

395, rue Wellington
Ottawa ON K1A 0N4
Canada

Your file *Votre référence*

Our file *Notre référence*

The author has granted a non-exclusive licence allowing the National Library of Canada to reproduce, loan, distribute or sell copies of this thesis in microform, paper or electronic formats.

The author retains ownership of the copyright in this thesis. Neither the thesis nor substantial extracts from it may be printed or otherwise reproduced without the author's permission.

L'auteur a accordé une licence non exclusive permettant à la Bibliothèque nationale du Canada de reproduire, prêter, distribuer ou vendre des copies de cette thèse sous la forme de microfiche/film, de reproduction sur papier ou sur format électronique.

L'auteur conserve la propriété du droit d'auteur qui protège cette thèse. Ni la thèse ni des extraits substantiels de celle-ci ne doivent être imprimés ou autrement reproduits sans son autorisation.

0-612-26029-1

Canada

RÉSUMÉ (COURT)

Une étude numérique et expérimentale de l'écoulement radial en fluide incompressible et compressible avec des applications en métrologie pneumatique industrielle est effectuée. L'étude porte principalement sur l'influence de la géométrie d'une buse de soufflage sur le comportement de l'écoulement. L'algorithme SIMPLER est retenu pour la résolution numérique des équations gouvernantes. Les résultats illustrent qu'une modification de la géométrie de la buse de soufflage peut permettre l'élimination de nappes tourbillonnaires, ce qui est souhaitable pour les applications industrielles. Une modification interne à la buse de soufflage, par exemple un arrondissement, peut permettre l'élimination de cette région tourbillonnaire mais peut entraîner une diminution de la sensibilité d'un appareil métrologique. On remarque par contre qu'avec une buse chanfreinée extérieurement, il est possible d'éliminer les mêmes zones tourbillonnaires sans pour autant diminuer la sensibilité des appareils métrologiques. Les résultats expérimentaux confirment ces remarques.

RÉSUMÉ (LONG)

Une étude de l'écoulement radial en fluide incompressible et compressible avec des applications en métrologie pneumatique industrielle est effectuée. L'étude, à la fois numérique et expérimentale, porte principalement sur l'influence de la géométrie d'une buse de soufflage sur le comportement de l'écoulement et a pour but, entre autres, de trouver une solution au problème d'encrassement des buses de soufflage dans des problèmes rencontrés en métrologie industrielle.

Le cas de l'écoulement d'un fluide laminaire incompressible est premièrement abordé pour ensuite considérer le cas d'un écoulement compressible. L'algorithme SIMPLER est retenu pour la résolution numérique des équations gouvernantes. Dans le cas incompressible, les résultats illustrent la formation d'une ou plusieurs nappes tourbillonnaires à la surface des buses de soufflage. Ces nappes peuvent être une des causes de l'encrassement des buses de soufflage dans les applications industrielles. Une modification de la géométrie de la buse de soufflage peut permettre l'élimination de nappes tourbillonnaires, ce qui est souhaitable pour les applications industrielles. Une modification interne à la buse de soufflage, par exemple un arrondissement ou un chanfrein, peut également permettre l'élimination de cette région tourbillonnaire mais peut par contre entraîner une diminution de la sensibilité d'un appareil métrologique. On remarque qu'avec une buse chanfreinée extérieurement, il est possible d'éliminer les mêmes zones tourbillonnaires sans pour autant diminuer la sensibilité des appareils. Dans ce cas incompressible, un montage expérimental a été conçu utilisant un banc d'essai aérodynamique. Les résultats obtenus sont en très bon accord avec ceux obtenus numériquement. Les calculs en incompressible ont été effectués pour des nombres de Reynolds allant jusqu'à 1800.

Dans le cas d'un écoulement d'un fluide compressible, l'algorithme SIMPLER est également utilisé. Les études expérimentales ont été réalisées sur un montage conçu à l'Université de Valenciennes, en France, utilisant des buses de soufflage industrielles. Les résultats indiquent, comme dans le cas incompressible, qu'un chanfrein externe sur la buse de soufflage s'avère avantageux. D'autre part, les résultats numériques démontrent également que pour des pressions d'alimentation élevées, la nappe tourbillonnaire formée à la surface de la buse de soufflage perd de l'importance.

AVANT~PROPOS

Ce travail est un produit d'une coopération entre trois professeurs que j'ai eu la chance de côtoyer pendant ces quatre dernières années. J'ai eu le privilège de bénéficier de l'expérience combinée de ces trois personnes formidables, tant au niveau professionnel que personnel.

En tout premier lieu, je tiens à remercier sincèrement mon directeur de thèse, le Professeur Dinh N. Nguyễn qui a su me guider tout au long de cette thèse. Toujours pertinents, ses conseils m'ont permis de mener à terme ce travail. Sa façon d'aborder les problèmes et sa philosophie des choses seront toujours un modèle pour moi.

À mon codirecteur de thèse, le Professeur Dinh Vo-Ngoc, je veux lui exprimer ma profonde gratitude pour ses conseils, son encouragement et sa bonne humeur du début à la fin de mes études. Si j'ai aujourd'hui un intérêt particulier pour la recherche et la mécanique des fluides en général, c'est bien grâce à lui. J'aimerais également prendre l'occasion de le remercier pour les nombreux voyages que nous avons effectués ensemble à Québec les deux dernières années dans le but de rencontrer le Professeur Nguyễn.

Des deux côtés de l'Atlantique, j'ai eu l'immense plaisir de travailler sous le Professeur Pierre Florent. Son expérience et expertise à l'intérieur d'un laboratoire m'ont donné le goût à la science expérimentale. Dès notre première rencontre, son enthousiasme pour ce projet m'a donné la motivation et l'espoir de compléter le travail. Ce présent travail est à la source un projet du Professeur Florent et, par conséquent, je le remercie d'avoir bien voulu le partager avec nous.

Lors de mon séjour à Valenciennes, j'ai également eu l'occasion de travailler avec le Professeur Cvetko Crnojevic. Son attention et son intérêt pour mes questions ont fait en sorte

que j'ai eu l'opportunité de bénéficier de sa très grande connaissance de la mécanique des fluides et de la métrologie industrielle.

Je désire également remercier Monsieur Rhéal Saulnier qui m'a donné un gros coup de main avec le montage expérimental. Son souci pour un travail de qualité a fait en sorte que la partie expérimentale de ce travail soit une grande réussite.

Un soutien informatique formidable m'a été donné par Monsieur Charles Maillet, ing, gérant des opérations du Centre de Technologie Manufacturière de l'École de génie de l'Université de Moncton et par Monsieur Francis Vanhuysse de l'Université de Valenciennes en France. Ce soutien a été indispensable pour la réussite de ce travail. Je remercie également Monsieur Waël Hariz qui a bien voulu me donner de son temps pour la mise en place de certains programmes de calcul.

Je désire remercier sincèrement Monsieur Nassir El-Jabi et Monsieur Jean-René Longval pour leur confiance depuis que je suis de retour à Moncton. Je l'apprécie grandement.

D'un côté plus personnel, je tiens à remercier mon épouse Danie pour sa patience et son appui inconditionnel pendant ces dernières années. Je lui promets plus de disponibilité à partir d'aujourd'hui !

Sans mes parents, Charles et Hélène, ce travail n'aurait certainement pas été possible. L'importance qu'ils ont accordée à l'éducation de leurs enfants a certainement fait une différence. Les sacrifices en temps et en argent qu'ils ont faits pour nous n'ont pas passé inaperçus. Je leur en suis infiniment reconnaissant !

Je désire également souligner l'appui des autres membres de ma famille, soit mes trois soeurs, Nicole, Liane et Tanya de même que leurs conjoints Marcel, Yvon et Michel. Elles/ils ont toujours été là pour moi, je les remercie. Danie et moi avons toujours apprécié et aimé les visites de Liane en France, même si elles finissaient par nous coûter cher ! J'aimerais également

remercier ma belle famille pour les encouragements ... Lorio, Annette, Frédéric et Nathalie.
Un gros merci à Annette et Lorio pour avoir bien voulu faire une lecture de cette thèse.

En terminant, j'aimerais exprimer ma reconnaissance au CRSNG pour leur soutien financier. Sans eux, ce projet n'aurait pas été possible.

TABLES DES MATIÈRES

RÉSUMÉ (COURT)	ii
RESUMÉ (LONG)	iii
AVANT-PROPOS	v
TABLE DES MATIÈRES	viii
LISTE DES FIGURES	xiii
LISTE DES SYMBOLES	xix
CHAPITRE 1: DE L'ÉCOULEMENT RADIAL AU CONTRÔLE DIMENSIONNEL PNEUMATIQUE ...	1
1.1 Généralités	1
1.2 Les écoulements radiaux	1
1.2.1 Jet frappant une paroi	2
1.2.2 Écoulement entre disques	5
1.2.2.1 Écoulement entre disques rotatifs	5
1.2.2.2 Écoulement entre disques stationnaires	12
1.3 La métrologie pneumatique industrielle	20
1.3.1 Généralités	20
1.3.2 Principes de base de la métrologie pneumatique	21
1.3.3 Sensibilité des appareils	24
1.3.4 Attrait du contrôle dimensionnel pneumatique	26
1.3.5 Problème d'encrassement des buses de soufflage	27

Table des matières

1.4 Objectifs généraux de l'étude	29
CHAPITRE 2: FORMULATION DU PROBLÈME ET MÉTHODE DE RÉOLUTION NUMÉRIQUE: CAS INCOMPRESSIBLE	31
2.1 Généralités	31
2.2 Description géométrique et théorique du problème	31
2.2.1 Formulation du problème	31
2.2.2 Équations gouvernantes pour le cas laminaire incompressible	32
2.2.3 Conditions aux limites	33
2.2.4 Choix des grandeurs de référence	34
2.2.5 Équations adimensionnelles et paramètres caractéristiques	35
2.3 Méthode de résolution numérique	38
2.3.1 Description de la méthode SIMPLER	39
2.3.2 Domaine de calcul et traitement des conditions aux limites	48
2.3.3 Choix des paramètres numériques	58
2.3.3.1 Choix du maillage	59
2.3.3.2 Critères de convergence	63
2.3.4 Traitement des frontières irrégulières	66
2.3.5 Validation de la méthode numérique	66
2.4 Résumé	68

Table des matières

CHAPITRE 3: ÉTUDE DE L'ÉCOULEMENT RADIAL INCOMPRESSIBLE DANS LE CAS D'UNE BUSE CLASSIQUE	69
3.1 Généralités	69
3.2 Résultats numériques	71
3.2.1 Effets du nombre de Reynolds	71
3.2.2 Effets de la distance entre la buse et la paroi	79
3.3 Étude expérimentale	83
3.3.1 Description du montage expérimental	83
3.3.2 Résultats expérimentaux et comparaisons numériques	88
3.4 Résumé	92
 CHAPITRE 4: ÉTUDE DES EFFETS DE LA GÉOMÉTRIE DE LA BUSE DE SOUFFLAGE DANS LE CAS D'UN ÉCOULEMENT RADIAL INCOMPRESSIBLE	 94
4.1 Introduction	94
4.2 Résultats numériques	95
4.2.1 Modifications internes à la buse de soufflage	95
4.2.1.1 Chanfrein interne	96
4.2.1.2 Buse arrondie	100
4.2.2 Modifications externes	105
4.2.2.1 Influence de la surface frontale d'une buse de soufflage	107
4.2.2.2 Buse chanfreinée	111
4.2.2.3 Buse chanfreinée et tronquée	114
4.2.3 Buse de section variable suivant la géométrie du tourbillon	116
4.3 Résultats expérimentaux	120

Table des matières

4.3.1 Buse arrondie	121
4.3.2 Effets de la surface frontale	121
4.3.3 Buse chanfreinée	123
4.3.4 Buse chanfreinée et tronquée	123
4.4 Effets de la géométrie de la buse de soufflage sur la sensibilité	124
4.5 Résumé	130
CHAPITRE 5: ÉCOULEMENT RADIAL ENTRE UNE BUSE DE SOUFFLAGE ET UNE PLAQUE PLANE: CAS COMPRESSIBLE	132
5.1 Généralités... ..	132
5.2 Études expérimentales	133
5.2.1 Description du montage expérimental	133
5.2.2 Résultats expérimentaux	134
5.2.2.1 Influence de la pression d'alimentation	134
5.2.2.2 Influence de la distance séparant la buse et la paroi	135
5.2.2.3 Influence de la géométrie de la buse de soufflage	138
5.2.2.4 Influence de la géométrie de la buse sur la sensibilité	139
5.3 Étude numérique	141
5.3.1 Description mathématique	141
5.3.2 Particularités numériques	143
5.3.2.1 Cas test pour le code numérique utilisé	144
5.3.2.2 Domaine de calcul, maillage et conditions aux limites	147
5.3.3 Résultats numériques	150
5.3.3.1 Cas où $Re=1400$	150
5.3.3.2 Cas des pressions élevées	152
5.3.3.3 Cas intermédiaire, $Re=7100$	159

Table des matières

5.4 Résumé	161
CONCLUSION GÉNÉRALE	162
BIBLIOGRAPHIE	165
ANNEXES	174
Annexe A: Classification des appareils de métrologie pneumatique	174
Annexe B: Résultats supplémentaires sur l'influence du domaine de calcul	181
Annexe C: Résultats supplémentaires sur l'influence du nombre de Reynolds	183
Annexe D: Résultats supplémentaires sur l'influence de la distance η	190
Annexe E: Résultats supplémentaires sur la buse chanfreinée interne	197
Annexe F: Résultats supplémentaires sur la buse arrondie	201
Annexe G: Résultats supplémentaires sur l'influence de la surface frontale	205
Annexe H: Résultats supplémentaires sur la buse chanfreinée	212
Annexe I: Résultats supplémentaires sur la buse chanfreinée et tronquée	218

LISTE DES FIGURES ET TABLEAUX

LISTE DES FIGURES

CHAPITRE 1

Figure 1.1: Écoulements radiaux: (a) jet frappant une paroi et (b) entre deux disques	2
Figure 1.2: Profil de vitesse: (a) à la section centrale et (b) à la section d'entrée	12
Figure 1.3: Allure générale de la figure de l'écoulement trouvée expérimentalement par McGinn (1956)	13
Figure 1.4: Écoulement à la sortie d'une buse de soufflage et entre deux disques finis	20
Figure 1.5: Principe de fonctionnement de la métrologie pneumatique	22
Figure 1.6: Exemples d'appareil de contrôle dimensionnel pneumatique fonctionnant par mesure de pression	23
Figure 1.7: Courbe caractéristique typique d'un appareil de contrôle dimensionnel pneumatique	26
Figure 1.8: Zone d'encrassement sur la surface frontale d'une buse de soufflage	27
Figure 1.9: Zones tourbillonnaires entre la buse de soufflage et la paroi	28

CHAPITRE 2

Figure 2.1: Configuration géométrique de problème	32
Figure 2.2: Domaine d'étude pour la spécification des conditions aux limites	33
Figure 2.3: Domaine d'étude avec notation adimensionnelle	37
Figure 2.4: Élément de contrôle typique	41
Figure 2.5: Organigramme de l'algorithme SIMPLER	47
Figure 2.6: Domaine de calcul	48
Figure 2.7: Géométries des sections d'entrées utilisées dans diverses études	49
Figure 2.8: Géométrie interne de la buse de soufflage classique	50
Figure 2.9: Domaine de calcul pour la vérification des conditions aux limites à l'entrée ..	50
Figure 2.10: Écoulement interne d'une buse de soufflage	51
Figure 2.11: Profil de la composante de la vitesse radiale à l'intérieur de la buse	52
Figure 2.12: Influence des conditions aux limites à la section d'entrée	53
Figure 2.13: Profils de vitesse obtenus par anémométrie à fil chaud	54
Figure 2.14: Domaine d'étude et profils de vitesse utilisés pour la vérification des conditions aux limites	55
Figure 2.15: Influence du domaine d'étude	56
Figure 2.16: Influence des conditions aux limites imposées à $\beta_d=5.0$	58
Figure 2.17: Régions de génération de maillage	59
Figure 2.18: Effets du maillage sur les composantes de vitesse et la pression pariétale ...	62

Liste des figures et tableaux

Figure 2.19: Choix du maillage	64
Figure 2.20: Évolution du bilan SMAX en fonction du nombre d'itération	65
Figure 2.21: Traitement d'une frontière irrégulière	66
Figure 2.22: Validation de la méthode numérique	67

CHAPITRE 3

Figure 3.1: Configuration classique d'un système buse de soufflage - plaque plane	70
Figure 3.2: Domaine de présentation des résultats	71
Figure 3.3: Influence du nombre de Reynolds sur le champ d'écoulement	73
Figure 3.4: Influence du nombre de Reynolds sur la distribution de pression pariétale	75
Figure 3.5: Influence du nombre de Reynolds sur la différence de pression entre les deux surfaces planes	77
Figure 3.6: Nombre de Reynolds local en fonction de la coordonnée radiale	78
Figure 3.7: Effets de la distance η sur le champ d'écoulement	80
Figure 3.8: Effets de la distance η sur la distribution de pression pariétale	81
Figure 3.9: Effets de la distance η sur la différence de pression entre la buse et la plaque	82
Figure 3.10: Schéma du montage expérimental	84
Figure 3.11: Schéma des buses de soufflage	86
Figure 3.12: Photographies du montage expérimental	87
Figure 3.13: Résultats expérimentaux sur les effets du nombre de Reynolds sur la pression pariétale	89
Figure 3.14: Résultats expérimentaux sur les effets de la distance η sur la pression pariétale	90
Figure 3.15 Résultats expérimentaux sur les effets de η sur le débit et la pression à la section d'arrêt	91
Figure 3.16 Résultats expérimentaux sur les effets de η sur le gradient de pression	91

CHAPITRE 4

Figure 4.1: Arrondissement interne de la buse de soufflage	95
Figure 4.2: Géométries étudiées pour les modifications internes de la buse de soufflage classique	95
Figure 4.3: Cas étudié par Florent, 1989	96
Figure 4.4: Buse de soufflage avec chanfrein interne	97
Figure 4.5: Influence du chanfrein interne sur le champ d'écoulement	98
Figure 4.6: Influence du chanfrein interne sur la distribution de la pression pariétale	99
Figure 4.7: Buse de soufflage avec arrondissement interne	100
Figure 4.8: Influence de l'arrondissement interne sur le champ d'écoulement	101
Figure 4.9: Influence de l'arrondissement interne sur la pression pariétale	102
Figure 4.10: Comparaisons entre la buse classique, la buse chanfreinée et la buse arrondie	103

Liste des figures et tableaux

Figure 4.11: Sections d'écoulement en fonction du rayon	104
Figure 4.12: Géométries externes étudiées	105
Figure 4.13: Surface frontale de la buse de soufflage	107
Figure 4.14: Influence de la surface frontale de la buse de soufflage sur le champ d'écoulement	108
Figure 4.15: Comparaison des courbes de distribution de pression pariétale sur l'effet de la surface frontale	109
Figure 4.16: Cas où $Re=1400$, $\beta=3$ et $\eta=0.25$	110
Figure 4.17: Influence de l'angle du chanfrein sur le champ d'écoulement	112
Figure 4.18: Influence de l'angle du chanfrein sur la pression pariétale	113
Figure 4.19: Effet du tronquage de la buse de soufflage sur le champ d'écoulement	115
Figure 4.20: Effet du tronquage de la buse de soufflage sur la pression pariétale	116
Figure 4.21: Buse de soufflage incorporant la géométrie du tourbillon	117
Figure 4.22: Effets d'une buse de soufflage incorporant la géométrie du tourbillon sur le champ d'écoulement	118
Figure 4.23: Effets d'une buse de soufflage incorporant la géométrie du tourbillon sur la pression pariétale	118
Figure 4.24: Effets d'une buse de soufflage incorporant la géométrie du tourbillon sur la composante de vitesse radiale	119
Figure 4.25: Résultats expérimentaux, buse arrondie	121
Figure 4.26: Résultats expérimentaux, influence de la surface frontale	122
Figure 4.27: Résultats expérimentaux, buse chanfreinée	123
Figure 4.28: Résultats expérimentaux, buse chanfreinée et tronquée.....	124
Figure 4.29: Influence de la distance η sur la pression à la section d'arrêt et sur le débit	127
Figure 4.30: Influence de la distance η sur le gradient de pression	129

CHAPITRE 5

Figure 5.1: Schéma du montage expérimental utilisé	134
Figure 5.2: Influence de la pression d'alimentation sur la pression pariétale pour le cas d'une buse classique: Résultats expérimentaux	135
Figure 5.3: Influence de la distance η sur la pression pariétale pour le cas d'une buse classique: Résultats expérimentaux	136
Figure 5.4: Deuxième région tourbillonnaire	137
Figure 5.5: Géométries des buses de soufflage considérées	138
Figure 5.6: Influence de la géométrie de la buse de soufflage: Résultats expérimentaux	139
Figure 5.7: Influence de la géométrie de la buse de soufflage sur la sensibilité	140
Figure 5.8: Écoulement au travers un orifice	145
Figure 5.9: Cas test: Résultats du cas de l'écoulement au travers un orifice	145
Figure 5.10: Lignes de courant pour le cas test	147
Figure 5.11: Domaines de calcul	148

Liste des figures et tableaux

Figure 5.12: Effets du domaine sur la distribution de la pression pariétale	149
Figure 5.13: Effets du domaine sur l'allure générale de l'écoulement	150
Figure 5.14: Cas où $Re=1400$	151
Figure 5.15: Lignes Iso-Mach pour le cas où $Re=1400$	152
Figure 5.16: Influence du paramètre η	154
Figure 5.17: Influence de la pression d'entrée	155
Figure 5.18: Nombre de Reynolds local en fonction de la coordonnée radiale	157
Figure 5.19: Champs de température et de pression pour un cas type	158
Figure 5.20: Cas où $Re=7100$	159
Figure 5.21: Nombre de Reynolds local en fonction de la coordonnée radiale pour le cas où $Re=7100$	160

ANNEXE A

Figure A1: Schéma de l'appareil SOLEX	176
Figure A2: Appareil de contrôle dimensionnel pneumatique avec rotamètre	177
Figure A3: Exemples d'appareils de contrôle dimensionnel pneumatique fonctionnant par mesure de débit: (a) appareil simple avec Venturi, (b) appareil différentiel avec Venturi	178
Figure A4: Appareil simple par anémométrie à fil chaud	179
Figure A5: Exemple d'appareil de contrôle dimensionnel pneumatique fonctionnant par un montage en pont	180

ANNEXE B

Figure B1: Résultats supplémentaires sur l'influence du domaine de calcul	182
---	-----

ANNEXE C

Figure C1: Cas où $Re_d=600$	184
Figure C2: Cas où $Re_d=800$	185
Figure C3: Cas où $Re_d=1000$	186
Figure C4: Cas où $Re_d=1400$	187
Figure C5: Cas où $Re_d=1800$	188
Figure C6: Gradients de vitesse	189

ANNEXE D

Figure D1: Cas où $\eta=0.1$	191
Figure D2: Cas où $\eta=0.15$	192

Liste des figures et tableaux

Figure D3: Cas où $\eta=0.2$	193
Figure D4: Cas où $\eta=0.25$	194
Figure D5: Cas où $\eta=0.5$	195
Figure D6: Gradients de vitesse	196

ANNEXE E

Figure E1: Cas où $\kappa=0.25$	198
Figure E2: Cas où $\kappa=0.333$	199
Figure E3: Cas où $\kappa=0.5$	200

ANNEXE F

Figure F1: Cas où $R_{cb}=0.25$	202
Figure F2: Cas où $R_{cb}=0.333$	203
Figure F3: Cas où $R_{cb}=0.5$	204

ANNEXE G

Figure G1: Cas où $\beta=1.1$	206
Figure G2: Cas où $\beta=1.25$	207
Figure G3: Cas où $\beta=1.5$	208
Figure G4: Cas où $\beta=1.75$	209
Figure G5: Cas où $\beta=2.0$	210
Figure G6: Cas où $\beta=3.0$	211

ANNEXE H

Figure H1: Cas où $\alpha=10^\circ$	213
Figure H2: Cas où $\alpha=20^\circ$	214
Figure H3: Cas où $\alpha=25^\circ$	215
Figure H4: Cas où $\alpha=30^\circ$	216
Figure H5: Cas où $\alpha=45^\circ$	217

ANNEXE I

Figure I1: Cas où $\beta_t=1.0$	219
Figure I2: Cas où $\beta_t=1.25$	220
Figure I3: Cas où $\beta_t=1.5$	221

Liste des figures et tableaux

Figure I4: Cas où $\beta_t=1.75$	222
Figure I5: Cas où $\beta_t=2.0$	223

LISTE DES TABLEAUX**CHAPITRE 1**

Tableau 1.1: Résumé des travaux principaux sur l'écoulement entre disques rotatifs	11
Tableau 1.2: Résumé des travaux principaux sur l'écoulement entre disques stationnaires avec injection centrale	19
Tableau 1.3: Exemples d'appareils fonctionnant par mesure de pression	24

CHAPITRE 2

Tableau 2.1: Résumé des équations à résoudre	41
--	----

CHAPITRE 3

Tableau 3.1: Résumé des cas étudiés dans le chapitre 3	70
Tableau 3.2: Étendu de la région tourbillonnaire en fonction du nombre de Reynolds	74
Tableau 3.3: Résumé des résultats du chapitre 3	93

CHAPITRE 4

Tableau 4.1: Cas étudiés dans les modifications internes à la buse de soufflage	96
Tableau 4.2: Cas étudiés pour les modifications extérieures	106
Tableau 4.3: Buses utilisées pour étudier les effets de la géométrie de la buse de soufflage sur la sensibilité	125
Tableau 4.4: Résumé des résultats trouvés dans le chapitre 4	131

CHAPITRE 5

Tableau 5.1: Nombre de Reynolds et de Mach à l'entrée pour les cas présentés à la figure 5.16	156
Tableau 5.2: Nombre de Reynolds et de Mach à l'entrée pour les cas présentés à la figure 5.17	156

LISTE DES SYMBOLES

a_n	coefficient utilisé dans l'algorithme SIMPLER représentant l'effet combiné de la convection et de la diffusion (fonction de la variable)
A_n	aire de la face «n» dans la formulation de l'algorithme SIMPLER
b	résidu massique
C_p	chaleur spécifique
d_n	rapport entre A_n et a_n ($d_n=A_n/a_n$)
h	enthalpie
k	coefficient de conductivité thermique
M	nombre de Mach
\bar{M}	nombre de Mach moyen dans une section selon z
\dot{m}	débit massique
p	pression (dimensionnelle)
\bar{p}	pression (adimensionnelle) ($\bar{p}=pR_i^2/\rho v^2$)
p_a	pression atmosphérique
p_0	pression à $r=0$
p_T	pression totale
p_p ou $p(r)$	pression (dans les figures, il représente la répartition de la pression pariétale dans la direction radiale)
p_n', p^*	termes de pression utilisés dans la formulation de l'algorithme SIMPLER (équation p et p')
$\Delta p'$	différence de pression entre une section considérée et celle à la sortie

Liste des symboles

Q	débit volumique
r	coordonnée radiale (dimensionnelle)
\bar{r}	coordonnée radiale (adimensionnelle) ($\bar{r}=r/R_i$)
R	Constante universelle des gaz
R_{cb}	rayon de courbure dans le cas d'une buse arrondie
R_d	rayon du domaine de calcul
R_e	rayon externe de la buse de soufflage
R_i	rayon de l'orifice d'injection
R_t	rayon de la buse tronquée
Re_d (ou Re)	nombre de Reynolds ($Re_d = 2Q/\pi R_i \nu = 2\dot{m}/\pi R_i \mu$)
Re_t	nombre de Reynolds local ($Re_t = \dot{m}/\pi r \mu$)
S	terme de source
SMAX	plus grande valeur de la masse résiduelle résultant de l'intégration de l'équation de continuité sur un volume de contrôle
t	temps
T	température
z	coordonnée axiale (dimensionnelle)
\bar{z}	coordonnée axiale (adimensionnelle) ($\bar{z}=z/R_i$)
u	composante radiale de la vitesse (dimensionnelle)
\bar{u}	composante radiale de la vitesse (adimensionnelle) ($\bar{u}=uR_i/\nu$)
$\hat{u}_n, \hat{v}_n, \dots$	pseudo-vitesses utilisées dans la formulation de l'algorithme SIMPLER
w	composante axiale de la vitesse (dimensionnelle)
\bar{w}	composante axiale de la vitesse (adimensionnelle) ($\bar{w}=wR_i/\nu$)

Liste des symboles

α	angle de coupe d'une buse de soufflage chanfreinée
β (ou β_e)	rapport géométrique entre R_e et R_i ($\beta = R_e/R_i$)
β_d	rapport géométrique entre R_d et R_i ($\beta = R_e/R_i$)
β_t	rapport géométrique entre R_t et R_i ($\beta_t = R_t/R_i$)
δ	distance séparant la buse de soufflage et la plaque plane
ε	valeur arbitraire utilisée comme critère de convergence
η	rapport géométrique entre δ et R_i ($\eta = \delta/R_i$)
Γ	coefficient de diffusion
κ	rayon de coupe du chanfrein interne
μ	viscosité dynamique du fluide
ν	viscosité cinématique du fluide
ϕ	variable dépendante dans l'équation aux dérivées partielles générale
ρ	masse volumique du fluide

CHAPITRE 1

DE L'ÉCOULEMENT RADIAL AU CONTRÔLE DIMENSIONNEL PNEUMATIQUE

1.1 GÉNÉRALITÉS

Lorsqu'un jet issu d'une buse cylindrique frappe perpendiculairement un plan, l'écoulement résultant est axisymétrique et il est communément appelé écoulement radial. Lorsque la buse est très proche du plan et sa surface frontale est considérable par rapport à celle du jet, on est en présence d'un écoulement entre deux disques coaxiaux avec injection au centre. La pression en amont du jet devient très sensible à la distance entre la buse et le plan. Cette propriété est exploitée en métrologie industrielle. Effectivement, on peut rapidement contrôler la dimension d'une pièce mécanique en observant la variation de la pression en amont du jet. Dans ce qui suit, nous situons l'état de la recherche dans le domaine de l'écoulement radial et l'état de son application en métrologie ainsi que les problèmes connexes. À la fin du chapitre seront exposés les objectifs généraux de la présente étude.

1.2 ÉCOULEMENTS RADIAUX

L'étude des écoulements radiaux est depuis longtemps un sujet de recherche très actif en mécanique des fluides. Par écoulements radiaux, on entend ici les jets frappant une paroi et les écoulements entre deux disques avec injection centrale. La figure 1.1 illustre ces deux cas, soit un jet frappant une paroi (figure 1.1 a) et l'écoulement entre deux disques coaxiaux avec injection centrale (figure 1.1 b). Dans le cas d'un jet, l'effet de l'épaisseur de

la paroi de la buse de soufflage est négligeable. Lorsqu'on approche la buse du plan, la présence de cette surface frontale modifie grandement l'écoulement. On est alors en présence d'un écoulement entre disques coaxiaux avec injection au centre. On voit donc ici l'importance de la surface frontale de la buse de soufflage et de la distance séparant la buse et le plan.

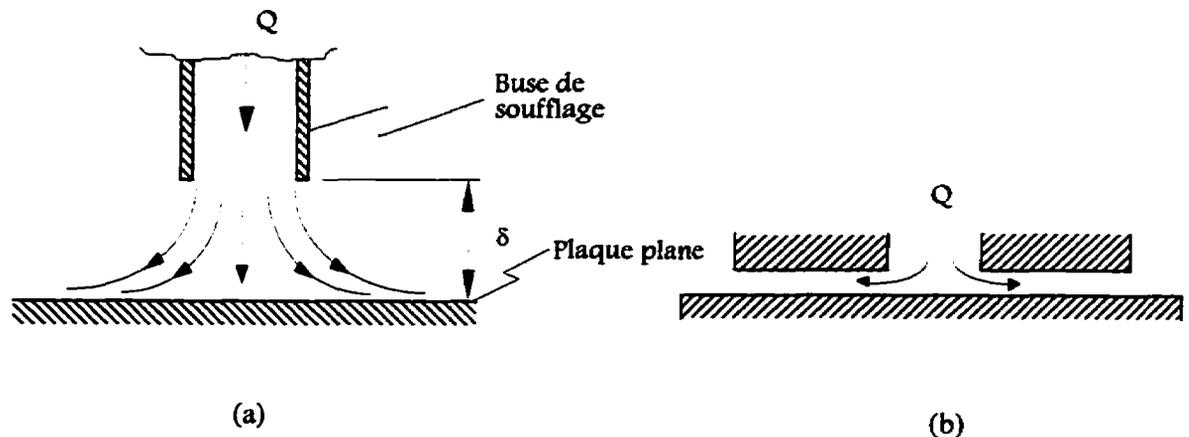


FIGURE 1.1: ÉCOULEMENTS RADIAUX: a) JET FRAPPANT UNE PAROI ET b) ENTRE DEUX DISQUES

Bien entendu, l'étendue des applications pratiques de même que l'intérêt théorique que représentent ces écoulements a eu pour effet d'intéresser plusieurs chercheurs à s'appliquer sur pratiquement toutes les facettes de ces types d'écoulements. On retrouve donc dans la littérature une quantité formidable de travaux portant sur une très vaste gamme d'approches, de cas et d'applications pratiques. Dans ce qui suit, l'état de la recherche sur les écoulements radiaux sera présenté. Afin de faciliter la présentation, les cas du jet frappant une paroi et l'écoulement entre disques seront traités séparément.

1.2.1 Jet frappant une paroi

Le cas d'un jet frappant une paroi est, tel que mentionné au paragraphe précédent, un domaine d'étude très actif en mécanique des fluides. Effectivement, les jets sont utilisés dans les procédés de coupe de matériaux [Masuda et Moriyama, 1994 et Yamauchi et al.,

1995], la conception d'avions à décollage et atterrissage vertical [Chuang et al., 1992] et bien d'autres applications courantes de tous les jours. Bien que dans le présent travail, on s'intéresse surtout aux cas où les buses de soufflage sont très rapprochées du plan, il est quand même intéressant de discuter brièvement des travaux récents dans le domaine des jets frappant un plan.

La vaste majorité des travaux disponibles sur les jets sont pour des espacements entre la buse de soufflage et le plan relativement grands ($\delta > D$, où δ est la distance séparant la buse et le plan et D est le diamètre de la buse) [Lytle et Webb, 1991].

Les travaux de recherche dans ce domaine couvrent pratiquement tout le spectre des régimes et conditions d'écoulement. La revue de littérature publiée par Downs et James, (1987) sur le transfert de chaleur dans les jets frappant un plan donne un très bon aperçu des travaux effectués jusqu'à cette date. Bien que les auteurs s'intéressent surtout à une revue des effets de la distance séparant les deux surfaces et la turbulence sur le transfert de chaleur, les caractéristiques des écoulements sont évidemment discutées.

Pour ne citer que quelques études récentes sur les jets frappant une paroi, on retrouve, en autres, des études de jets laminaires incompressibles [Zauner, 1985, Chakraborty et al., 1994] ou compressibles [Masuda et Moriyama, 1994], turbulents [List, E.J., 1982] de même que des cas avec transfert de chaleur [Meola et al., 1995]. Il existe également des travaux qui portent sur l'étude de jets submergés [Deshpande et Vaishnav, 1982 et Yamauchi et al., 1995]. Certaines études ont également été effectuées dans le but de déterminer le bruit généré par les jets frappant une paroi de même que le phénomène de «feed-back» [Ho et Nosseir, 1981 et Nosseir et Ho, 1982].

Récemment, Yang (1995) étudie le cas d'un jet frappant un plan sur lequel il y a une aspiration uniforme. Il considère l'écoulement d'un jet turbulent sur une paroi poreuse et solutionne les équations gouvernantes avec l'aide de l'algorithme *SIMPLE* et un modèle de

turbulence $k-\epsilon$. Il trouve que l'aspiration réduit l'épaisseur de la couche limite et augmente le gradient de vitesse près de la paroi.

Pour de faibles distances séparant la buse et la paroi, certains auteurs stipulent qu'il n'existe aucune étude de valeur pour des cas où $\delta/D \leq 0.50$ dans le régime turbulent [Lytle et Webb, 1991]. Cette gamme de distances est en fait en partie celle qui nous intéresse dans la présente étude qui est cependant limitée au régime laminaire.

Lytle et Webb, (1994), ont étudié expérimentalement l'écoulement et le transfert de chaleur résultant d'un jet d'air issu d'une buse de soufflage à de très faibles distances d'une paroi ($0.1 < \delta/D < 1$). Les auteurs ont mesuré les profils radiaux de vitesse à l'extérieur de l'espace entre la buse et le plan avec l'aide de l'anémométrie à fil chaud. Sans présenter les résultats sous forme normalisée, il est quand même possible de constater que les profils de vitesse obtenus sont sensiblement du même type que ceux retrouvés dans les études sur les jets pariétaux. Les distributions de pression pariétale ont également été mesurées et donnent des résultats intéressants. Ces auteurs ont trouvé qu'il existe une région de pression constante (pression d'arrêt) sur la plaque plane se situant vis-à-vis de la buse de soufflage. Cette région devient plus grande avec un rapprochement de la buse de soufflage à la plaque plane. Ils notent également que le gradient de la pression pariétale est beaucoup plus important lorsque l'espacement est faible. La chute de pression pariétale vers la pression ambiante se fait beaucoup plus graduellement avec un espacement plus grand. On remarque par contre que la pression à la section d'arrêt diminue avec une augmentation dans la distance séparant la buse et la paroi. Pour le cas où $\delta/D=0.1$, ces auteurs remarquent qu'il existe une région de pression négative à la surface de la paroi. Ils attribuent ce phénomène à une région de *vena contracta* qui serait provoquée par une accélération locale de l'écoulement à cette section. On remarque que dans leurs travaux, Lytle et Webb ont utilisé une buse de type paroi mince, c'est-à-dire que la surface frontale de la buse était relativement petite ($D=10.9$ mm avec une épaisseur de 1.4 mm) par rapport à celle du jet. On voit par contre que même pour cette faible surface frontale, l'écoulement en est influencé

de façon non-négligeable. Les auteurs n'ont pas étudié l'influence de la surface frontale (épaisseur) de la buse de soufflage dans leurs travaux.

Pour des cas ayant des surfaces frontales plus importantes, l'écoulement résultant en serait grandement influencé. Tel que mentionné précédemment, ce type d'écoulement devient en fait un écoulement radial entre deux plans (disques) parallèles avec soufflage au centre. Dans ce qui suit, ce type d'écoulement sera discuté.

1.2.2 Écoulement entre disques

Les écoulements de fluide entre deux disques parallèles et coaxiaux, stationnaires ou en rotation, ont également fait objet de plusieurs travaux de recherche depuis plusieurs décennies. La vision des chercheurs sur les intérêts pratiques de ce type d'étude portait surtout sur les écoulements dans les paliers à air [Moller, 1963, Raal, 1978], les écoulements à l'intérieur des turbomachines ou moteurs à combustion interne [Riahi et Hill, 1993] et les systèmes de refroidissement à l'intérieur des turbines à gaz [Owen, 1971, Phadke et Owen, 1988]. On remarque par contre que les travaux axés sur les comparateurs pneumatiques sont très rares. Dans ce qui suit, un historique des travaux portant sur les écoulements radiaux entre deux disques (ou plans) parallèles sera donc présenté. Étant donné que l'ultime but de ce présent travail est d'étudier les applications de l'écoulement radial dans le domaine de la métrologie industrielle, les écoulements entre disques stationnaires avec injection au centre sont d'un intérêt particulier.

1.2.2.1 Écoulement entre disques rotatifs

Dans les applications industrielles de tels écoulements, il est évident que les disques (où pièces rotatives) sont de dimensions finies. Par contre, certaines approches théoriques se basent sur la supposition que les disques sont de dimensions infinies, ou que l'espace entre les disques est très petit, ce qui permet l'utilisation de certaines hypothèses

simplificatrices sur les équations gouvernantes. Un aperçu des études des disques infinis sera abordé dans ce qui suit.

Disques infinis en rotation:

D'un point de vue théorique, la solution des équations de Navier-Stokes est une tâche relativement fastidieuse, sauf peut-être pour quelques cas simples. Afin de résoudre ces équations, il est nécessaire de les simplifier à l'aide de diverses hypothèses, ou bien être équipé de puissants équipements informatiques ainsi que des méthodes d'analyse numérique avancées. L'étendue de l'application de ces diverses méthodes numériques est également souvent limitée. Évidemment, dans le temps des premiers travaux, il n'existait pratiquement pas de moyens informatiques capables de résoudre l'ensemble des équations gouvernantes sans l'utilisation d'hypothèses simplificatrices. Les chercheurs étaient donc limités à des travaux de type expérimental ou analytique. Dans le cas des écoulements entre disques tournant, on utilisait habituellement l'hypothèse émise par von Kármán stipulant que la composante axiale de la vitesse est considérée indépendante de la coordonnée radiale [von Kármán, 1921]. Cette hypothèse est utilisée seulement dans les cas où l'on suppose que les disques sont de dimensions infinies et qu'il n'y a pas de soufflage central. Les chercheurs se sont vite aperçus qu'il pouvait exister une multiplicité de solutions théoriques, voire même expérimentales, pour ce type d'écoulement, ce qui incita plusieurs chercheurs à oeuvrer dans ce domaine [Florent et al., 1973], [Nguyen et al., 1975], [Holodniok et al., 1981] et [Savoie et al., 1991], pour en nommer que quelques-uns. Zandbergen et Dijkstra, (1987), ont publié une excellente revue des travaux sur les écoulements entre disques tournants avec une attention particulière sur les cas des disques de dimensions infinies. Cette référence peut donc être consultée pour de plus amples informations sur ce sujet. La référence [Brady et Durlofsky, 1986] contient également une bonne revue de ces travaux.

Disques finis en rotation:

Le cas des disques finis a plus de pertinence pour la présente étude. Les études concernant le cas des disques de dimensions finies sont beaucoup plus récents que les cas de

disques de dimensions infinies, sauf dans le cas des études expérimentales. Effectivement, la majorité des travaux théoriques/numériques portant sur ce cas s'est produite après 1965. Ceci est en grande partie dû au fait que les méthodes numériques et les équipements informatiques n'étaient pas encore à point avant cette période.

Coombs et Dowson (1965) ont étudié expérimentalement les effets de la rotation sur l'écoulement à l'intérieur d'un palier hydrostatique. Pour ce faire, ils ont étudié les effets de cette rotation sur le rapport de pression entre une section donnée et celle à l'entrée. Pour les faibles vitesses de rotation, les résultats démontrent une diminution graduelle de pression le long de la direction radiale jusqu'à la section de sortie où la pression de référence est nulle. Par contre, lorsque le taux de rotation est augmenté, la pression diminue de façon graduelle jusqu'à ce qu'elle atteigne un minimum négatif dû à la rotation du disque supérieur pour ensuite augmenter vers la pression nulle à la section de sortie. Cette courbe est illustrée au chapitre 2 à la figure 2.22 lorsque la validation de nos résultats numériques est effectuée.

Dans les premières études utilisant des méthodes d'analyse numérique, on retrouve, entre autres, les travaux de Vo-Ngoc (1977) (sans hypothèse simplificatrice). Il s'intéresse surtout au cas des écoulements entre disques avec injection centrale en utilisant la méthode de perturbation des équations qui fait appel aux formules de différences finies habituelles. L'utilisation de cette méthode lui a non seulement permis d'étudier l'écoulement à partir de l'origine de soufflage mais aussi de vérifier les hypothèses simplificatrices utilisées dans les travaux antérieurs. Effectivement, il a trouvé que la composante axiale de la vitesse était indépendante de la coordonnée radiale pour une large zone dans l'espace entre disques, ce qui vérifiait l'hypothèse émise par von Kármán plusieurs années auparavant. D'autre part, il a aussi trouvé que l'hypothèse de Prandtl telle qu'utilisée par Hagiwara (1962) dans son analyse analytique, entre autres, semblait aussi être vérifiée, surtout lorsque la distance entre les disques était petite. Par contre, il est à remarquer que cette méthode numérique ne s'applique qu'aux faibles nombres de Reynolds.

Avec l'arrivée des ordinateurs plus puissants, les études ont pris un nouveau souffle dans la résolution numérique des équations du mouvement sans aucune hypothèse simplificatrice. Plus récemment, la méthode des éléments finis et celle d'intégrale locale sur des volumes finis (famille d'algorithmes *SIMPLE*) [Patankar, 1980] ont été utilisées par plusieurs auteurs pour différents cas aux nombres de Reynolds plus élevés. En effet, Szeri et Adams (1978), Adams et Szeri (1982) et Szeri et al. (1983) ont utilisé la méthode des éléments finis et ont obtenu des résultats qui concordent bien avec ceux obtenus expérimentalement par Moller (cas sans rotation) et avec Coombs et Dowson (avec rotation) [Szeri et Adams, 1978]. Dans ce travail de 1978, les auteurs simplifient les équations gouvernantes en considérant une fine tranche de fluide, ce qui permet de formuler une approximation dans laquelle la variation radiale des contraintes de cisaillement est négligeable par rapport à sa variation axiale. Les équations gouvernantes deviennent alors paraboliques et l'écoulement peut être décrit par un seul paramètre, soit celui du nombre d'Ekman. Dans le deuxième travail, soit celui de 1982, les auteurs considèrent un film épais et montrent que l'écoulement est caractérisé par cinq paramètres adimensionnels, soit deux rapports géométriques, un nombre de Reynolds de soufflage, un nombre de Reynolds de rotation et finalement le rapport des vitesses angulaires des disques. D'autre part, ils observent que le nombre de zones de recirculations augmente avec le nombre de Reynolds de rotation. On remarque cependant que les résultats obtenus se limitent à des nombres de Reynolds relativement faibles en raison de problèmes de convergence.

Une analyse expérimentale sur l'écoulement entre deux disques finis a été effectuée par Schneider (1982). Dans son travail, il inclut plusieurs cas dont ceux de deux disques fixes, un disque fixe et un en rotation, deux disques co-rotatifs et deux disques contre-rotatifs. Les résultats obtenus confirment ceux obtenus précédemment. Effectivement, il remarque que dans le premier cas, l'écoulement est complètement sortant, ce qui est tout à fait normal. Dans le cas où un disque est fixe et l'autre en rotation, l'effet centrifuge produit un écoulement sortant près du disque en rotation et un écoulement entrant près du disque fixe. Le cas où les deux disques tournent dans la même direction, il remarque que le fluide

tourne en bloc (solution de *Batchelor*). Dans le dernier cas, soit celui où les disques tournent en sens inverses, Schneider remarque que l'effet centrifuge engendre non seulement un écoulement sortant à proximité des deux disques, mais qu'il existe également un écoulement entrant au niveau de la partie centrale (soit un écoulement à 3 tranches).

Dijkstra et Heist (1983) ont étudié numériquement et expérimentalement l'écoulement entre un cylindre et un disque en rotation avec bordure («shrouded disk»). Les résultats numériques concordent très bien avec les résultats expérimentaux. Une des remarques qu'ils font, est que lorsqu'un des disques est fixe, la solution de type *Batchelor* est retrouvée. On remarque qu'ils n'ont pas trouvé de solutions multiples dans leur travaux.

Phadke et Owen (1988) s'intéressent au problème de l'écoulement à l'intérieur du système stator-rotor d'une turbine à gaz en étudiant expérimentalement l'écoulement entre deux disques. Un disque est en rotation (rotor) et l'autre est fixe avec bordure (stator). Ils s'intéressent particulièrement aux effets de différentes géométries de bordures afin qu'il n'y ait pas d'écoulement entrant dans le volume entre les disques.

Plus récemment, Eid Moussa et al. (1991), Roy et al. (1993) et Nesreddine et al. (1995) s'intéressent à diverses géométries et cas étudiant les écoulements entre disques avec rotation en utilisant l'algorithme *SIMPLER*. Dans le cas de Eid Moussa et al., l'écoulement entre deux disques de dimensions finies avec aspiration uniforme à travers l'un des disques est étudié. Les auteurs ont montré que l'écoulement est très complexe et dépend non seulement des paramètres caractéristiques d'aspiration et de rotation, mais également de la distance séparant les disques. À de faibles taux d'aspiration, ils illustrent que l'hypothèse de similarité de von Kármán peut être valide dans une région limitée loin de la périphérie. Cette zone de validité disparaît aux valeurs élevées du taux d'aspiration et/ou de la rotation.

Roy et al. (1993) ont considéré le problème de l'écoulement entre disques coaxiaux en présence d'une source axiale de débit. Ces auteurs proposent d'utiliser la solution des

disques infinis comme conditions aux limites à la section de sortie des disques de dimensions finies. Les effets de telles conditions sont discutés et comparés avec diverses autres possibilités. Ils remarquent que ce choix s'avère une bonne approximation pour les conditions aux limites habituellement inconnues à cette section. Ils remarquent également que l'écoulement interne est grandement influencé par les taux de rotation et/ou soufflage. Une ou deux nappes tourbillonnaires entre les deux disques ont été trouvées en fonction du nombre de Reynolds de soufflage. La validité des hypothèses classiques, soit celles de von Kármán et de Prandtl, a également été étudié dans ce travail. Les auteurs ont trouvés que ces hypothèses étaient vérifiées pour des étendues relativement importantes en fonction des nombres de Reynolds de soufflage et de rotation.

Dans le cas de Nesreddine et al. (1995), le cas de l'écoulement laminaire radial entre un disque fixe et un en rotation avec débit axial est étudié numériquement avec l'algorithme SIMPLER. Les auteurs ont clairement démontré qu'il pouvait exister des solutions numériques multiples pour le cas de l'écoulement entre deux disques de dimensions finies où les taux de rotation et/ou injection sont suffisamment élevés, ce qui n'avait pas été trouvé auparavant.

Pinault (1992), considère un large domaine du milieu ambiant à l'extérieur du volume entre les deux disques, ce qui lui a permis non seulement de contrer l'éternel problème des conditions aux limites, mais aussi d'étudier le champ d'écoulement dans l'espace englobant les disques. Il utilise la méthode des éléments finis pour en faire la résolution numérique.

Takahashi (1994) s'intéresse également au problème de l'écoulement entre disques finis avec une étude à la fois numérique et expérimentale. Dans ce travail, où on considère le cas des disques rotatifs l'auteur stipule également que le nombre d'Ekman (utilisé dans les travaux de Szeri et Adams, 1978) est le seul paramètre qui décrit fidèlement ce type d'écoulement. Il réussit à étudier le problème pour des nombres d'Ekman supérieurs à ceux étudiés dans les études précédentes.

TABLEAU 1.1: RÉSUMÉ DES TRAVAUX PRINCIPAUX SUR L'ÉCOULEMENT ENTRE DISQUES ROTATIFS

Auteur	Type d'étude	Remarques
Disques infinis		
Nguyen et al. (1975)	Expérimentale/numérique	Multiplicité des solutions.
Holodniok et al. (1981)	Numérique	Illustrent la complexité de l'espace de solutions multiples.
Zandbergen et Dijkstra (1987)		Revue de littérature.
Disques finis		
Coombs et Dowson (1965)	Expérimentale	Étudient les effets de la rotation sur l'écoulement à l'intérieur d'un palier hydrostatique.
Vo-Ngoc (1977)	Numérique (perturbation des équations)	Étudie à partir de l'origine de soufflage. Trouve que les hyp. de Prandtl et von Karman sont vérifiées pour une large zone.
Szeri et Adams (1978)	Numérique	Décrit l'écoulement par un seul paramètre (nombre d'Ekman).
Schneider (1982)	Expérimentale	Étudie plusieurs configurations (deux disques fixes, un fixe et un en rotation, deux disques co-rotatifs et contre-rotatifs).
Dijkstra et Heist (1983)	Expérimentale	Étudient l'écoulement entre un cylindre et un disque en rotation avec bordure. Ne trouvent pas de solutions multiples.
Phadke et Owen (1988)		Étudient le problème de l'écoulement à l'intérieur du système stator-rotor d'une turbine à gaz.
Roy et al. (1993)	Numérique (SIMPLER)	Étudient l'écoulement entre un disque fixe et un en rotation en utilisant la solution des disques infinis pour cond. aux limites.
Nesreddine et al. (1995)	Numérique (SIMPLER)	Obtient la multiplicité des solutions numériquement.
Pinault (1992)	Numérique (Éléments finis)	Considère un large domaine du milieu ambiant pour contrer le problème des cond. aux limites.
Takahashi (1994)	Numérique et expérim.	Réussit à solutionner pour des nombres d'Ekman plus élevés.

1.2.2.2 Écoulement entre disques stationnaires

Dans le cas des écoulements entre disques stationnaires et parallèles de dimensions finies, particulièrement dans le cas avec injection axiale où l'hypothèse de von Kármán ne s'applique plus, on utilisait souvent l'hypothèse émise par Prandtl dans les études de la couche limite stipulant que la pression ne variait pas selon la coordonnée axiale. Cette hypothèse, valable surtout pour des petites distances δ entre les disques permet de simplifier les équations du mouvement. Elle ne permet cependant pas d'étudier le champ d'écoulement près du centre [Hagiwara, 1962] (figure 1.2 a).

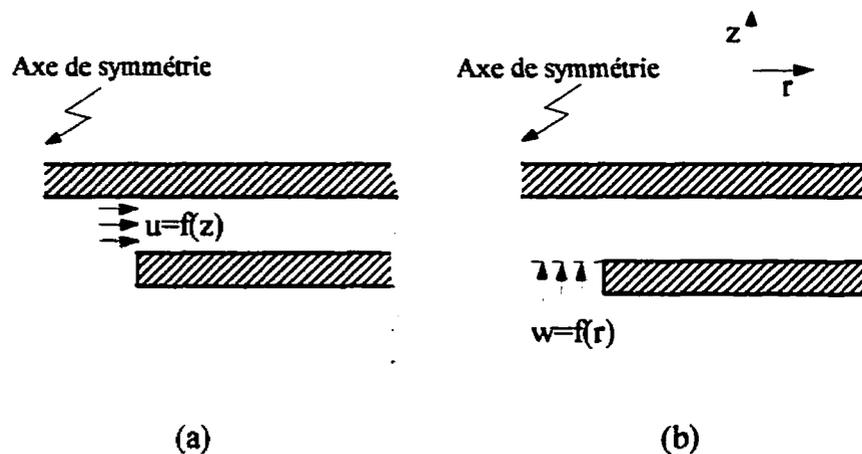


FIGURE 1.2: (a) PROFIL DE VITESSE À LA SECTION CENTRALE ET (b) PROFIL DE VITESSE À LA SECTION D'ENTRÉE

Pour les études de l'écoulement dès le centre d'injection, (figure 1.2 b), les hypothèses décrites précédemment ne sont plus applicables. Dans cette zone près du centre d'injection, les gradients de vitesse sont très importants. Dans ce cas, l'écoulement résultant peut être composé de diverses zones de recirculation dans les régions près des disques qui indiquent également des variations de pression selon la direction axiale. Ce genre d'étude ne peut être effectué qu'à l'aide de méthodes numériques sans utiliser d'hypothèses simplificatrices.

Les premières études portant sur les écoulements entre disques parallèles stationnaires avec injection centrale étaient surtout de type expérimental ou analytique. Un

des premiers à faire des études de type expérimental était McGinn (1956). En effet, ce dernier étudia l'écoulement radial d'un fluide, dans son cas de l'eau, entre deux plaques parallèles stationnaires en utilisant des méthodes de visualisation des lignes de courant par injection de colorant ainsi qu'avec des mesures de pression pariétale. Il observe qu'à des débits relativement faibles, il y avait formation d'une zone de recirculation près du centre d'injection. Il remarqua aussi qu'avec une augmentation de débit, un deuxième tourbillon se formait plus loin en aval sur la paroi du disque opposé (figure 1.3).

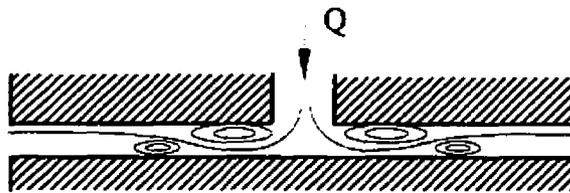


FIGURE 1.3: ALLURE GÉNÉRALE DE LA FIGURE DE L'ÉCOULEMENT TROUVÉE EXPÉRIMENTALEMENT PAR MCGINN (1956)

La plupart des études théoriques effectuées sur ce genre d'écoulement à cette époque utilisait habituellement des méthodes analytiques [Comolet, 1957], [Livesey, 1960], [Morgan et Saunders, 1960], [Hagiwara, 1962], [Moller, 1963], [Savage, 1964] et [Jackson et Symmons, 1965], pour n'en nommer que quelques-unes. Dans la majorité de ces travaux, l'hypothèse simplificatrice utilisée était celle de Prandtl dans la couche limite décrite précédemment. La plupart de ces auteurs traitaient les cas ayant de faibles nombres de Reynolds.

Livesey (1960), entre autres, a utilisé la méthode d'intégrale de von Kármán afin de trouver des solutions approximatives pour des écoulements entre disques stationnaires. Il exprime que les forces d'inertie ne devraient pas être négligées, même dans les cas ayant de faibles taux de soufflage. Il élabore une relation analytique pour la distribution de la pression en utilisant un profil de vitesse parabolique à la section de référence près du centre des disques. Du côté expérimental, Morgan et Saunders (1960), en utilisant de l'air comme

fluide, ont constaté la même chose concernant les forces d'inertie. Bien que leur résultats étaient concluants, ils ont stipulé que leurs expériences étaient insuffisantes pour vérifier les développements de Livesey.

Hagiwara (1962), de son côté, en utilisant un profil de vitesse constant à la section de référence près du centre des disques et l'hypothèse de Prandtl concernant la répartition de la pression dans la direction axiale, développe des relations analytiques calculant, entre autres, la position radiale de l'établissement de l'écoulement où le profil de vitesse devient parabolique. On remarque que les études d'Hagiwara avaient pour intérêt principal d'analyser l'écoulement entre une buse de soufflage et un plan dans des applications de métrologie industrielle pneumatique (comparateur pneumatique).

Une des études les plus importantes et complètes à l'époque était celle de Moller (1963). L'écoulement radial incompressible de l'air entre deux plans parallèles a été considéré dans une région assez éloignée du centre d'injection pour que les conditions d'entrée soit peu déterminantes. On remarque par contre qu'il effectua certains essais pour différentes formes de l'orifice d'injection (carré ou arrondi) pour en étudier les caractéristiques principales. Dans ce travail, l'auteur illustre qu'une solution de similarité est possible seulement dans des cas spéciaux où certains termes dans les équations du mouvement sont négligés, tant pour le régime laminaire que turbulent. En comparant ses résultats avec ceux de Livesey (1960), Moller constate que ce dernier a considéré les effets des forces d'inertie mais qu'il les avait sous-estimés. Moller discute également de la relaminarisation dans ce travail. En effet, en étudiant cette particularité de l'écoulement radial, il aperçu qu'une relaminarisation s'effectuait à un nombre de Reynolds local critique se rapprochant approximativement à ceux retrouvés dans des tuyaux et dans des canaux, c'est-à-dire $Re = Q/\pi r v \cong 2000$, où «r» est la coordonnée radiale et Q le débit volumique. Moller remarqua que les résultats expérimentaux étaient en très bonne concordance avec ses résultats théoriques.

Toujours dans les études analytiques, plusieurs auteurs ont utilisé des expansions en série pour résoudre le problème de l'écoulement laminaire entre deux disques parallèles stationnaires. Entre autres, on retrouve Savage (1964), Jackson et Symmons (1965) et Ishizawa (1966). Dans le cas de Savage, il stipule qu'à l'exception des cas où l'écoulement peut être considéré comme étant à dominance visqueux (écoulement rampant ou «creeping flow»), l'utilisation d'hypothèses imposant des profils de vitesse constants à la section centrale n'est pas acceptable (figure 1.2 a). Il démontre que sa solution est très comparable avec les résultats expérimentaux trouvés par Moller (1963) et ce, à l'exception d'une zone très près de la section d'entrée. Dans le même travail, Savage compare ses résultats avec ceux de Livesey (qui, rappelons-le, avait imposé un profil de vitesse parabolique à la section d'entrée) et remarque une meilleure concordance entre ses résultats et ceux de Moller.

De leur côté, Jackson et Symmons (1965) ont aussi utilisé la méthode d'expansion en série afin de trouver une expression pour la distribution de pression. Ils incluent les effets de l'inertie et comparent leurs résultats avec ceux de Livesey obtenus par la méthode d'intégrale de von Kármán. Ils constatent qu'il existe un écart important entre les résultats. En effet, ils remarquent que les effets de l'inertie quantifiés par Livesey sont 23% plus faibles que ceux trouvés dans leur analyse. Ils démontrent également que les mêmes résultats peuvent être obtenus en utilisant une simple analyse de l'écoulement unidimensionnel.

Dans les premiers à utiliser une méthode numérique, on retrouve les travaux de Müller (1971). Il utilise l'hypothèse de Prandtl afin de permettre la linéarisation des équations du mouvement pour ensuite les intégrer à partir d'une certaine section du domaine où la solution est supposée connue. Lorsque la conservation de débit n'est plus vérifiée de façon appropriée, l'intégration est arrêtée. Cette méthode a quelques avantages et désavantages. En effet, bien qu'elle soit relativement simple pour la programmation, on remarque que le temps de résolution numérique est considérable. Ceci est attribuable au fait que le maillage utilisé doit être très fin en raison de cette linéarisation. D'autre part, cette

méthode ne peut être utilisée pour la résolution du problème instationnaire et finalement, la nature des simplifications aux équations gouvernantes ne permet pas d'étudier l'écoulement près du centre d'injection.

Wilson (1972), fait une critique des aspects théoriques sur certains travaux portant sur l'écoulement radial entre deux disques parallèles publiés jusqu'à cette date. Il propose certaines améliorations aux modèles théoriques. Ces améliorations se situent surtout au niveau des effets des forces d'inertie dans une région assez loin du centre.

Une contribution à l'étude des pressions dans un écoulement radial divergent est effectuée par Patrat (1975). L'étude, à la fois théorique et expérimentale, a permis de déterminer que les pressions radiales et centrales (point d'arrêt) peuvent être représentées par deux courbes principales indépendantes du nombre de Reynolds de l'écoulement. L'auteur détermine également une position probable de la zone de transition turbulente-laminaire (relaminarisation). La généralisation des courbes de pression a été réalisée grâce à l'utilisation d'un nombre de Reynolds local défini par cet auteur comme étant $y=A/r^2$, où A est le nombre de Reynolds de l'écoulement ($A=\rho Q/4\pi\mu h$) avec « h » la distance entre les deux disques et « r » la position radiale.

On remarque que jusqu'à cette date, plusieurs travaux portaient sur des analyses de type «couche limite». Ces analyses ne permettent pas d'étudier la région de recirculation près de la section d'entrée. Par conséquent, ces travaux étaient limités à des cas où il y avait de très faibles espacements entre les disques. Avec l'arrivée de méthodes numériques plus performantes et avec les progrès dans le domaine informatique, la solution des équations gouvernantes sans hypothèses simplificatrices sur l'écoulement interne a été rendue possible.

Une étude du problème en utilisant la méthode des différences finies a été réalisée par Raal (1978). Cette méthode de solution a permis de détailler certaines caractéristiques de l'écoulement qui étaient pratiquement inaccessibles auparavant. Effectivement, l'auteur a

été capable d'observer la formation d'une région de recirculation près de la section d'entrée. On remarque que seul des cas dans la gamme $1 \leq Re \leq 300$ ont été étudiés et l'auteur a remarqué la formation de la zone de recirculation à partir de $Re=60$.

Albert (1981) utilisa la méthode de collocation orthogonal pour étudier le cas de l'écoulement d'un fluide à partir d'un tube d'alimentation de longueur infinie (écoulement pleinement développé) débouchant dans un espace entre deux disques coaxiaux de rayon infini pour une gamme de nombre de Reynolds entre $0.01 \leq Re \leq 500$. L'auteur divise le domaine d'écoulement en trois régions, soit le tube d'alimentation, la région de stagnation et l'écoulement radial. L'auteur note l'existence d'une petite région de recirculation près du coin entre le tube et la région entre les disques. Les résultats obtenus se comparent très bien avec les résultats de Laurencena et Williams, (1974) obtenus analytiquement avec la loi de puissance.

Dans le cas de Prakash et al. (1984, 1985), ils simulent non seulement le cas avec disque fixe ou tournant avec une source de débit axial au centre, mais considèrent également le transfert thermique dans l'écoulement. Dans ces travaux, une zone de recirculation est également trouvée près de la section d'entrée. On remarque par contre que la méthode de résolution des équations gouvernantes dans ce cas était l'algorithme SIMPLER, permettant ainsi des solutions à des nombres de Reynolds plus élevés (jusqu'à $Re = 1000$). Aucune hypothèse simplificatrice sur l'écoulement interne était nécessaire et les auteurs ont été capables de considérer des disques de dimensions finies avec une injection au centre, tel qu'illustré à la figure 1.2 (b).

Une étude expérimentale sur la turbulence dans les écoulements radiaux entre disques parallèles fixes pour des nombres de Reynolds moyens et faibles a été effectuée par Tabatabai et Pollard, (1987). Ces auteurs s'intéressent particulièrement au phénomène de la dégradation de la turbulence et de la relaminarisation de l'écoulement. Ils remarquent que pour des nombres de Reynolds élevés, l'écoulement a un comportement semblable au cas de

l'écoulement pleinement développé dans un espace confiné. Avec une diminution dans le nombre de Reynolds, l'état de la turbulence se dégrade d'une façon différente que dans le cas d'un écoulement dans un espace confiné et une relaminarisation de l'écoulement s'effectue graduellement.

Ishizawa et al., (1987), apportent une nouvelle dimension aux études des écoulements entre disques fixes. Ces auteurs étudient l'écoulement d'un fluide visqueux entre deux disques stationnaires avec injection centrale dans le cas où la distance séparant les disques varie en fonction du temps. L'étude, de type théorique (il utilise une expansion en séries) et expérimental, illustre l'importance de l'interaction entre deux types d'écoulements, soit celui causé par une variation dans la distance séparant les deux surfaces et l'autre par l'injection centrale. Les résultats théoriques et expérimentaux illustrent une très bonne concordance. Les auteurs stipulent par contre que cette théorie est la première du genre et d'autres études devraient être effectuées pour clarifier les caractéristiques compliquées de l'interaction des deux types d'écoulement.

En plus d'étudier l'écoulement entre un disque tournant et un disque fixe, Roy, (1992) étudie le cas de deux disques stationnaires. Il trouve à toute fin pratique les mêmes résultats que Prakash et al. sur l'allure de l'écoulement. De plus, il trouve une deuxième nappe tourbillonnaire située sur le disque opposé à l'injection centrale avec une augmentation dans le nombre de Reynolds. A la connaissance de l'auteur, c'est la première fois que l'on trouve une deuxième nappe numériquement. Rappelons-nous que ce phénomène avait été trouvé expérimentalement par McGinn en 1956 (voir figure 1.4). L'auteur trouve également que l'hypothèse de Prandtl est plus ou moins vérifiée en fonction du nombre de Reynolds. Dans ce travail, l'algorithme *SIMPLER* est utilisé pour solutionner le système d'équations gouvernantes habituel.

Au tableau 1.2, un résumé des travaux portant sur l'écoulement entre disques stationnaires avec injection centrale est donné.

TABLEAU 1.2: RÉSUMÉ DES TRAVAUX PRINCIPAUX SUR L'ÉCOULEMENT ENTRE DISQUES STATIONNAIRES AVEC INJECTION

Auteur	Type d'étude	Remarques
McGinn, 1956	Expérimentale	Trouve une/deux nappes tourbillonnaires près du centre d'injection. Étendu et nombre de nappes fonction de Re .
Livesey, 1960	Analytique	Exprime que les forces d'inertie ne devraient pas être négligées. Élabore une relation analytique pour la distribution de pression.
Morgan et Saunders, 1960	Expérimentale	Résultats confirment les remarques de Livesey concernant les forces d'inertie.
Hagiwara, 1962	Analytique	Étude de l'étendue de la zone d'établissement de l'écoulement.
Moller, 1963	Analytique et expérimentale	Stipule que Livesey a sous-estimé les effets des forces d'inertie. Estime que la relaminarisation de l'écoulement se fait à un nombre de Reynolds critique d'environ 2000.
Wilson, 1972	Analytique	Fait une critique des aspects théoriques sur certains travaux portant sur l'écoulement radial entre disques.
Patrat, 1975	Théorique/ expérimentale	Étudie la relaminarisation de l'écoulement radial. Généralisation des courbes de pression.
Raal, 1978	Numérique (Différences finies)	Observe la formation d'une zone de recirculation près de la section d'entrée.
Albert, 1981	Numérique (collocation orthog.)	Observe la formation d'une petite zone de recirculation près de la section d'entrée.
Prakash et al., 1984	Numérique (SIMPLER)	Étudient le cas avec disques fixes et tournants avec transfert de chaleur. Trouvent également une zone de recirculation près du centre d'injection.
Tabatabai et Pollard, 1987	Expérimentale	S'intéressent au phénomène de la dégradation de la turbulence et de la relaminarisation.
Ishizawa et al., 1987	Théorique (Expansion en séries)	Étudient le cas où la distance séparant les disques varie en fonction du temps.
Roy, 1992	Numérique (SIMPLER)	Étudie l'influence du débit d'injection sur l'écoulement entre deux disques stationnaires. Trouve une ou deux nappes tourbillonnaires (fonction du débit).

L'écoulement entre deux disques fixes de dimensions finies, se rapproche grandement de celui entre une buse de soufflage et une paroi à mesurer dans des applications de métrologie industrielle (figure 1.4). Effectivement, dans cette application pratique, les distances séparant les deux surfaces « δ » sont de l'ordre de $150\ \mu\text{m}$. D'autre part, puisque la largeur de la surface frontale de la buse de soufflage est habituellement de l'ordre de $R_c - R_i = 1\ \text{mm}$, on voit très bien que la largeur frontale est beaucoup plus importante que la distance « δ ». Dans ce qui suit, une description générale de la métrologie pneumatique industrielle est effectuée.

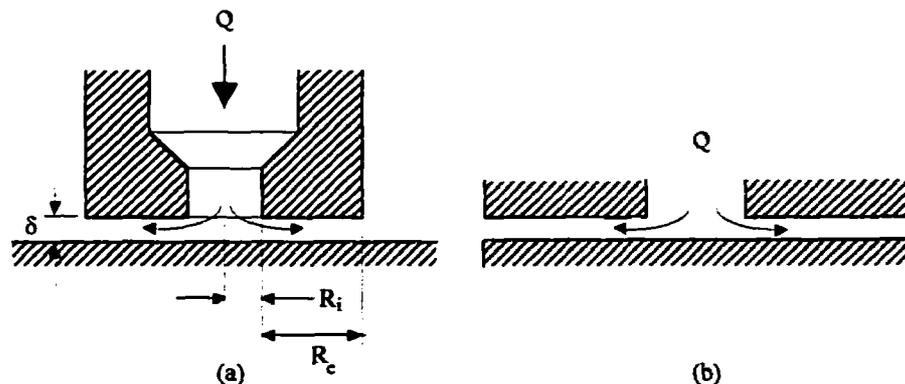


FIGURE 1.4: ÉCOULEMENT À LA SORTIE D'UNE BUSE DE SOUFFLAGE ET ENTRE DEUX DISQUES FINIS .

1.3 LA MÉTROLOGIE PNEUMATIQUE INDUSTRIELLE

1.3.1 Généralités

La métrologie industrielle est habituellement définie comme étant la science des mesures de dimensions de pièces fabriquées. Celles-ci peuvent comprendre, par exemple, le diamètre extérieur d'un arbre, le diamètre intérieur d'un alésage, la largeur d'une rainure, le diamètre d'une sphère, le pas d'un filetage, etc... Ce mesurage de pièces usinées, qui est aussi connu sous le terme *contrôle de fabrication*, est en fait effectué afin de vérifier si les

dimensions de la pièce produite en question satisfont aux exigences dimensionnelles spécifiées. Les exigences dimensionnelles existent non seulement pour le bon fonctionnement du produit en question mais elles sont également importantes au niveau des coûts de fabrication des pièces qui composent ce produit final.

Depuis quelques décennies, plusieurs méthodes ont été utilisées pour effectuer le contrôle dimensionnel dans le milieu industriel. On retrouve, entre autres, les méthodes par contact mécanique, les méthodes pneumatiques, les méthodes électroniques et les méthodes optiques. Les principes de fonctionnement, les avantages et les inconvénients de ces différentes méthodes étant bien connus [Société BOSH, 1973], l'accent ne sera donc pas mis ici sur de telles descriptions mais plutôt sur certains aspects des écoulements retrouvés entre la buse de soufflage et la paroi de la pièce à contrôler dans le cas des méthodes dites pneumatiques.

1.3.2 Principes de base de la métrologie pneumatique

Le principe de base de la famille des méthodes de métrologie pneumatique date maintenant depuis plusieurs décennies. En fait, les premières applications pratiques utilisant ces méthodes de contrôle dimensionnel ont vu le jour dans les années trente en France lorsque le premier appareil de ce type, qui s'avérait particulièrement pratique et précis, remplaça petit à petit la méthode classique à base de contact mécanique. Le principe de fonctionnement a pour origine un brevet de la société anonyme pour la construction de matériel automobile (SACMA) datant de 1929. Le procédé est devenu mondialement connu sous le nom de SOLEX, slogan de la firme productrice à l'époque des carburateurs «SOLEX» pour le contrôle des sections des gicleurs. Il est en fait basé sur l'application des principes fondamentaux des écoulements de gaz (dans ce cas de l'air) au travers de gicleurs. Effectivement, il est relativement facile d'expliquer le fonctionnement de base d'un appareil de métrologie pneumatique en considérant le montage simplifié illustré à la figure 1.5:

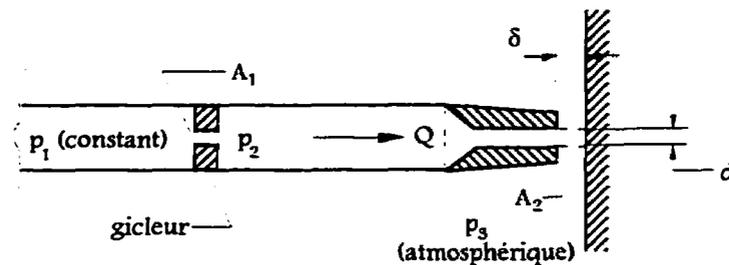


FIGURE 1.5: PRINCIPE DE FONCTIONNEMENT DE LA MÉTROLOGIE PNEUMATIQUE

Une variation dans la distance « δ » (se situant habituellement aux environs de 150 μm) entraîne une variation dans la section de fuite entre la buse et la paroi, c'est-à-dire que la section représentée par $A_2 = \pi\delta d$ changera en conséquence. En gardant la pression d'alimentation p_1 constante, un changement dans la section de fuite aura pour effet de faire varier la pression intermédiaire p_2 et le débit d'air. Il est donc possible de concevoir des appareils qui, moyennant un étalonnage, donneront l'écart $\Delta\delta = \delta - \delta_0$ en fonction d'un changement de pression intermédiaire ou de débit. Les appareils de contrôle dimensionnel pneumatique sont en fait des comparateurs pneumatiques puisqu'ils ne mesurent pas directement la cote δ mais plutôt les écarts de cotes $\Delta\delta$ par rapport à un calibrage de référence ou de réglage.

À partir de ce principe de base plusieurs méthodes et appareils ont été conçus pour la métrologie industrielle. Dans ce qui suit, une classification des appareils les plus connus sera exposée, incluant une brève description des principes de fonctionnement de chacun de ces appareils.

On retrouve en fait trois grandes familles d'appareils en métrologie pneumatique, soient celles qui relèvent d'une mesure de pression, celles qui relèvent d'une mesure de débit et celles qui relèvent d'un montage en pont, [Fortier, 1968], [Molle, 1955] et [Société BOSH, 1973]. De nos jours, la majorité des appareils utilisés en industrie sont surtout de la première catégorie, c'est-à-dire les appareils qui sont basés sur une mesure de pression. Le principe de fonctionnement de cette famille de méthodes sera donc présenté dans les pages qui suivent alors que ceux des deux autres familles d'appareils sont présentés à l'Annexe 1.

Le principe de fonctionnement des appareils fonctionnant par une mesure de pression peut être expliqué en considérant de l'air sous pression constante qui s'écoule à travers deux orifices (gicleurs) A et B placés en série (figure 1.6 a). La pression « p » qui règne entre ces deux orifices est fonction du rapport de leurs sections [Wattebot, (1937)]. Si la section de l'orifice A est fixe et la section effective de l'orifice B variable en raison d'un changement dans la distance « δ », la pression « p » est donc fonction de cette distance « δ ». Il est donc possible de déterminer les déviations dans les dimensions spécifiées d'une pièce usinée en fonction d'une variation dans cette pression. Ce type d'appareil est évidemment étalonné pour une valeur précise de la pression d'alimentation. Une petite variation dans cette pression engendrera de fausses lectures pour « $\Delta\delta$ ». C'est pourquoi un contrôle précis de la pression d'alimentation doit être effectué pour ne pas commettre d'importantes erreurs dans la lecture de la variation de distance $\Delta\delta$. Le procédé SOLEX discuté précédemment utilise un montage particulier pour régulariser la pression d'alimentation (Annexe A.1).

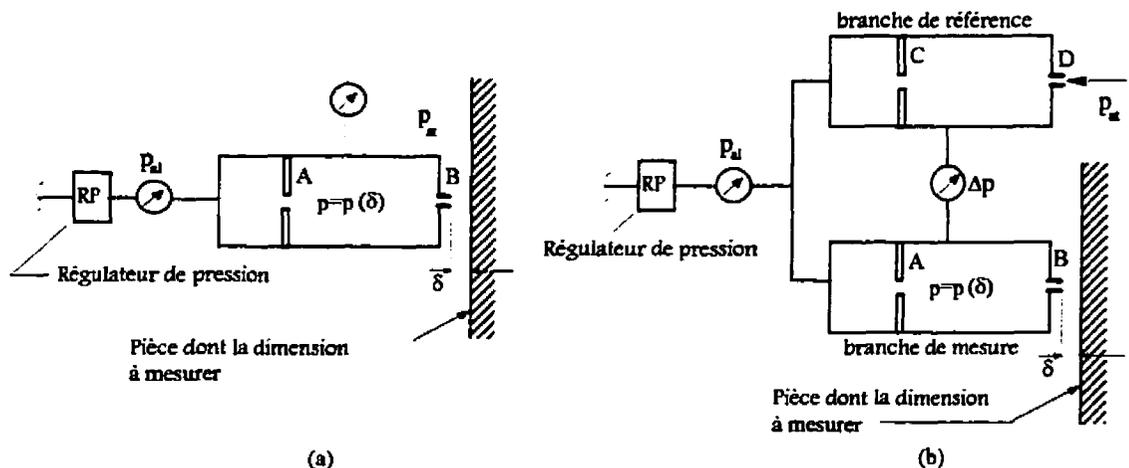


FIGURE 1.6: EXEMPLES D'APPAREILS DE CONTRÔLE DIMENSIONNEL PNEUMATIQUE FONCTIONNANT PAR MESURE DE PRESSION: (a) APPAREIL SIMPLE À UNE BRANCHE ET (b) APPAREIL DIFFÉRENTIEL PROPOSÉ PAR FORTIER.

Fortier (1950) a proposé un appareil différentiel (figure 1.6 b) dans lequel la mesure de la différence de pression Δp est insensible aux variations dans la pression d'alimentation. Le principe de fonctionnement de cet appareil est en fait semblable à l'appareil à une

branche. L'appareil est réglé en plaçant une pièce étalon sous la buse de soufflage. Le différentiel de pression est donc réglé à zéro pour une distance δ_0 avec l'aide de la fuite réglable «D» illustrée à la figure 1.6 b. Lorsqu'une pièce différente de l'étalon est placée sous la buse de soufflage, la pression dans la branche de référence demeure la même tandis que celle dans la branche de mesure varie selon la distance δ . Le différentiel de pression n'est donc plus nul, par conséquent il peut être associé à l'écart entre la pièce à contrôler et la pièce étalon, c'est-à-dire $\Delta\delta = \delta - \delta_0$. Ce type d'appareil est certes celui le plus utilisé de nos jours.

Les pressions d'alimentation retrouvées dans les applications métrologiques peuvent varier considérablement en fonction du type d'appareil utilisé. Certains appareils fonctionnent avec des écoulements subsoniques à des vitesses d'écoulement relativement faibles tandis que d'autres appareils fonctionnent avec des écoulements compressibles à grandes pressions/vitesses d'écoulement. Les pressions d'alimentation peuvent varier de 1.5 kPa jusqu'à 300 ou 400 kPa [Croche et Decool, (1989)]. Le tableau 1.3 résume quelques types d'appareils fonctionnant par mesure de pression [Croche et Decool, (1989)], [Société BOSH, (1973)]. On remarque que des détails concernant les appareils fonctionnant par mesure de débit sont également disponibles dans ces deux dernières références.

TABLEAU 1.3: EXEMPLES D'APPAREILS FONCTIONNANT PAR MESURE DE PRESSION

Type d'appareil	Pression d'alimentation
SOLEX (basse pression)	1.5 à 14 kPa
SOLEX (haute pression)	6 à 70 kPa
ÉTAMIC (appareil différentiel)	100 à 400 kPa
ÉTAMIC (montage en pont)	100 à 400 kPa

1.3.3 Sensibilité des appareils

La précision des appareils de contrôle dimensionnel pneumatique varie selon l'appareil utilisé de même qu'en fonction de plusieurs facteurs dont les dimensions des

gicleurs et les conditions d'opérations. Il est quand même commun d'avoir des précisions impressionnantes de l'ordre du micron.

De façon générale, la sensibilité d'un appareil de contrôle dimensionnel pneumatique peut être définie comme étant le rapport de la variation de la pression (ou débit pour certains types d'appareils) dans la branche de mesure par rapport à une variation dans la cote δ , c'est-à-dire $\Delta p/\Delta\delta$. À la figure 1.7 est présentée une courbe caractéristique typique pour un appareil simple. On remarque que ce type de courbe peut varier d'un appareil à un autre. On voit bien qu'avec une augmentation dans le rapport de surfaces A_2/A_1 , la pression dans la deuxième chambre devient de moins en moins importante, ce qui est tout à fait normal. On voit également qu'il existe une région sur la courbe caractéristique où la variation est linéaire. C'est habituellement dans cette région que se trouve la gamme d'opération de l'appareil métrologique. En fait, il est possible de changer la pente (sensibilité) et agrandir/rétrécir la gamme d'opération d'un appareil en variant le diamètre du gicleur (A_1) et/ou la pression d'alimentation. Effectivement, en considérant la partie linéaire de la courbe, c'est-à-dire pour $0.6 \leq p_2/p_1 \leq 0.8$, on peut écrire [Galyer et Shotbolt, 1990]:

$$\frac{p_2}{p_1} = 1.0 - \frac{b A_2}{A_1}$$

où b est une constante pour une courbe donnée. Puisque, comme tout comparateur, la sensibilité est le rapport du changement de pression à un changement correspondant dans la distance δ , le changement de position peut être exprimé par dp_2 et le changement de distance δ apporte le changement dA_2 , la sensibilité pneumatique est dp_2/dA_2 , ce qui donne [Galyer et Shotbolt, 1990]:

$$p_2 = p_1 - \frac{b A_2}{A_1} p_1 \quad \text{et} \quad \frac{dp_2}{dA_2} = -\frac{b}{A_1} p_1.$$

On voit donc que l'amplification pneumatique est proportionnelle à la pression d'alimentation et inversement proportionnelle à la surface du gicleur. On remarque

également que plus la gamme d'application est petite, plus l'appareil devient sensible [Crnojevic et al., 1996], c'est-à-dire que la pente de la partie linéaire devient plus importante.

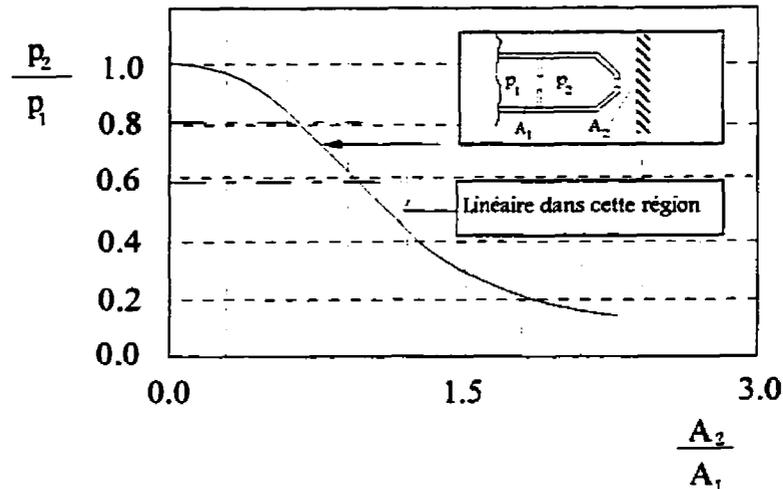


FIGURE 1.7 : COURBE CARACTÉRISTIQUE TYPIQUE D'UN APPAREIL DE CONTRÔLE DIMENSIONNEL PNEUMATIQUE

1.3.4 Attrait du contrôle dimensionnel pneumatique

Si la métrologie pneumatique est encore aujourd'hui un moyen de contrôle dimensionnel très utilisé dans le milieu industriel, c'est certainement pour ses très grandes qualités. On peut résumer ces qualités comme suit:

- Précisions importantes de l'ordre du micron.
- Aucun contact physique n'est fait avec la pièce à contrôler, ce qui peut préserver l'état de surface de celle-ci.
- Les pièces sont nettoyées en même temps que le contrôle s'effectue.
- S'adapte très bien dans le milieu d'un atelier (robustesse de l'appareil).
- Le système peut permettre la mesure de plusieurs dimensions simultanément, soit pendant ou après le cycle d'opération de la machine-outil.
- Dimensions internes peuvent facilement être mesurées (par exemple, le contrôle d'un alésage).

En raison de ces très grandes qualités, la métrologie pneumatique est très utilisée dans les industries de pointe incluant les industries automobile et aéronautique de partout dans le monde.

Une plus grande connaissance et compréhension de ce type d'écoulement peut faciliter la conception de nouvelles composantes d'appareils de métrologie pneumatique, notamment les buses de soufflage, en plus d'améliorer les comparateurs existant. En pratique, il existe encore quelques problèmes actuels qui peuvent être associés avec l'écoulement résultant entre la buse de soufflage et la pièce à contrôler. Un de ces problèmes, soit celui d'encrassement des buses de soufflage sera décrit dans ce qui suit.

1.3.5 Problème d'encrassement des buses de soufflage

La méthode pneumatique de contrôle dimensionnel performe très bien pour les applications dont elle a été conçue. Cependant, l'intérêt manifesté pour la présente étude résulte d'un problème d'encrassement des buses de soufflage dans certaines applications industrielles. En effet, une zone annulaire de dépôts de saleté et d'huile peut se former sur la surface frontale des buses de soufflage, ce qui oblige les industriels à nettoyer et/ou refaire le calibrage des appareils à des intervalles réguliers (figure 1.8).

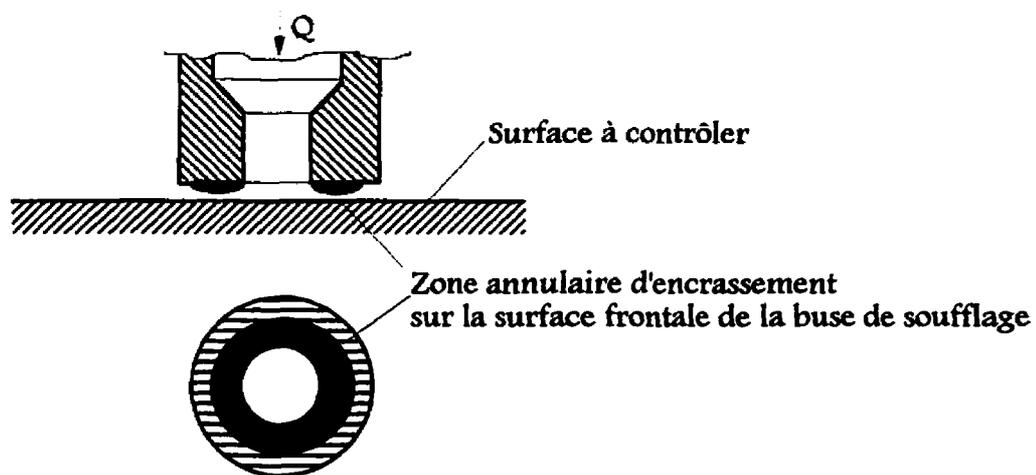


FIGURE 1.8: ZONE D'ENCRASSEMENT SUR LA SURFACE FRONTALE D'UNE BUSE DE SOUFLAGE

Récemment, plusieurs chercheurs du Laboratoire de mécanique des fluides de l'Université de Valenciennes en France sous la direction du professeur Pierre Florent, ont étudié expérimentalement de façon rigoureuse certaines caractéristiques et problèmes liés à l'écoulement entre une buse de soufflage et une paroi en passant par des analyses sur les écoulements radiaux. Le but de ces travaux était de mieux comprendre le comportement du champ d'écoulement résultant. Jusqu'à présent, la majorité des travaux étaient essentiellement expérimentaux et ont permis certaines améliorations dans la fiabilité des appareils. Une partie de ces travaux portait sur l'étude des effets de la géométrie de la buse de soufflage et ont permis l'élimination de dépôts de saleté (huile, ...) situés près de la surface frontale de la buse dans des cas industriels [Bettahar, 1993]. D'après cet auteur, une des sources possibles des zones d'encrassement serait des régions tourbillonnaires trouvées près de la surface frontale de la buse (figure 1.10). On remarque que ces zones tourbillonnaires ont été également trouvées dans quelques travaux concernant les écoulements radiaux [McGinn (1956)] et sont associées à des régions dépressionnaires à la surface de la plaque plane. Ces dernières correspondent à une accélération de l'écoulement près de cette paroi. Les modifications aux buses normales constituaient surtout de faire un chanfrein afin de réduire le plus que possible la surface frontale de la buse. Plusieurs autres géométries de buses ont été étudiées par ce groupe de chercheurs et une bonne partie des résultats peut être trouvée dans la thèse de doctorat de Bettahar, (1993). Dans la majorité des cas, une plaque plane ou une surface cylindrique a été utilisée pour représenter la pièce contrôlée.

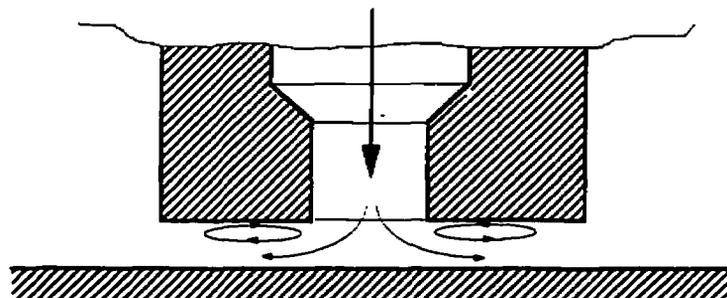


FIGURE 1.9: ZONES TOURBILLONNAIRES ENTRE LA BUSE DE SOUFFLAGE ET LA PAROI

Les travaux expérimentaux énumérés ci-haut ont permis l'obtention d'informations pertinentes concernant l'écoulement entre la buse de soufflage et la paroi. Cependant, l'espace entre une buse de soufflage et une plaque plane étant très petit, seulement les mesures de la distribution de la pression pariétale sur la plaque est possible. Les simulations numériques peuvent permettre d'obtenir des informations sur tout le champ d'écoulement. Ce présent travail a donc pour objectif principal de contribuer aux travaux effectués dans ce domaine d'étude en apportant des résultats à la fois expérimentaux et numériques.

1.4 Objectifs généraux de la présente étude

Le présent travail est une contribution à l'étude des écoulements radiaux en régime laminaire, avec applications dans le domaine du contrôle dimensionnel pneumatique. Il s'agit d'une étude à la fois numérique et expérimentale de l'écoulement dans l'espace entre une buse de soufflage et une plaque plane. Le volet numérique consiste d'une étude originale de l'influence de la géométrie de la buse de soufflage sur le champ d'écoulement résultant. L'algorithme *SIMPLER* sera utilisé pour résoudre les équations gouvernantes. Dans tous les cas, la turbulence est exclue. Ces travaux porteront premièrement sur un écoulement laminaire incompressible qui correspond aux cas de faibles pressions d'alimentation et où le nombre de Reynolds à l'entrée du domaine d'étude se situe aux environs de 1500. Une étude exploratoire du cas où le fluide est considéré comme étant compressible sera également abordée. Ce dernier peut correspondre, comme nous le verrons, aux cas où la pression d'alimentation est très considérable, soit de l'ordre de 1 à 3 bars et où la vitesse de l'écoulement peut atteindre celle du son dans l'espace entre la buse et la plaque.

Les travaux expérimentaux seront effectués en utilisant deux montages permettant la détermination de la distribution de la pression pariétale sur une plaque plane dans les cas où l'écoulement est compressible ou incompressible. Le premier permet les mesures dans un régime d'écoulement laminaire alors que le deuxième, conçu à l'Université de Valenciennes

en France, est utilisé essentiellement pour les mesures en compressible. Ces montages permettent de relever la répartition de pression sur la surface plane pour les différentes conditions d'écoulement et géométries de buse étudiées. Une étude des effets de la géométrie de la buse de soufflage sur la sensibilité sera également effectuée.

La formulation du problème ainsi que la présentation de la méthode numérique sera élaborée à l'intérieur du chapitre 2. Une étude sur une buse classique (sans modifications) sera effectuée en premier lieu au chapitre 3 pour ensuite étudier l'influence de la géométrie de la buse de soufflage au chapitre 4. Le cas de l'écoulement radial d'un fluide compressible sera étudié au chapitre 5. Les deux montages expérimentaux ainsi que les comparaisons expérimentales/numériques seront décrits dans les chapitres 3 et 5.

CHAPITRE 2

FORMULATION DU PROBLÈME ET MÉTHODE DE RÉSOLUTION NUMÉRIQUE: CAS INCOMPRESSIBLE

2.1 GÉNÉRALITÉS

L'objectif principal de ce chapitre est de définir le problème considéré et de faire une description de la méthode de résolution numérique. On se limite pour l'instant au cas d'un écoulement laminaire incompressible.

2.2 DESCRIPTION GÉOMÉTRIQUE ET THÉORIQUE DU PROBLÈME

2.2.1 Formulation du problème

La figure 2.1 illustre la configuration standard du problème considéré. Tel que mentionné précédemment, ce travail porte particulièrement sur l'étude de la structure de l'écoulement entre une buse de soufflage et une pièce à contrôler dans un système de métrologie dimensionnel pneumatique et ce dès le centre d'injection. Évidemment, la géométrie de cette pièce peut prendre différentes formes (cylindre, surface plane, sphère, ...) mais le cas le plus simple, soit celui d'une plaque plane stationnaire sera retenu. La buse de rayon interne « R_i » et de rayon externe « R_e » est séparée de la plaque plane par une distance « δ ». Le rayon extérieur du collet de la buse est représenté par « R_d » et sa distance de la paroi par « h ». Dans des cas industriels typiques, ces dimensions ont des valeurs de 1 mm et 2 mm pour les rayons interne et externe respectivement. La distance de référence « δ » séparant la buse et la pièce est habituellement située entre 80 μm et 200 μm . Un débit massique d'air constant \dot{m} est injecté dans l'espace entre la buse de soufflage et la plaque plane. Ce débit d'air est contrôlé par la pression d'alimentation du système.

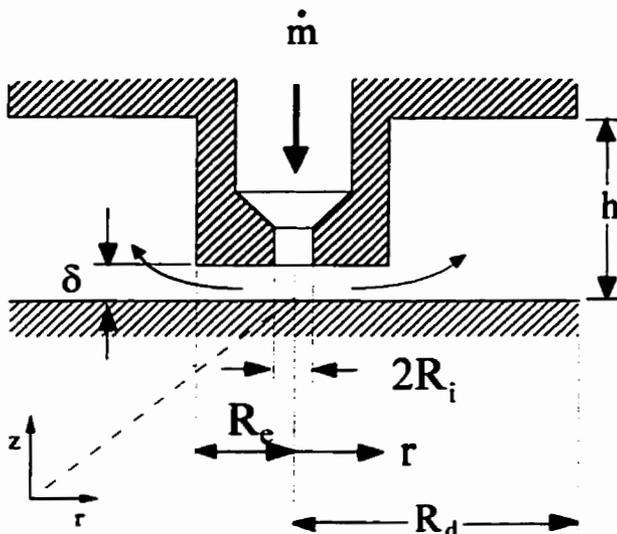


FIGURE 2.1: CONFIGURATION GÉOMÉTRIQUE DU PROBLÈME

2.2.2 Équations gouvernantes pour le cas laminaire incompressible

L'écoulement dans l'espace entre la buse de soufflage et la plaque plane est régi par les équations de Navier-Stokes (2.1 et 2.2) et celle de continuité (2.3). En tenant compte de la symétrie de révolution et en considérant le régime stationnaire, ces équations s'écrivent comme suit:

Équation de conservation de quantité de mouvement (selon la direction radiale):

$$\rho \left(u \frac{\partial u}{\partial r} + w \frac{\partial u}{\partial z} \right) = -\frac{\partial p}{\partial r} + \mu \left[\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial u}{\partial r} \right) + \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} - \frac{u}{r^2} \right] \quad (2.1)$$

Équation de conservation de quantité de mouvement (selon la direction axiale):

$$\rho \left(u \frac{\partial w}{\partial r} + w \frac{\partial w}{\partial z} \right) = -\frac{\partial p}{\partial z} + \mu \left[\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial w}{\partial r} \right) + \frac{\partial^2 w}{\partial z^2} \right] \quad (2.2)$$

Équation de continuité:

$$\frac{\partial(ru)}{\partial r} + \frac{\partial(rw)}{\partial z} = 0 \quad (2.3)$$

où, dans ces dernières équations, u et w sont respectivement les composantes radiale (r) et axiale (z) de la vitesse, p est la pression, ρ est la masse volumique et μ est la viscosité du fluide.

2.2.3 Conditions aux limites

La résolution des équations gouvernantes énumérées ci-haut requiert la spécification de conditions aux limites pour le domaine d'étude (figure 2.2). Celles utilisées

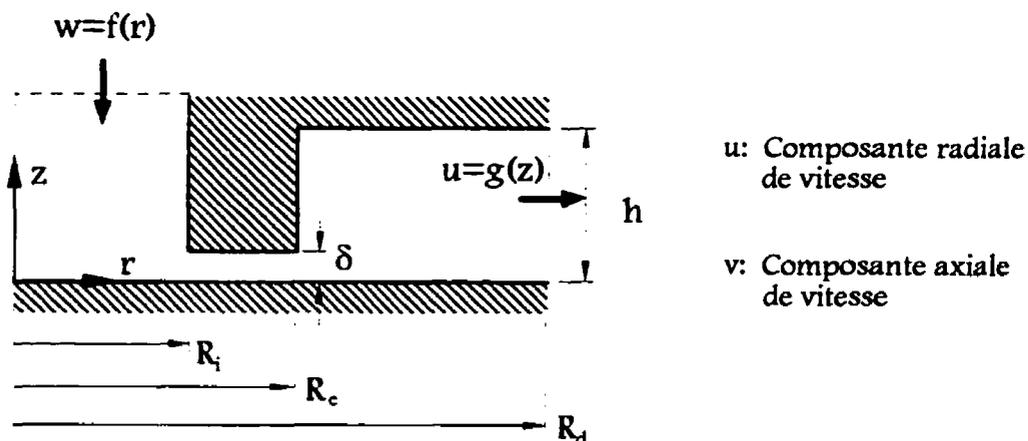


FIGURE 2.2: DOMAINE D'ÉTUDE POUR LA SPÉCIFICATION DES CONDITIONS AUX LIMITES

dans ce travail sont des conditions de non glissement sur les parois solides ainsi que celles découlant de la symétrie de révolution. Ces conditions, de même que celles inconnues aux sections d'entrée et de sortie du domaine numérique peuvent être résumées de la façon suivante:

- À la section d'entrée:

$$\text{à } z = h \text{ et } 0 \leq r \leq R_i: u = f_1(r) \text{ et } w = f_2(r)$$

- *À la section de sortie:*

$$\text{à } r = R_d \text{ et } 0 \leq z \leq h: u = g_1(z) \text{ et } w = g_2(z)$$

(2.4)

- *Aux parois:*

$$\text{à } z = 0 \text{ et } 0 \leq r \leq R_d: u = w = 0$$

$$\text{à } z = \delta \text{ et } R_i \leq r \leq R_e: u = w = 0$$

$$\text{à } z = h \text{ et } R_e \leq r \leq R_d: u = w = 0$$

$$\text{à } r = R_i \text{ et } \delta \leq z \leq h: u = w = 0$$

$$\text{à } r = R_e \text{ et } \delta \leq z \leq h: u = w = 0$$

- *À l'axe de symétrie:*

$$\text{à } r = 0 \text{ et } 0 \leq z \leq h: u = 0 \text{ et } \frac{\partial w}{\partial r} = 0$$

Le champ d'écoulement interne d'intérêt est limité à $0 \leq r \leq R_e$ et $0 \leq z \leq \delta$ mais le domaine numérique est étendu au delà de cet espace, soit $r=R_d$, compte tenu de l'absence de certaines conditions aux limites.

Les fonctions $f_1(r)$, $f_2(r)$, $g_1(z)$ et $g_2(z)$ sont supposées connues pour l'instant et représentent respectivement les conditions aux limites à l'entrée et à la sortie du domaine d'étude. Les effets de ces dernières conditions sur les résultats numériques obtenus seront discutés à l'intérieur de la section 2.3.

2.2.4 Choix des grandeurs de référence

Avant de passer à la résolution du système d'équations, il est commode de présenter ces équations gouvernantes ainsi que les conditions aux limites sous forme adimensionnelle. Pour ce faire, les quantités u , w , r , z , et p doivent être rapportées à des quantités de référence. Les variables de références choisies pour ce travail sont résumées comme suit:

- Longueur de référence: « R_i »
- Vitesse de référence: « v/R_i », où v est la viscosité cinématique du fluide,
d'où vient:
- Pression de référence: « $\rho v^2/R_i^2$ »

Avec l'aide de ces quantités de référence, les coordonnées spatiales, les composantes de vitesse et la pression prennent les formes suivantes:

$$\begin{aligned}\bar{z} &= \frac{z}{R_i}, \quad \bar{r} = \frac{r}{R_i} \\ \bar{u} &= \frac{R_i u}{v}, \quad \bar{w} = \frac{R_i w}{v} \\ \bar{p} &= \frac{p}{\rho} \left(\frac{R_i}{v} \right)^2\end{aligned}\tag{2.5}$$

2.2.5 Équations adimensionnelles et paramètres caractéristiques

En utilisant ce choix de grandeurs de référence, les équations gouvernantes décrites précédemment aux équations (2.1), (2.2) et (2.3) prennent les formes décrites aux équations (2.6), (2.7) et (2.8). Ce choix de grandeurs de référence permet de conserver la même forme des équations gouvernantes (2.1) à (2.3), ce qui rendra la programmation systématique très commode.

Équation de conservation de quantité de mouvement (selon la direction radiale):

$$\bar{u} \frac{\partial \bar{u}}{\partial \bar{r}} + \bar{w} \frac{\partial \bar{u}}{\partial \bar{z}} = -\frac{\partial \bar{p}}{\partial \bar{r}} + \frac{1}{\bar{r}} \frac{\partial}{\partial \bar{r}} \left(\bar{r} \frac{\partial \bar{u}}{\partial \bar{r}} \right) + \frac{\partial^2 \bar{u}}{\partial \bar{z}^2} - \frac{\bar{u}}{\bar{r}^2}\tag{2.6}$$

Équation de conservation de quantité de mouvement (selon la direction axiale):

$$\bar{u} \frac{\partial \bar{w}}{\partial r} + \bar{w} \frac{\partial \bar{w}}{\partial z} = -\frac{\partial \bar{p}}{\partial z} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial \bar{w}}{\partial r} \right) + \frac{\partial^2 \bar{w}}{\partial z^2} \quad (2.7)$$

Équation de continuité:

$$\frac{\partial(\bar{r}u)}{\partial r} + \frac{\partial(\bar{r}w)}{\partial z} = 0 \quad (2.8)$$

Les grandeurs de référence utilisées dans ce travail font aussi apparaître les paramètres caractéristiques définissant la géométrie du problème, soient:

$$\eta = \frac{\delta}{R_i}, \beta = \frac{R_c}{R_i}, \lambda = \frac{h}{R_i} \text{ et } \beta_d = \frac{R_d}{R_i} \quad (2.9)$$

D'autre part, le paramètre déterminant les conditions de l'écoulement est défini comme suit:

$$\text{Re} = \frac{2 \bar{V} R_i}{\nu} = \frac{2Q}{\pi R_i \nu}, \quad (2.10)$$

que nous appellerons dans la suite de ce travail le nombre de Reynolds de débit. Dans l'équation (2.10), \bar{V} est la vitesse moyenne dans le tuyau d'alimentation et Q le débit volumique de l'injection.

Avec l'aide des équations (2.5), les conditions aux limites (2.4) prennent la forme des équations (2.11) et le domaine d'étude prend les dimensions illustrées à la figure 2.3.

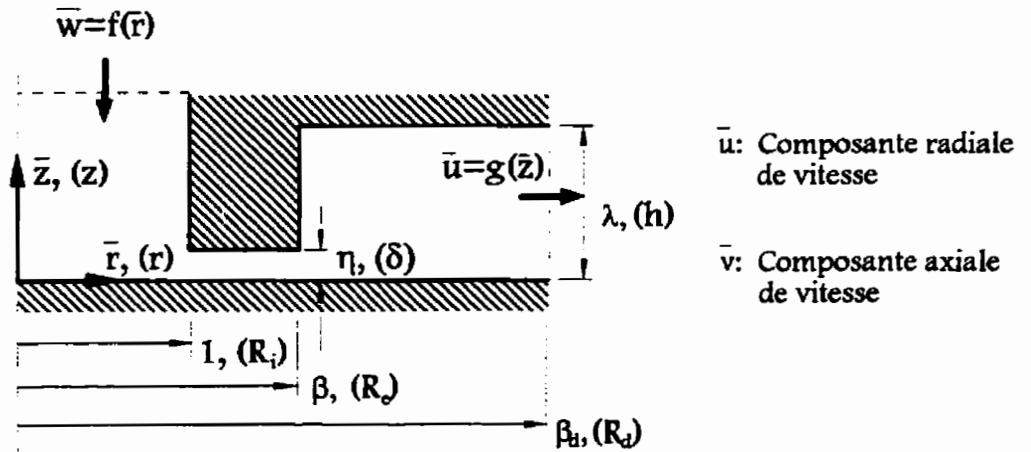


FIGURE 2.3: DOMAINE D'ÉTUDE AVEC NOTATION ADIMENSIONNELLE

- À la section d'entrée:

$$\text{à } \bar{z} = \lambda \text{ et } 0 \leq \bar{r} \leq 1: \bar{u} = f_1(\bar{r}) \text{ et } w = f_2(\bar{r})$$

- À la section de sortie:

$$\text{à } \bar{r} = \beta_d \text{ et } 0 \leq \bar{z} \leq \lambda: \bar{u} = g_1(\bar{z}) \text{ et } w = g_2(\bar{z})$$

- Aux parois:

$$\text{à } \bar{z} = 0 \text{ et } 0 \leq \bar{r} \leq \beta_d: \bar{u} = \bar{w} = 0$$

$$\text{à } \bar{z} = \eta \text{ et } 1 \leq \bar{r} \leq \beta: \bar{u} = \bar{w} = 0$$

$$\text{à } \bar{z} = \lambda \text{ et } \beta \leq \bar{r} \leq \beta_d: \bar{u} = \bar{w} = 0$$

$$\text{à } \bar{r} = 1 \text{ et } \eta \leq \bar{z} \leq \lambda: \bar{u} = \bar{w} = 0$$

$$\text{à } \bar{r} = \beta \text{ et } \eta \leq \bar{z} \leq \lambda: \bar{u} = \bar{w} = 0$$

(2.11)

- À la section de symétrie:

$$\text{à } \bar{r} = 0 \text{ et } 0 \leq \bar{z} \leq \lambda: \bar{u} = 0 \text{ et } \frac{\partial \bar{w}}{\partial \bar{r}} = 0$$

Plusieurs fonctions $f_1(\bar{r})$, $f_2(\bar{r})$, $g_1(\bar{z})$ et $g_2(\bar{z})$ ont été choisies et les effets de l'imposition de ces diverses fonctions seront élaborés dans les discussions des solutions

numériques obtenues. On remarque que la fonction $f(\bar{r})$ est fonction du nombre de Reynolds de débit.

Afin de solutionner ce système d'équations gouvernantes, il est nécessaire d'utiliser une méthode numérique performante. Certaines possibilités seront discutées à la section suivante et la méthode retenue pour ce travail sera décrite.

2.3 MÉTHODE DE RÉOLUTION NUMÉRIQUE

Le système d'équations gouvernantes établi à la section précédente peut être résolu par plusieurs méthodes numériques développées depuis quelques décennies. En effet, des problèmes concernant les écoulements entre disques, semblables au présent cas, ont été résolus avec succès avec l'aide de différentes méthodes, incluant entre autres celles des éléments finis [Adams et al., 1982, Pinault, 1992], de perturbation des équations [Vo-Ngoc, 1975] et plus récemment par la méthode d'intégrale locale sur des volumes finis [Prakash et al., (1984), Moussa et al. (1991) et Roy et al. (1993)]. Cette dernière méthode, mieux connue sous la famille d'algorithmes *SIMPLE* [Patankar, 1979], a été développée pour calculer divers champs d'écoulement avec ou sans transfert de chaleur. Elle permet les calculs directs des variables primitives du problème considéré (température, composantes de la vitesse, ...). La particularité de cette méthode c'est qu'elle assure, si les calculs convergent, une solution qui vérifie tous les principes de conservations (masse, énergie, ...) dans chacun des éléments de calculs et par conséquent dans tout le domaine numérique. Ceci s'applique même pour un maillage grossier.

Avec les méthodes de différences finies habituelles, les dérivées partielles figurant dans les équations du mouvement sont remplacées par les expressions en différences finies correspondantes. Avec la formulation utilisée dans la famille d'algorithmes *SIMPLE*, les équations gouvernantes sont intégrées sur les éléments avant que les formules de différences finies n'y soient remplacées. Ceci vise à satisfaire une certaine conservation de toutes les

quantités figurant dans les équations gouvernantes sur ces éléments de dimensions finies (Δz , Δr).

La famille d'algorithme SIMPLE diffère de celle des éléments finis par l'utilisation des fonctions de pondération dans l'intégration des équations, ce qui rend la formulation plus facile. Une des versions révisées, celle connue sous l'acronyme *SIMPLER*, est retenue pour l'ensemble des travaux numériques présentés dans cette thèse. La formulation de l'algorithme SIMPLER et le traitement spécial des termes de pression facilitent la convergence au plus grands nombres de Reynolds tout en assurant la conservation des propriétés dans chacun des éléments du domaine de calcul.

Un brève description de l'algorithme *SIMPLER* sera présentée dans le prochain paragraphe. La méthode étant bien connue, la référence [Patankar, (1979)] devrait être consultée pour de plus amples détails. Ce paragraphe comporte également le choix du domaine de calcul, le traitement des conditions aux limites, de même que le choix des paramètres numériques (maillage et critères de convergence). Un cas type sera abordé afin de valider les résultats obtenus dans ce travail.

2.3.1 Description de la méthode SIMPLER

L'acronyme *SIMPLER*, signifiant *Semi-Implicit Method for Pressure Linked Equations - Revised*, représente particulièrement bien la nature de la méthode. Effectivement, l'algorithme *SIMPLER* est une méthode de nature semi-implicite qui sert à résoudre des équations aux dérivées partielles fortement couplées avec gradients de pression. L'algorithme portant ce nom est en fait une version améliorée de l'algorithme original connu sous l'acronyme *SIMPLE* qui, depuis son développement dans les années '70, a été modifié et amélioré pour réduire les problèmes de divergence et augmenter l'étendue des applications. La formulation de base de cette famille d'algorithmes est la même et repose sur la possibilité d'écrire les équations différentielles qui régissent certains phénomènes physiques, incluant les écoulements de fluides avec ou sans transfert de chaleur,

sous une même forme générale. En utilisant ϕ comme variable dépendante (composante de vitesse, température, ...) on peut écrire cette équation sous la forme suivante:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho\phi) + \text{div}(\rho \vec{V} \phi) = \text{grad } p + \text{div}(\Gamma \text{grad } \phi) + S \quad (2.12)$$

où Γ est le coefficient de diffusion et S est le terme de source. Les cinq termes de cette dernière équation sont respectivement la variation temporelle de la variable ϕ considérée, la convection, le gradient de pression, la diffusion et, tel que mentionné, le terme de source. Ce dernier est fonction de la variable ϕ et regroupe toutes les quantités qui ne figurent pas à l'intérieur des autres termes de l'équation, en particulier les termes qui apparaissent dans les cas où un système de coordonnées autre que cartésien est utilisé dans le traitement des écoulements de fluides. Pour sa part, le coefficient de diffusion peut représenter, selon la nature de la variable ϕ , différentes propriétés physiques du fluide comme par exemple la viscosité ou la conductivité thermique. Puisque, dans ce travail, le régime permanent sera considéré pour toutes les simulations, le terme temporel sera abandonné dans les équations qui suivent.

L'équation générale (2.12) permet la formulation d'une méthode numérique tout à fait générale qui constitue la base de l'algorithme développé par Patankar. Effectivement, une fois qu'une portion du programme informatique est écrite pour la solution de cette équation, elle peut être réutilisée pour toutes les différentes variables ϕ en question en utilisant des boucles répétitives (i.e. boucles «DO») pour le nombre de fois nécessaire.

Tel que mentionné précédemment, les écoulements de fluides sont régis par les équations de Navier-Stokes couplées avec l'équation de continuité. Dans le présent cas, on s'intéresse au cas en régime stationnaire. L'équation 2.12 devient donc:

$$\text{div}(\rho \vec{V} \phi) = \text{grad } p + \text{div}(\Gamma \text{grad } \phi) + S \quad (2.13)$$

En négligeant dans l'équation 2.13 le terme de pression et avec $\phi = 1$, on obtient l'équation de continuité habituelle (2.14) qui doit également être satisfaite:

$$\text{div}(\rho \vec{V}) + S = 0, \tag{2.14}$$

Un résumé des équations à solutionner dans ce présent travail est donné au tableau 2.1. On note que ces équations sont basées sur les normalisations décrites à la section 2.2.5 (équations 2.6, 2.7 et 2.8).

TABLEAU 2.1: RÉSUMÉ DES ÉQUATIONS À RÉSoudre

Equation	ϕ	Γ	S
Equation du mouvement selon r	\bar{u}	1	$-\frac{\bar{u}}{\bar{r}^2}$
Equation du mouvement selon z	\bar{w}	1	0
Equation de continuité	1	0	0

La méthode *SIMPLER*, comme tous les autres membres de sa famille, utilise une approche du type «élément de contrôle», c'est-à-dire que le domaine d'étude est subdivisé en plusieurs sous-domaines. La figure 2.4 illustre un élément de contrôle typique pour une géométrie ayant une symétrie de révolution.

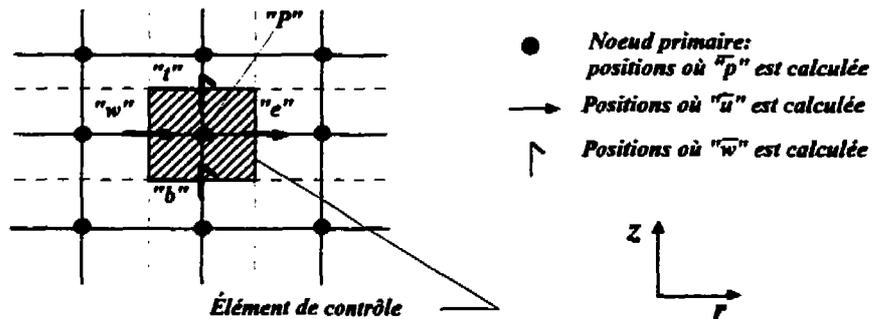


FIGURE 2.4: ÉLÉMENT DE CONTRÔLE TYPIQUE

Les points de calcul pour chacune des variables en question y sont également illustrés. La formulation de cette méthode se base sur un réseau décalé pour calculer les différentes composantes de vitesse et la pression. La pression « \bar{p} » est calculée aux noeuds primaires (par exemple, le point «P») tandis que les composantes de vitesse axiale et radiale sont calculées aux noeuds secondaires situés sur les frontières de l'élément de contrôle (par exemple, les surfaces ouest «w», est «e», dessus «t» et dessous «b»). L'utilisation de ce réseau décalé permet d'omettre quelques conditions inconnues aux frontières (ex.: répartition de la pression) et prévient certaines difficultés numériques causées lorsque toutes les quantités sont calculées aux mêmes points.

Le domaine d'étude étant divisé en éléments de contrôle, les équations aux dérivées partielles sont alors intégrées et remplacées par la suite par les formules de différences finies centrales habituelles sur chacun des ces sous-domaines, c'est-à-dire éléments. Une équation discrétisée sera obtenue pour le groupe de noeuds considérés. Elle exprime donc le principe de conservation pour la variable ϕ sur l'élément de contrôle. Puisque la solution numérique obtenue satisfera les principes de conservation (masse, énergie, ...) pour chacun de ces volumes de contrôle, elle le fera ainsi pour le domaine entier. Ceci est vrai pour des maillages uniformes ou non, avec des niveaux de finesse variables.

Pour un noeud donné, les équations discrétisées précédemment mentionnées peuvent être regroupées sous une forme générale présentée par l'équation (2.15):

$$\alpha_p \phi_p = \sum a_{nb} \phi_{nb} + b. \quad (2.15)$$

Les détails de ces développements peuvent être trouvés dans la référence [Patankar, 1980]. L'indice «p» représente le noeud considéré, tandis que «nb» représente les noeuds avoisinants. Les coefficients «a» représentent la forme générale de la combinaison des effets de la convection et de la diffusion figurant dans les équations gouvernantes, tandis que «b» représente le terme de source. On voit donc qu'avec la formulation même de la méthode, le

sens physique de chacun des termes peut être observé. On note que le terme inclus dans la sommation représente l'influence des noeuds voisins. La résolution du système de ces équations algébriques est effectuée sur l'algorithme de THOMAS (TDMA).

Dans plusieurs travaux numériques de mécanique des fluides, il a été démontré que la convergence des calculs était plus difficile en raison du terme de pression. Le traitement particulier de ce terme dans l'algorithme *SIMPLER* rend cette méthode attrayante. En effet, avec cette méthode numérique, le champ de pression est indirectement évalué via l'équation de continuité. En fait, lorsqu'un champ de pression «correct» est substitué dans les équations de quantité de mouvement, le champ de vitesse résultant doit aussi satisfaire l'équation de continuité pour que la solution soit obtenue. La méthode proposée utilise une combinaison judicieuse des équations de quantité de mouvement et celle de continuité pour déterminer le champs de pression et corriger par la suite le champ de vitesse. Ces corrections forcent la solution numérique à satisfaire de plus en plus les équations du mouvement. Dans le cas spécifique d'un champ d'écoulement, on peut exprimer l'équation générale (2.15) comme suit (par exemple, pour les composantes de vitesse « \bar{u} » et « \bar{w} » aux points «est, e » et «dessus, t »):

$$\bar{u}_e = \frac{\sum a_{nb} \bar{u}_{nb} + b}{a_e} + d_e (\bar{p}_P - \bar{p}_E), \quad \bar{w}_t = \frac{\sum a_{nb} \bar{w}_{nb} + b}{a_t} + d_t (\bar{p}_P - \bar{p}_T) \quad (2.16)$$

où $d_e = A_e/a_e$ où A_e est l'aire de la face « e », ainsi de suite. Pour que les champs de vitesse et de pression vérifient les équations du mouvement et de continuité, deux équations seront développées, soit l'équation de pression « p » qui sera utilisée pour le calcul des pressions et une deuxième équation, nommée « p' », qui sera utilisée pour la correction des vitesses. Ces manipulations constituent l'essence de l'algorithme *SIMPLER*. Effectivement, il est possible d'introduire les termes de pression dans l'équation de continuité en utilisant une formulation spéciale. Ceci est effectué en isolant les composantes de vitesse en fonction de la pression pour ensuite substituer ces nouvelles relations dans l'équation de continuité. Cette

manipulation fait en sorte que les termes de pression figurent dans l'équation de continuité. Elle sera décrite plus en détail dans ce qui suit.

En définissant des «pseudo-vitesses», qui contiennent essentiellement les vitesses aux noeuds voisins mais pas la pression (équation 2.17), les équations (2.16) sont transformées sous la forme décrite aux relations (2.18).

$$\hat{u}_e = \frac{\sum a_{nb} \bar{u}_{nb} + b}{a_e}, \quad \hat{w}_t = \frac{\sum a_{nb} \bar{w}_{nb} + b}{a_t}; \quad (2.17)$$

$$\bar{u}_e = \hat{u}_e + d_e (\bar{p}_p - \bar{p}_E), \quad \bar{w}_t = \hat{w}_t + d_t (\bar{p}_p - \bar{p}_T). \quad (2.18)$$

Lorsque l'équation de continuité (2.19) est intégrée à l'intérieur d'un volume de contrôle en coordonnées cylindriques, on obtient l'équation (2.20):

$$\frac{\partial \bar{r}\bar{u}}{\partial \bar{r}} + \frac{\partial \bar{r}\bar{w}}{\partial \bar{z}} = 0 \quad (2.19)$$

$$\left[(\bar{r}\bar{u})_E - (\bar{r}\bar{u})_W \right] \Delta\bar{z} + \left[(\bar{r}\bar{w})_T - (\bar{r}\bar{w})_B \right] \Delta\bar{r} = 0. \quad (2.20)$$

En substituant l'équation (2.18) dans cette dernière, on obtient après réarrangement une équation dite «de pression» (2.21):

$$\tilde{a}_p \bar{p}_p = \tilde{a}_E \bar{p}_E + \tilde{a}_W \bar{p}_W + \tilde{a}_T \bar{p}_T + \tilde{a}_B \bar{p}_B + b_t \quad (2.21)$$

où les indices E, W, T et B signifient respectivement les positions est, ouest, dessus et dessous de l'élément de contrôle primaire et où les coefficients « \tilde{a} » et le résidu massique « b_t » sont définis dans les équations suivantes:

$$\tilde{a}_E = d_E \bar{r} \Delta\bar{z}, \quad \tilde{a}_W = d_W \bar{r} \Delta\bar{z}, \dots \quad (2.22)$$

$$b_1 = \left[(\bar{r} \hat{u})_w - (\bar{r} \hat{u})_E \right] \Delta \bar{z} + \left[(\bar{r} \hat{w})_B - (\bar{r} \hat{w})_T \right] \Delta \bar{r}. \quad (2.23)$$

L'équation (2.21) représente donc l'équation de continuité exprimée en fonction de la pression et du bilan massique b_1 . De plus, lorsque les calculs convergent, le résidu b_1 doit toujours tendre vers zéro. À un point «P» donné, la nouvelle valeur de pression est calculée avec l'équation 2.21 en fonction des valeurs des points avoisinants. Ce nouveau champ de pression est utilisé comme le champ «p*» pour résoudre les équations de quantité de mouvement, exprimées dans les relations suivantes:

$$a_e \bar{u}_e^* = \sum a_{nb} \bar{u}_{nb}^* + b + A_e (\bar{p}_p^* - \bar{p}_E^*), \dots \quad (2.24)$$

De cette dernière équation, provenant de l'équation 2.16, un nouveau champ de vitesse est alors obtenu. Le bilan massique obtenu avec les nouvelles valeurs du champ de vitesse peut être calculé avec l'aide de l'équation suivante:

$$b = \left[(\bar{r} \bar{u}^*)_w - (\bar{r} \bar{u}^*)_E \right] \Delta \bar{z} + \left[(\bar{r} \bar{w}^*)_B - (\bar{r} \bar{w}^*)_T \right] \Delta \bar{r} \quad (2.25)$$

Un test de convergence est habituellement effectué à cette étape puisque le résidu massique b , trouvé ci-haut, doit nécessairement tendre vers «0» pour aboutir à une solution convergée. Un critère de convergence est habituellement spécifié sous la forme suivante:

$$|b| \leq \varepsilon \quad (2.26)$$

où ε est une valeur arbitraire relativement petite, souvent de l'ordre de 10^{-5} . En fait, ce test de convergence est plus que nécessaire puisqu'il permet d'évaluer le degré de satisfaction sur l'équation de continuité. Si le résidu massique « b » ne satisfait pas la condition spécifiée, le champ de vitesse doit être corrigé. Cette correction se fait par l'entremise de la résolution d'une équation de correction de pression, connue comme l'équation p' (2.27) d'où les

valeurs de \bar{p}'_p seront utilisées pour corriger les composantes de vitesses avec l'aide des équations (2.28):

$$\tilde{a}_p \bar{p}'_p = \tilde{a}_E \bar{p}'_E + \tilde{a}_w \bar{p}'_w + \tilde{a}_T \bar{p}'_T + \tilde{a}_B \bar{p}'_B + b \quad (2.27)$$

$$u_e = u^* + d_e(p'_p - p'_E), \dots \quad (2.28)$$

où les coefficients \tilde{a}_x dans l'équation 2.27 sont les mêmes que ceux trouvés dans les équations (2.22). Le processus est alors recommencé jusqu'à ce que la solution convergée soit obtenue. Les valeurs du champ de vitesse trouvées à l'aide de ce dernier procédé seront utilisées comme données initiales pour le début de la boucle itérative, c'est-à-dire comme estimés des valeurs initiales.

Bien entendu, en raison de la non-linéarité et du couplage des variables, la solution finale est obtenue par itération. La solution des équations discrétisées donne un estimé de la solution du problème en question. Après plusieurs répétitions du procédé, les différentes variables du problème cessent de changer et une solution convergée finale est obtenue.

Il n'est pas toujours vrai que des itérations successives aboutiront à une solution convergée. Parfois, les valeurs des variables peuvent osciller ou diverger continuellement. De telles situations sont à éviter. Pour contrer ces problèmes, il est pratique commune de ralentir les changements aux variables en question. Cette pratique est connue sous le terme de «relaxation». La pratique suggérée par Patankar, (1979) est d'écrire l'équation discrétisée générale (2.15) comme suit:

$$(a_p + i)\phi_p = \sum a_{nb} \phi_{nb} + b \quad \text{avec} \quad i = [(1 - \alpha) / \alpha] a_p.$$

Dans cette dernière équation, α est le facteur de relaxation. Dans le présent cas, les composantes de vitesse sont relaxées avec des facteurs α variant entre 0.8 et 0.4, en

fonction du cas étudié. D'après Patankar (1979), il n'est pas profitable de relaxer la pression.

La description de l'algorithme *SIMPLER* est résumée à l'aide de l'organigramme présenté à la figure 2.5.

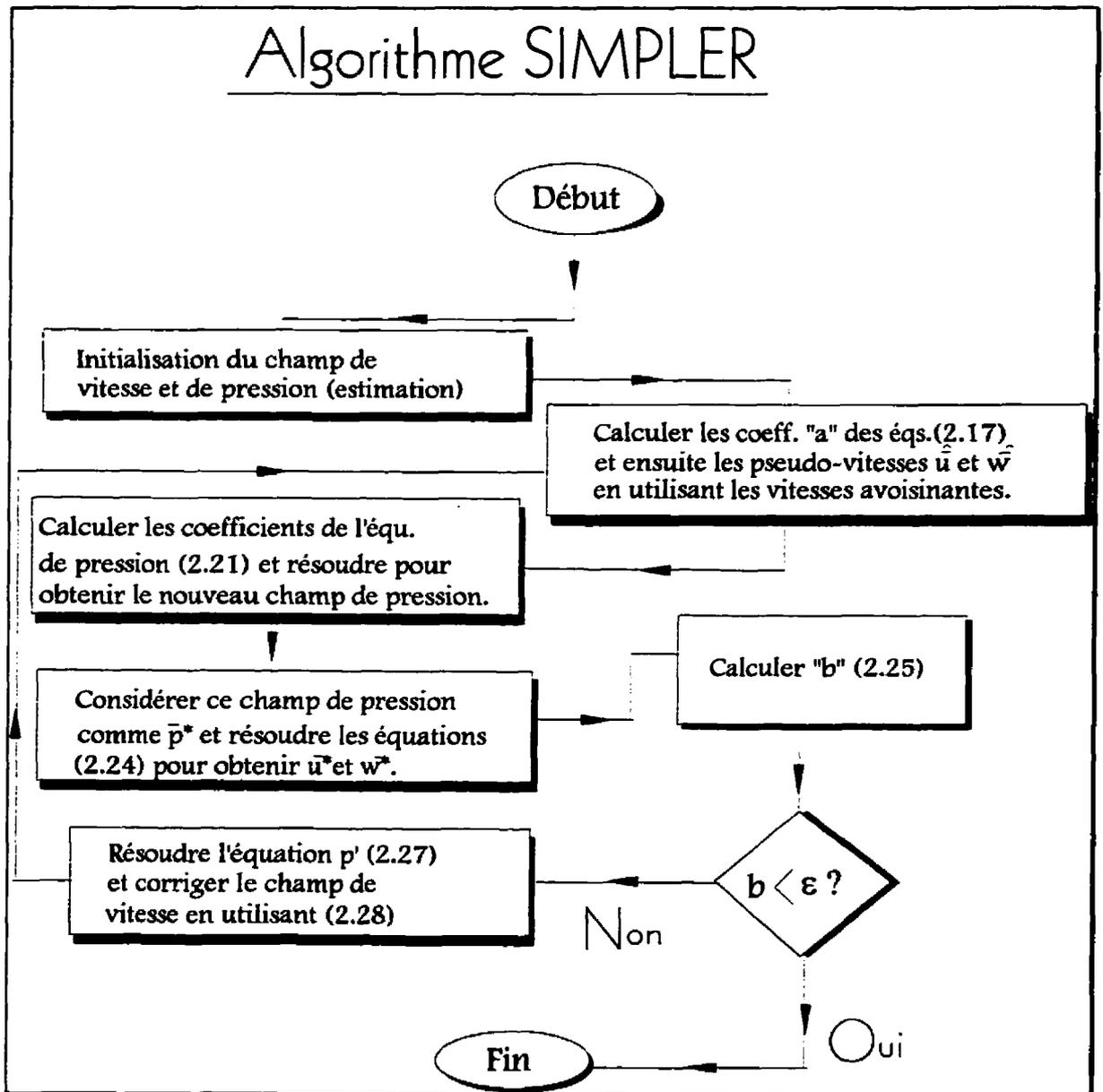


FIGURE 2.5: ORGANIGRAMME DE L'ALGORITHME SIMPLER

2.3.2 Domaine de calcul et traitement des conditions aux limites

Le domaine de calcul considéré pour la grande majorité de ce travail est dérivé des figures 2.1 et 2.2 est illustré à la figure suivante:

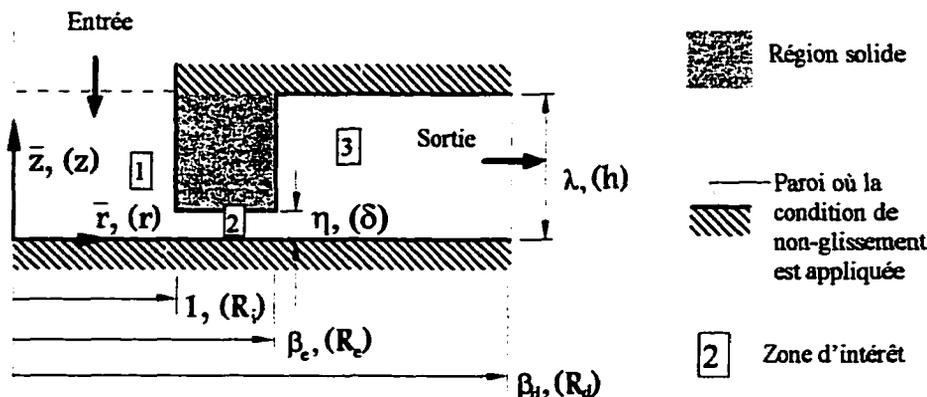


FIGURE 2.6: DOMAINE DE CALCUL

Pour chacune de ces dimensions, la première notation donne sa valeur sous forme adimensionnelle tandis que la deuxième est sous forme dimensionnelle. La région d'intérêt est celle qui est située entre la section frontale de la buse et la plaque plane, c'est-à-dire la zone 2 illustrée à la figure 2.6. La section solide est simulée en utilisant une viscosité locale très élevée (de l'ordre de 10^{20}). Bien que cette procédure tout à fait générale ne soit nécessairement la plus efficace en temps de calculs et en terme de mémoire d'ordinateur, elle est utilisée pour la commodité de programmation et pour faciliter l'étude de l'influence de la géométrie de la buse de soufflage. Aux autres parois solides, la condition de non-glissement est appliquée. On remarque que la géométrie à la région d'entrée (1) diffère quelque peu de celle décrite à la figure 2.1. L'influence d'une telle géométrie sera discutée à la prochaine section.

Le traitement des conditions aux limites aux sections d'entrée et de sortie est plus délicat que celui aux parois et axes de symétrie. Bien qu'il soit souvent possible d'avoir de

bonnes conditions aux limites à l'entrée, les conditions à l'extérieur du domaine d'étude à la sortie sont habituellement inconnues. Plusieurs essais sont effectués sur la limitation et la validité des conditions aux limites choisies pour ce travail.

Conditions à la section d'entrée:

L'écoulement entre la buse et la plaque est évidemment influencé par les conditions aux limites imposées à la section d'entrée. Dans plusieurs travaux antérieurs, les conditions prises à la section d'entrée sont souvent des profils de vitesse uniformes ou paraboliques imposés directement à l'orifice débouchant dans l'espace entre les deux parois (figure 2.7a). Dans ces mêmes travaux, les auteurs stipulent que la zone d'influence de la condition imposée est relativement petite (Prakash et al., (1984)). Ce choix permet un maillage plus fin. Dans le présent cas, les conditions à la section d'entrée sont simulées en considérant un écoulement uniforme à la section d'entrée du tuyau d'alimentation débouchant dans le volume entre les deux surfaces planes (figure 2.7b).

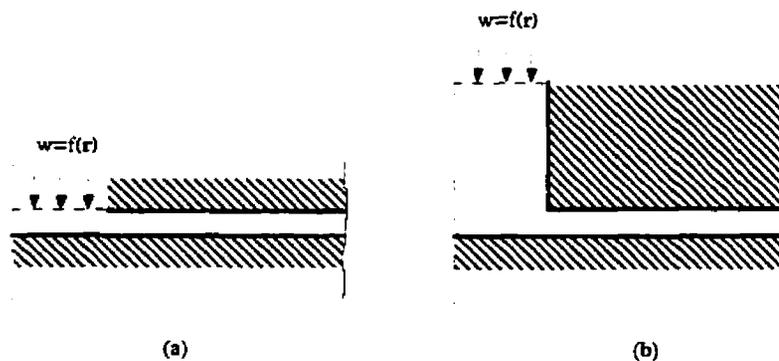


FIGURE 2.7 GÉOMÉTRIES DES SECTIONS D'ENTRÉE UTILISÉES DANS DIVERSES ÉTUDES

En considérant la géométrie interne habituelle d'une buse de soufflage, illustrée à la figure 2.8, on voit qu'elle est formée d'une section convergente à une distance donnée du col débouchant à l'espace entre la buse et la plaque plane. Afin de vérifier l'imposition des conditions aux limites à la section d'entrée du domaine d'étude décrit précédemment à la figure 2.6, un cas type est étudié dans lequel le domaine de calcul est élargi pour tenir

compte des changements de géométrie retrouvés dans la géométrie interne d'une buse de soufflage classique (figure 2.9).

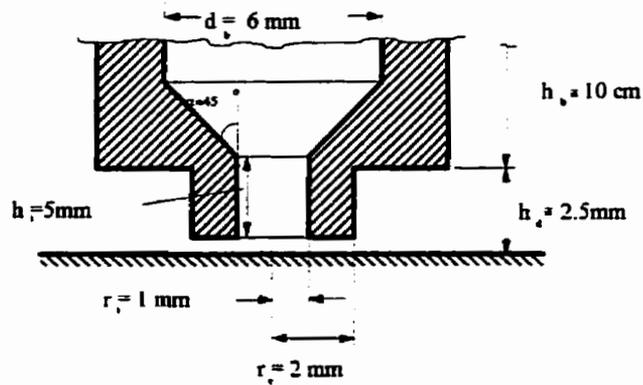


FIGURE 2.8: GÉOMÉTRIE INTERNE DE LA BUSE DE SOUFFLAGE CLASSIQUE

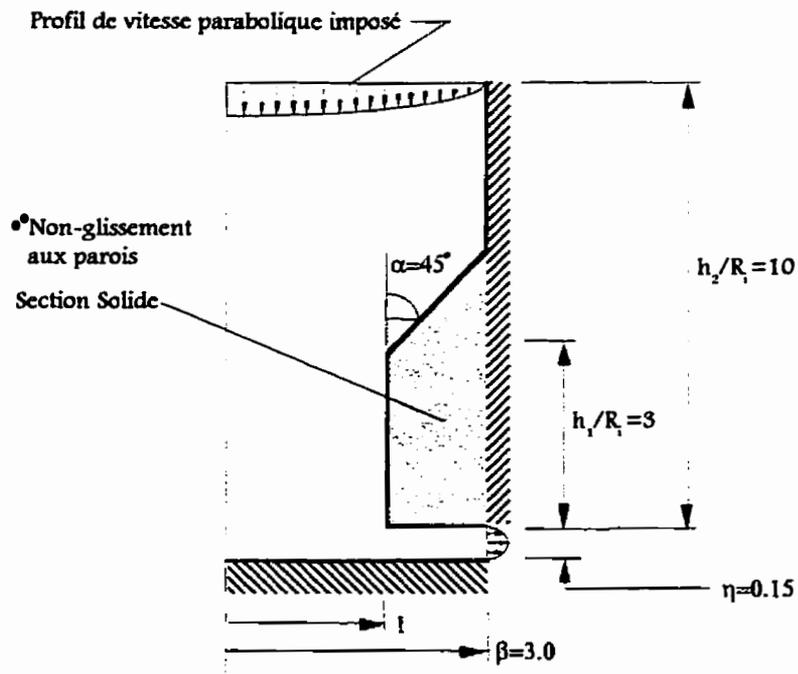


FIGURE 2.9: DOMAINE DE CALCUL POUR LA VÉRIFICATION DES CONDITIONS AUX LIMITES À L'ENTRÉE

Les figures 2.10 (a) et (b) illustrent les effets de l'imposition d'un profil de vitesse parabolique à la section d'entrée du domaine d'étude d'une buse de soufflage de type industriel.

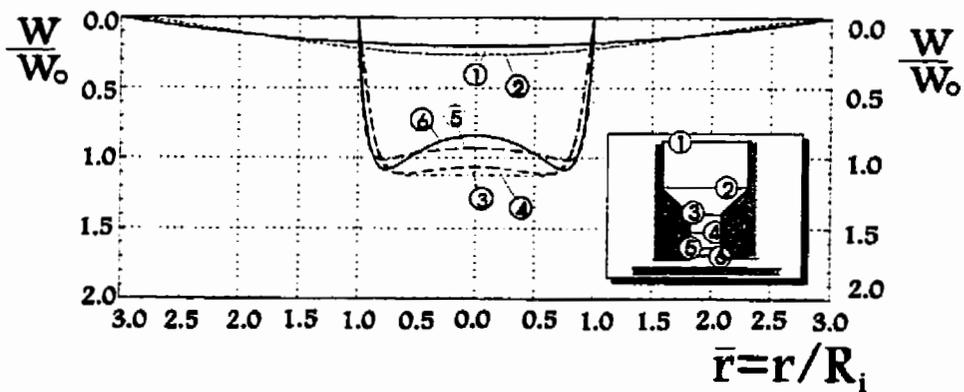
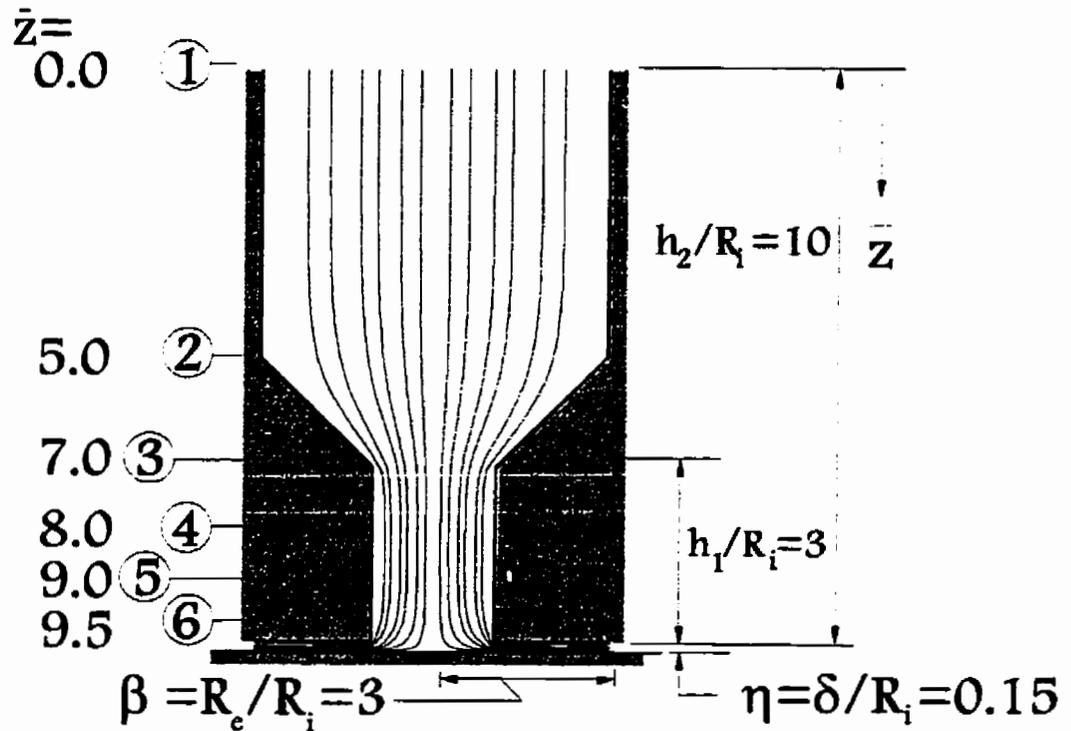


FIGURE 2.10 a, b: ÉCOULEMENT INTERNE D'UNE BUSE DE SOUFFLAGE

À la figure 2.10 (a), l'allure générale de l'écoulement est présentée par l'intermédiaire de lignes de courant. Il est plus facile de tirer certaines conclusions à l'aide de la deuxième figure (figure 2.10 b). Effectivement, on peut voir sur cette figure que lorsqu'on considère un tuyau d'alimentation relativement grand, le profil de vitesse de la composante axiale de la vitesse à la section rétrécie a une allure quasi-uniforme (profil 3). La quantité w_0 est la valeur moyenne de la composante de vitesse axiale à la section réduite (à la section 3). D'autre part, on voit que pour $\bar{z}=8$ (profil 4), le profil est plus uniforme. Avec l'aide de la figure 2.11, on voit que le profil de la composante de vitesse radiale normalisée est quasi-nul à cette même section ($\bar{z}=8$, profil 4). Afin de réduire considérablement le domaine d'étude, il serait donc possiblement acceptable d'imposer directement un profil de la composante de vitesse axiale uniforme et une composante radiale nulle à la section 4. Cette section correspond à une distance de deux fois le rayon interne d'une buse de soufflage.

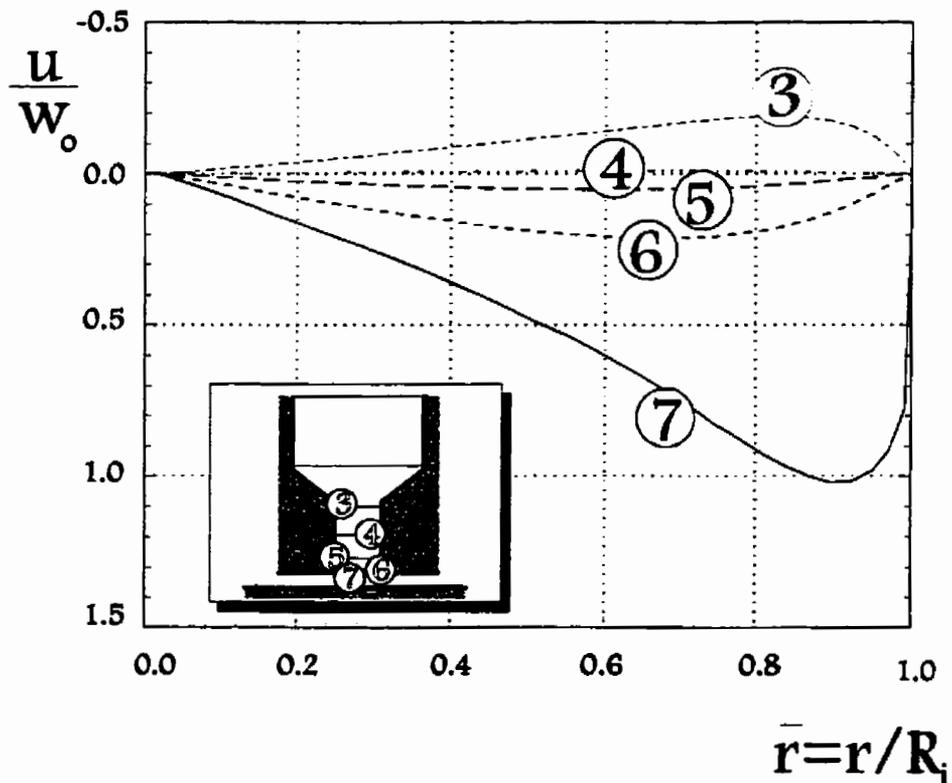


FIGURE 2.11: PROFIL DE LA COMPOSANTE DE LA VITESSE RADIALE À L'INTÉRIEUR DE LA BUSE DE SOUFFLAGE

Une comparaison des profils de la distribution de la pression pariétale entre le cas où tout le domaine interne de la buse de soufflage est considéré et le cas où un profil de vitesse uniforme est imposé à la section d'entrée de la géométrie simplifiée (c'est-à-dire à deux fois le diamètre interne) est présentée à la figure 2.12. Les résultats illustrent qu'on obtient pratiquement les mêmes résultats dans les deux cas. Dans les simulations qui suivent dans cette thèse, l'imposition des conditions aux limites à l'entrée se feront à cette section.

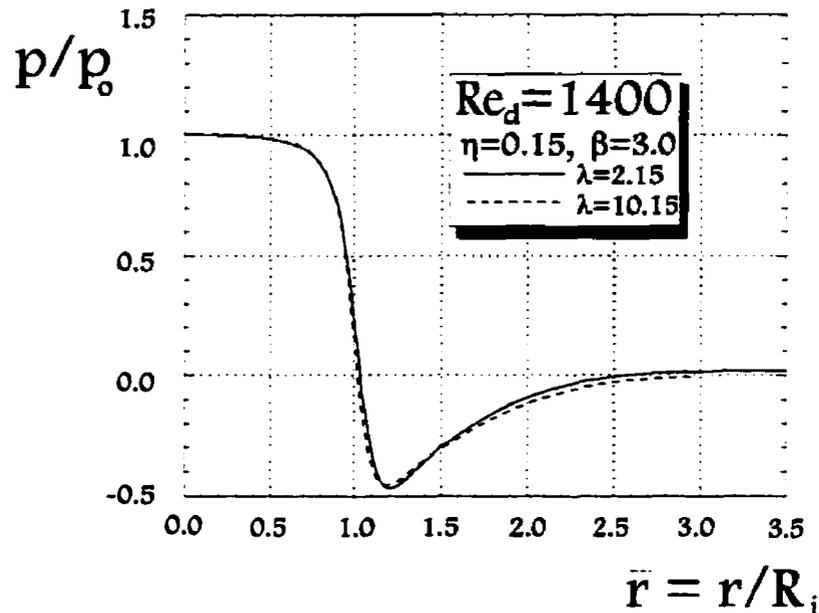


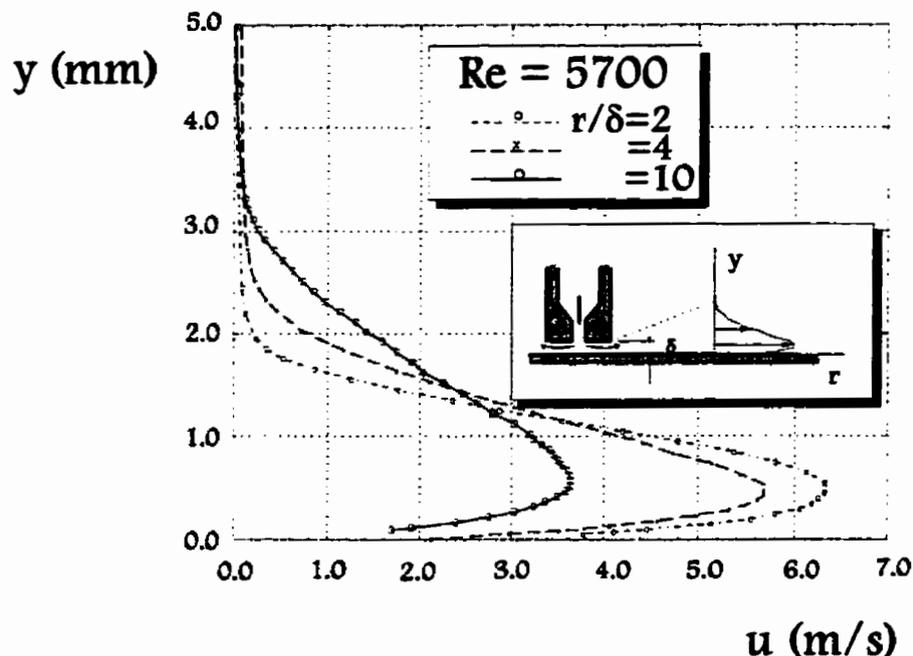
FIGURE 2.12: INFLUENCE DES CONDITIONS AUX LIMITES À LA SECTION D'ENTRÉE

D'après les résultats obtenus, on voit que l'imposition d'un profil de composante de vitesse uniforme ou parabolique à l'entrée du domaine d'intérêt (section 7, figure 2.11) avec une composante radiale nulle telle qu'effectuée par Prakash et al. (1984) ne semble pas être une option acceptable. Les figures 2.10 et 2.11 illustrent que les composantes de vitesse aux sections 6 et 7 ne se rapprochent pas des conditions imposées par ces auteurs.

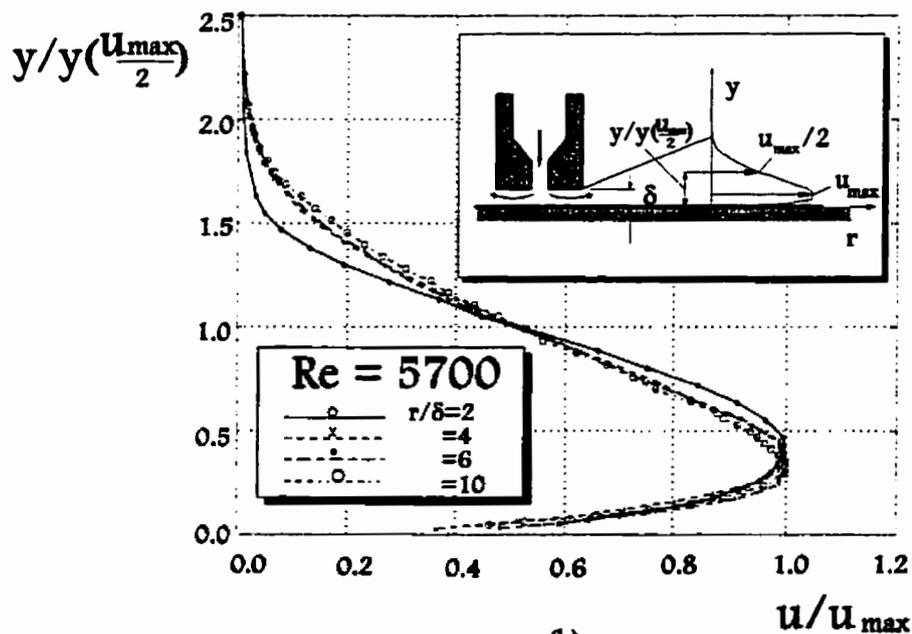
Conditions à la section de sortie

Afin d'avoir une meilleure idée du profil de vitesse réel se trouvant à la périphérie du domaine d'étude, quelques mesures expérimentales ont été effectuées en laboratoire afin de

mesurer les profils de vitesse à plusieurs rayons à la sortie du domaine d'intérêt (figure 2.13). Les mesures ont été effectuées grâce à la technique d'anémométrie à fil chaud. Les détails concernant le montage expérimental utilisé sont donnés à l'intérieur du chapitre 5.



(a)



(b)

FIGURE 2.13: PROFILS DE VITESSE OBTENUS PAR ANÉMOMÉTRIE À FIL CHAUD.

Les essais ont été effectués à partir d'une buse de soufflage de rayons interne et externe de 10 mm et 20 mm respectivement. La distance séparant la buse et le plan était de 1.5 mm et le nombre de Reynolds correspondant était de 5700 dans la buse de soufflage. Les résultats à ces figures 2.13 (a) et (b) illustrent bien le développement du profil de jet radial pariétal. À la première figure, on voit bien que le profil s'atténue en fonction de la distance r/δ (la coordonnée radiale « r » a son origine à la périphérie de la buse de soufflage). Également, les différents profils semblent tendre vers un profil commun, figure 2.12 (b), lorsque les courbes sont présentées sous la forme normalisée utilisée pour les jets pariétaux plans [Schlichting (1979), ...]. Il semblerait donc que le jet radial pariétal se rapproche, sous forme normalisée, au profil de jet pariétal habituel. Il serait donc intéressant de considérer le profil de jet radial pariétal comme approximation de la condition inconnue à la périphérie.

Tel que nous allons le voir plus loin, les conditions aux limites imposées à la section de sortie du domaine numérique n'affectent les résultats obtenus que dans une zone limitée près de cette section de sortie. Néanmoins, ces mesures expérimentales sont intéressantes, voir même nécessaires, si l'on s'intéresse au champ d'écoulement dans la zone 3, figure 2.6. Une vérification de la largeur du domaine d'étude sur la solution à l'intérieur du domaine d'intérêt est également très importante. Afin d'étudier ces influences, différentes largeurs du domaine sont considérées ($\beta_d=4.0, 5.0$ et 6.0) avec plusieurs profils de vitesse considérés, incluant des profils de type jet pariétal, sinusoïdaux et linéaires (figure 2.14):

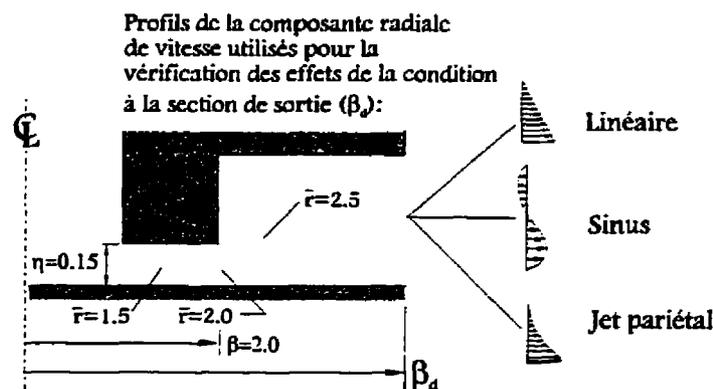


FIGURE 2.14: DOMAINE D'ÉTUDE β_d ET PROFILS DE VITESSES UTILISÉS POUR LA VÉRIFICATION DES CONDITIONS AUX LIMITES.

Dans les résultats qui suivent, figures 2.15(a), (b) et (c), les profils de la composante radiale de la vitesse sont donnés pour trois différentes sections, soit $\bar{r}=1.5$, 2.0 (figure 2.15 a) et 2.5 (figure 2.15 b). On note que la dernière section se situe à l'extérieur de la région d'intérêt. Une comparaison des distributions de pression pariétale est également donnée (figure 2.15 c).

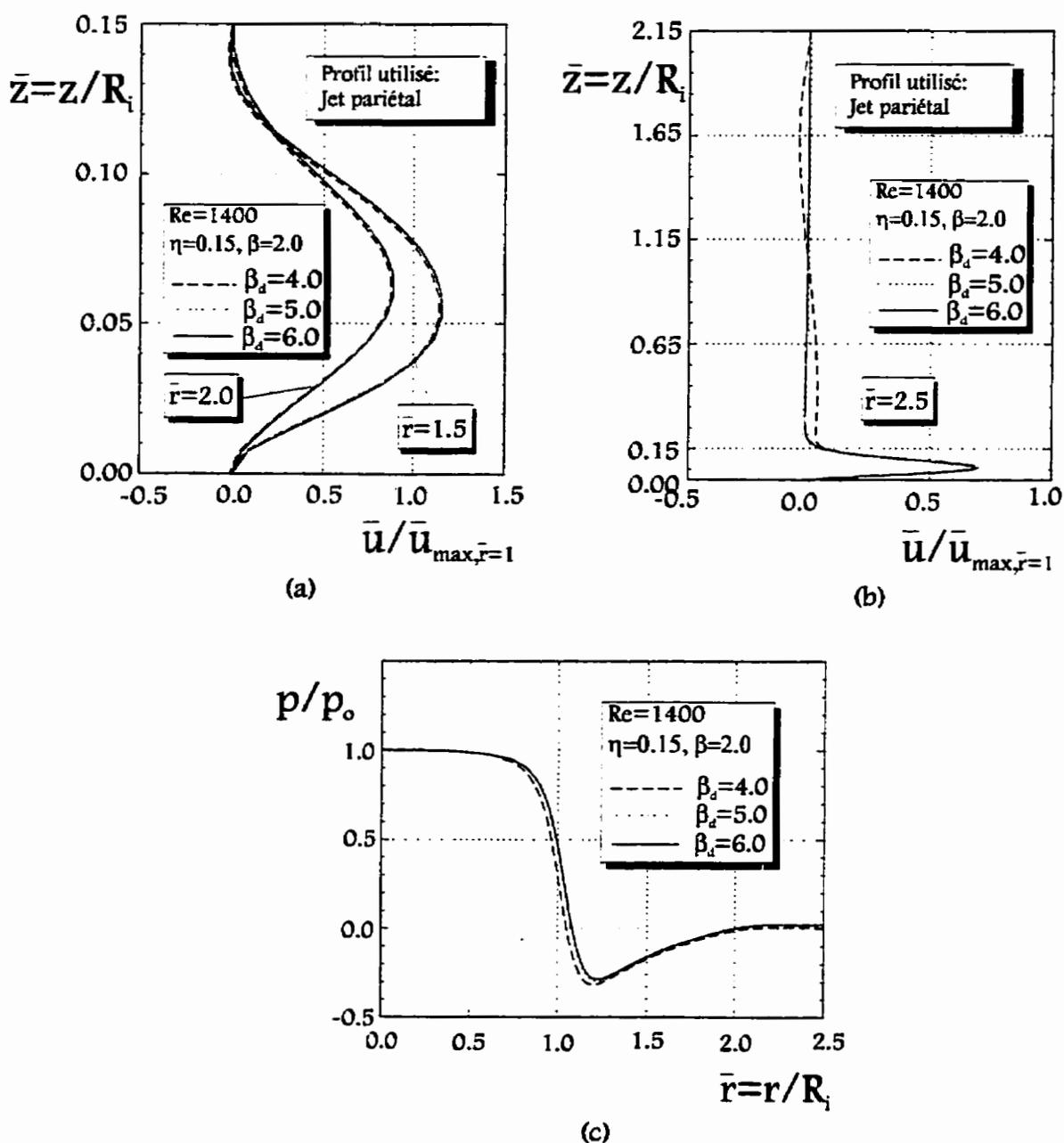
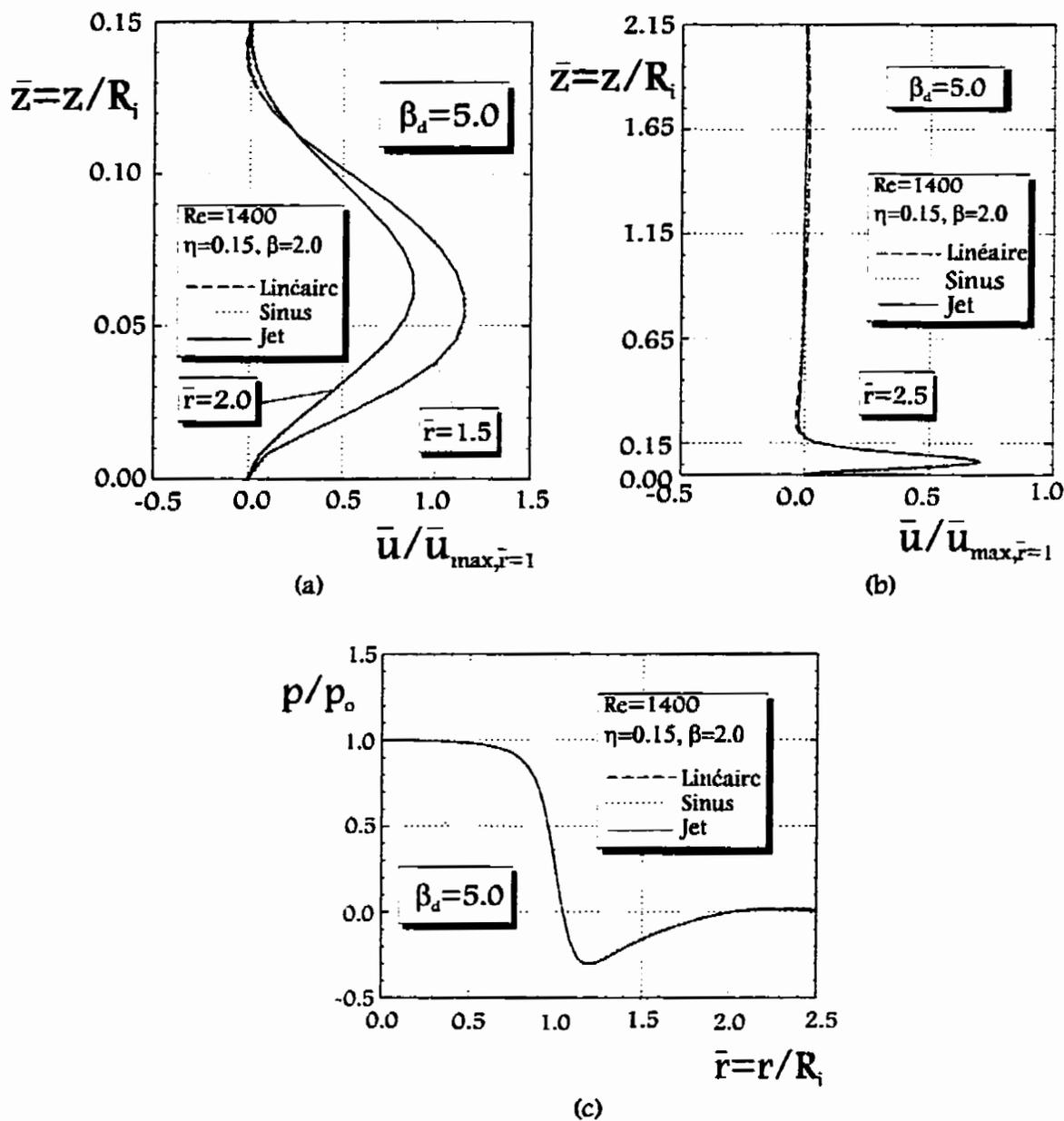


FIGURE 2.15: INFLUENCE DU DOMAINE D'ÉTUDE β_d .

À ces dernières figures, des comparaisons sont effectuées pour les trois différentes valeurs de β_d en utilisant le profil de jet pariétal à la section de sortie du domaine de calcul. On voit que pour les cas où $\beta_d=5.0$ et 6.0 , les profils de vitesse et les distributions de pression pariétales sont identiques, ce qui indique qu'à partir d'au moins $\beta_d=5$, la solution dans la région d'intérêt n'est pas influencée par une même condition imposée à la section de sortie. On voit par contre que pour $\beta_d=4.0$, il existe certaines différences au niveau du profil de la composante radiale de la vitesse à la section à $\bar{r}=2.5$ de même que pour la distribution de pression pariétale.

Bien qu'un domaine d'étude de $\beta_d = 5.0$ semble être suffisant pour que l'influence de domaine d'étude ne se fasse pas sentir, il est quand même impératif de vérifier les effets de l'imposition des conditions aux limites à cette même section afin d'assurer une bonne solution à l'intérieur de la section d'intérêt. À la figure 2.16 (a), (b), et (c), on retrouve les résultats pour les 3 différents profils de vitesse imposés à la section $\beta_d=5.0$. Les résultats illustrent que pour les cas où $\beta_d=5.0$, les profils de vitesse et les distributions de pression pariétales sont identiques, ce qui indique que pour $\beta_d=5$, la solution dans la région d'intérêt n'est pas influencée par les différentes conditions aux limites imposées à la section de sortie.

Les résultats pour l'influence des conditions aux limites pour $\beta_d = 4$ et 6 sont donnés à l'annexe B. D'après ces figures, on voit bien que pour le cas étudié, l'influence du domaine d'étude est plus important que les conditions aux limites imposées à la section de sortie. On remarque que même pour $\bar{r}=2.5$, où le gradient de vitesse est encore important, il n'existe pratiquement pas de différence entre les profils. On voit donc que pour la largeur du domaine considérée (soit $\beta_d=5.0$), n'importe quel profil de vitesse imposé à la périphérie du domaine d'étude cède les mêmes résultats dans la région d'intérêt. La dernière figure dans cette série de figures confirme avec l'aide de la distribution de la pression pariétale que la région d'intérêt n'est pas influencée par les conditions aux limites simulées.

FIGURE 2.16: INFLUENCE DES CONDITIONS AUX LIMITES IMPOSÉES À $\beta_d = 5.0$ (MALLAGE 92 x 202).

2.3.3 Choix des paramètres numériques

Afin d'assurer une précision convenable des résultats obtenus, une analyse systématique des paramètres numériques utilisés doit être effectuée. Cette analyse inclut les critères de convergence et le choix du maillage.

2.3.3.1 Choix du maillage

Afin de rendre le schéma de maillage le plus efficace possible, le domaine de calcul est divisé en plusieurs régions. À la figure 2.17, on voit que le domaine de calcul est divisé en plusieurs régions ayant des besoins plus ou moins particuliers en terme de maillage.

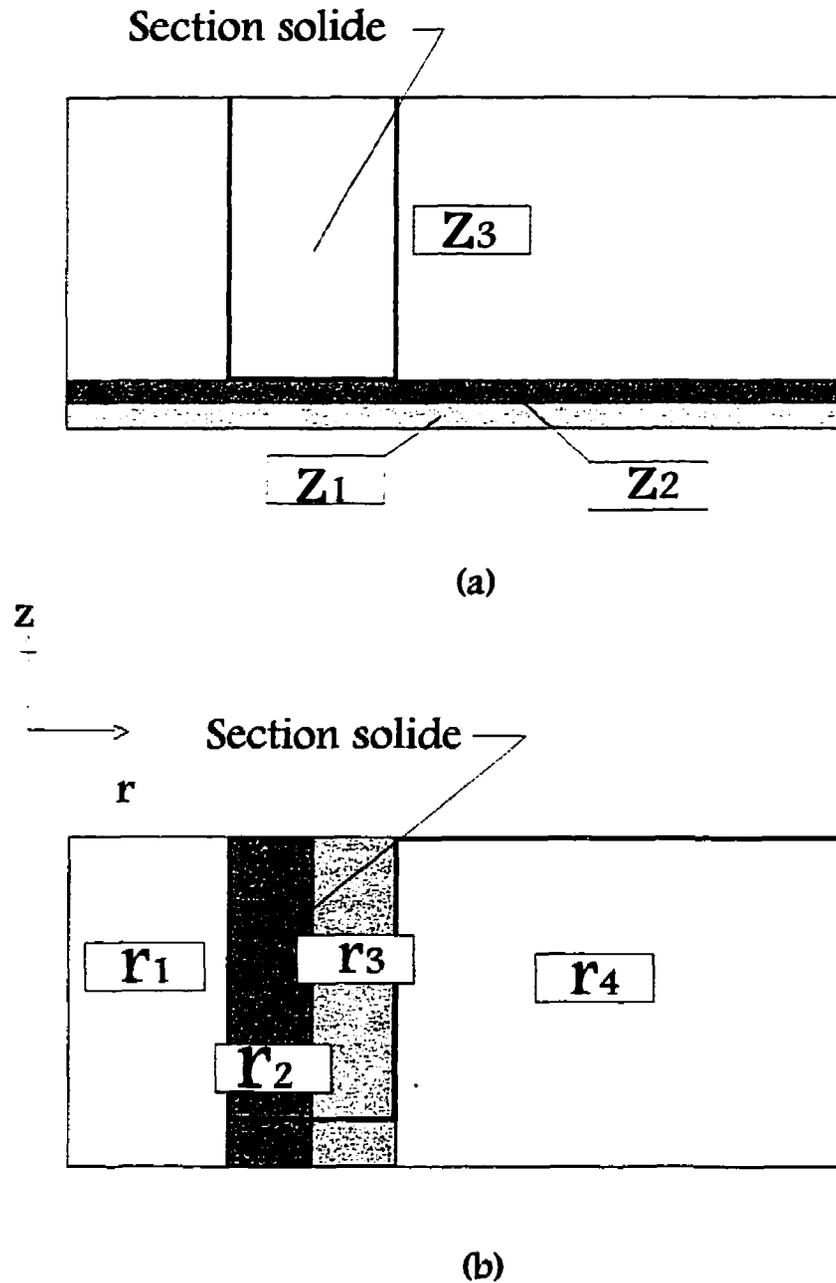


FIGURE 2.17: RÉGIONS DE GÉNÉRATION DE MAILLAGE

Le domaine d'étude est divisé en trois régions pour la direction axiale «z» et quatre pour la direction radiale «r». On doit remarquer que la région d'intérêt est délimitée par z_1 , z_2 et r_1 , r_2 et r_3 . La partition de la région d'intérêt en deux régions (r_2 et r_3) est pour simplifier l'étude des cas où l'on considère un arrondissement ou un chanfreinage de la buse de soufflage. Effectivement, tel que nous le verrons plus loin, les surfaces irrégulières (ex.: courbes, chanfreins, ...) nécessitent une approche de type «escalier». Ces cas peuvent donc exiger des maillages plus fins. Les valeurs de z_1 , z_2 et r_1 , r_2 et r_3 peuvent facilement être modifiées suivant les besoins (e.g. influence du rayon de courbure, angle du chanfrein, arrondissement, ...).

Il est bien connu qu'un schéma de maillage non-uniforme permet de rendre les simulations numériques les plus effectives possible en terme du rapport entre le nombre de noeuds et la précision des résultats. Ce type de maillage permet de mettre plus de noeuds près des régions où les gradients sont plus élevés (e.g. près des parois). C'est pour cette raison qu'une attention particulière sera donnée à de tels schémas.

La génération du maillage non-uniforme est effectuée avec l'aide des équations (2.29) et (2.30), telles que proposées par Patankar (1979) et Prakash et al. (1984):

Pour $n > 0$, le maillage est plus fin vers l'extrémité:

$$y_i = y_2 + L \left(\frac{i-2}{N-2} \right)^n \quad (2.29)$$

Pour $n \leq 0$, le maillage est plus fin près de l'origine de l'axe:

$$y_i = y_2 + L \left\{ 1 - \left[1 - \left(\frac{i-2}{N-2} \right) \right]^{-n} \right\} \quad (2.30)$$

où, dans ces deux équations,

y_i	= l'emplacement du point de maillage à déterminer
i	= l'ordre du point considéré
y_2	= position du dernier noeud dans le domaine précédent
L	= longueur du domaine
n	= puissance désirée ($n=1$ pour maillage uniforme)
N	= le nombre de volumes de contrôle compris à l'intérieur du domaine L .

Une équation de génération de maillage est écrite pour chacune des régions décrites à la figure 2.17. Ceci permet d'avoir une génération différente dans chaque région selon le besoin. Puisqu'on s'intéresse surtout à la région située directement entre la buse de soufflage et la plaque plane, l'étude des effets de différents maillages sera surtout axée vers cette région. Une comparaison est effectuée pour différents maillages pour la géométrie de base (buse classique) à la figure 2.18. Cette comparaison se fait par l'entremise de profils des composantes radiale et axiale de la vitesse à deux différentes sections ($\bar{r}=1.0$ et 1.5) de même qu'avec la répartition de la pression pariétale. On voit qu'à partir de maillages de 30×100 dans la région d'intérêt et plus fins, la solution demeure pratiquement la même sur toutes les courbes présentées. Donc, pour la gamme de tests effectués, la solution est indépendante du maillage choisi à condition d'être au moins de 30×100 . Le choix final repose donc sur un maillage non-uniforme de 92×202 noeuds dans les directions axiales et radiales respectivement, avec 30×100 noeuds dans l'espace entre la buse de soufflage et la plaque plane.

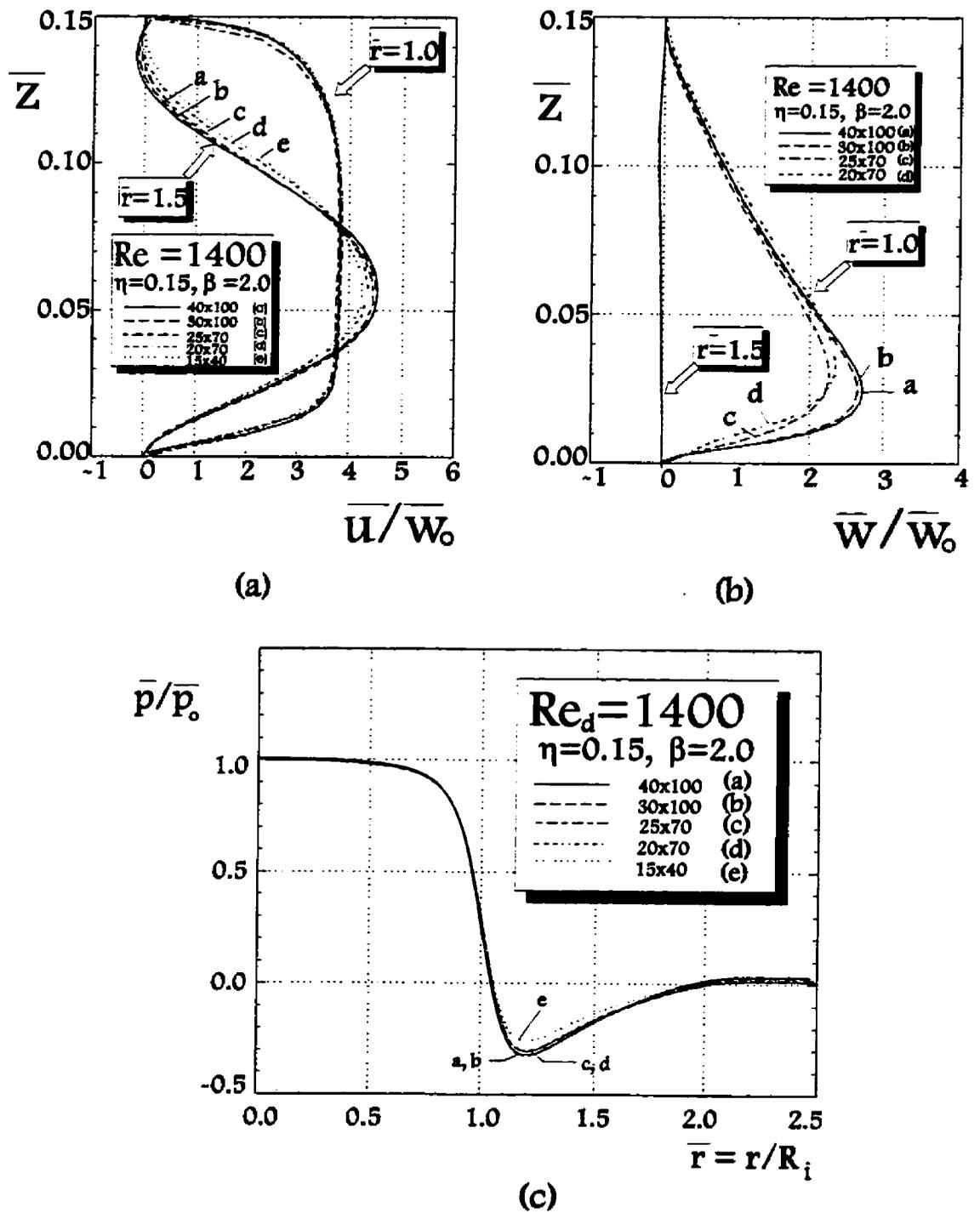


FIGURE 2.18: EFFETS DU MAILLAGE SUR LES COMPOSANTES DE VITESSES ET LA PRESSION PARIÉTALE

La figure 2.19 illustre le maillage choisi pour les cas de base à l'intérieur de ce travail. La génération de maillage non-uniforme est très évidente dans cette figure. La région d'intérêt est présentée sous forme agrandie et on voit que le maillage à l'intérieur de cette région est de 32 x 100. On voit également à l'aide de cette figure que le maillage est beaucoup plus fin dans la région près de la paroi de la plaque plane. Le maillage est également beaucoup plus fin dans la région d'intérêt et est également non-uniforme dans cette région. Effectivement, le maillage est beaucoup plus fin près des deux surfaces planes. Cette astuce est utilisée afin de contrer les influences des gradients de vitesse élevés dans ces régions.

On peut voir à l'aide de cette dernière figure que le domaine de calcul comprend également la région «solide» représentant la buse de soufflage. Ceci a malheureusement pour effet d'augmenter les temps de calculs et l'usage de la mémoire d'ordinateur. On remarque par contre que, dans le cas présent, ce problème peut difficilement être évité.

2.3.3.2 Critères de convergence

Il existe plusieurs moyens pour vérifier la convergence et pour suivre l'évolution des calculs au cours des itérations. Un des moyens les plus utilisés consiste à vérifier la progression du degré de satisfaction de la conservation de masse. Cette conservation est exprimée par la valeur du bilan massique sur chaque volume de contrôle. Cette valeur doit diminuer progressivement au cours des itérations et devenir suffisamment petite pour assurer une précision convenable des résultats. Dans ce présent travail, ce bilan est assuré pour des valeurs inférieures à 0.0001. Ce critère correspond de façon générale à une précision de l'ordre de 10^{-4} pour toutes les variables dépendantes, incluant les composantes de vitesse et la pression.

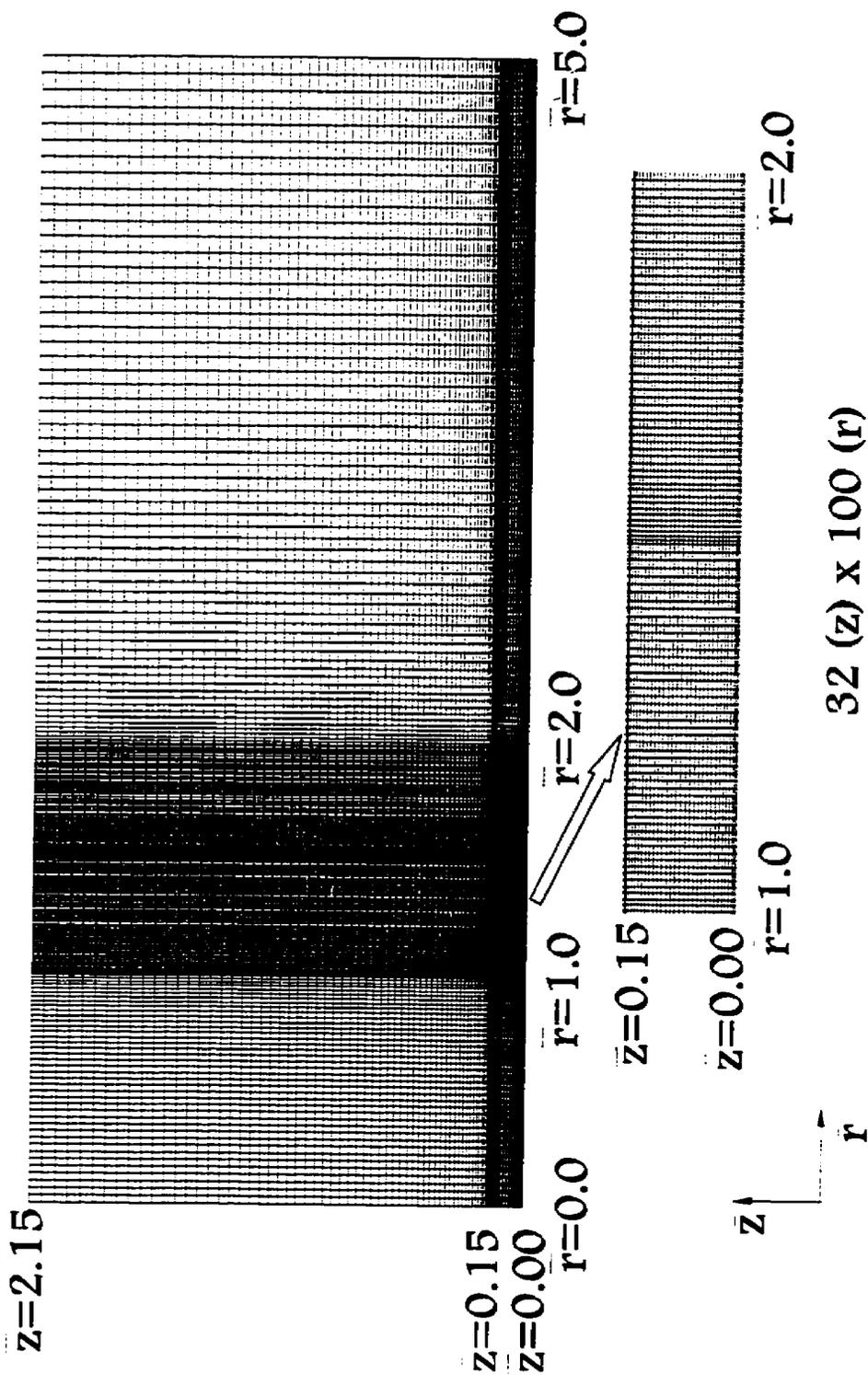


FIGURE 2.19: CHOIX DU MAILLAGE

À la figure 2.20, est présenté le bilan massique SMAX en fonction du nombre d'itérations pour un cas particulier ($Re_d=800$, $\beta=2.0$ et $\eta=0.15$) (figure 2.15 a et b). Ce bilan massique SMAX représente en fait la plus grande valeur de la masse résiduelle résultant de l'intégration de l'équation de continuité sur un volume de contrôle. Bien que l'abscisse ne présente les résultats que pour un nombre d'itérations plus grand que 1000, SMAX se situe aux environs de 10^{-4} après 4000 itérations pour le cas présenté. La valeur de la composante de vitesse radiale à un point donné du domaine en fonction du nombre d'itérations est également présenté afin d'illustrer son évolution avec les itérations. Ce point est choisi dans une région où les gradients de vitesse sont relativement importants. Il aurait également été possible d'illustrer le même principe avec la composante axiale de la vitesse ou encore avec la pression. Pour le cas type présenté, on voit qu'après environs 800 itérations, aucun changement important dans la valeur de cette composante de vitesse a lieu.

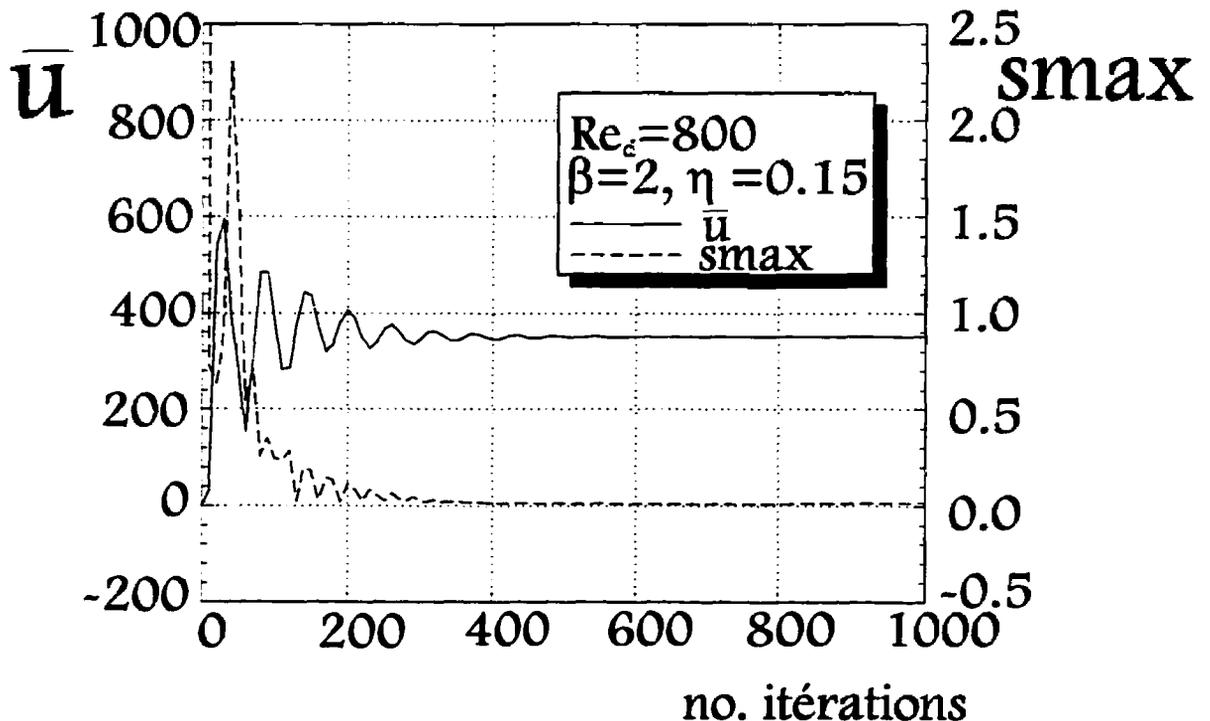


FIGURE 2.20: ÉVOLUTION DU BILAN SMAX EN FONCTION DU NOMBRE D'ITÉRATIONS

2.3.4 Traitement des frontières irrégulières

Puisque l'algorithme SIMPLER se base sur un système de volumes de contrôle orthogonaux, les cas ayant des frontières irrégulières doivent être simulés avec des frontières en «escalier», tel que l'illustre la figure 2.21. C'est pour cette raison qu'un maillage fin doit être utilisé à ces endroits pour assurer une bonne solution.

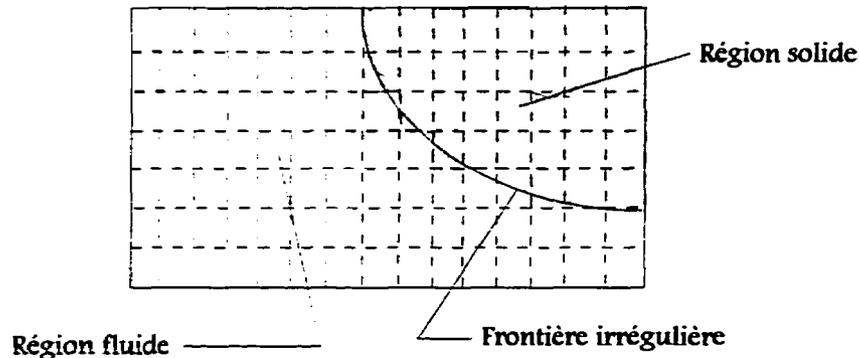


FIGURE 2.21: TRAITEMENT D'UNE FRONTIÈRE IRRÉGULIÈRE

2.3.5 Validation de la méthode numérique

Afin de valider les résultats numériques présentés dans ce présent travail, cette section a pour objectif de faire un essai préliminaire afin de comparer des résultats obtenus avec le programme de calcul utilisé dans ce travail avec des données expérimentales. Une comparaison préliminaire a été effectuée avec un cas très bien connu dans la littérature, soit le cas de l'écoulement laminaire incompressible entre deux disques coaxiaux, dont un est en rotation, avec source de débit axial. Les équations gouvernantes écrites en coordonnées cylindriques sont solutionnées en utilisant l'hypothèse que l'écoulement est axisymétrique. Les conditions aux limites utilisées sont tirées de la solution du cas de l'écoulement radial entre deux disques de dimensions infinies.

La figure 2.22 illustre une comparaison entre les résultats pour le cas où $Re_r=0.345$, $Re_d=1$, $\alpha=194.8$ et $\lambda=7.215$ avec ceux obtenus expérimentalement par Coombs et Dowson

(1965) et également avec ceux obtenus numériquement par Prakash et al. (1984) utilisant l'algorithme SIMPLER. Les définitions des paramètres utilisés pour la comparaison sont données par:

$$\text{Nombre de Reynolds de rotation: } Rer = \omega a^2 / \nu$$

$$\text{Nombre de Reynolds de débit: } Red = Qa / 2\pi R_o^2 \nu$$

$$\text{Paramètres géométriques: } \lambda = R_o / a \text{ et } \alpha = R / a$$

où «a» est la distance séparant les deux disques, « R_o » et «R» sont respectivement les rayons internes et externes des disques et ω est la vitesse angulaire du disque supérieur.

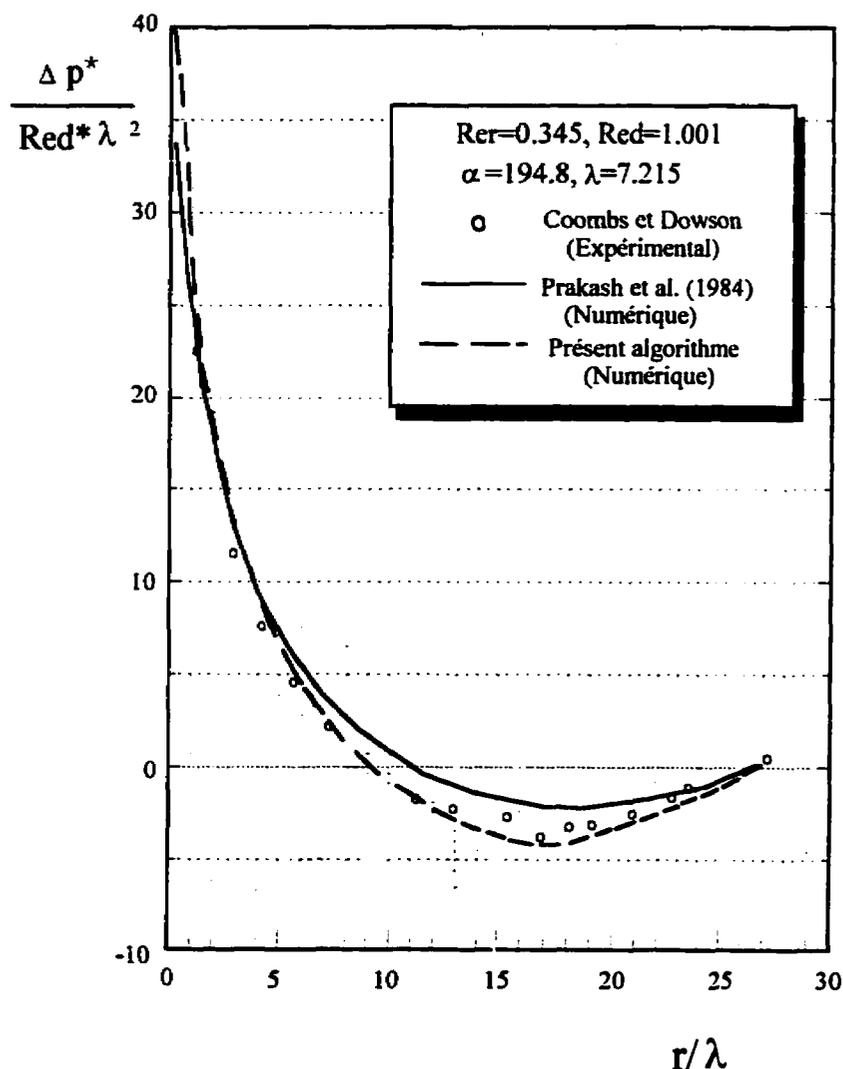


FIGURE 2.22: VALIDATION DE LA MÉTHODE NUMÉRIQUE

Les résultats présentés à la figure 2.22 illustrent la répartition de la pression pariétale définie par $\Delta p^*/(Re d \lambda^2)$ où Δp^* est la différence de pression entre celle à la section considérée et celle à la section de sortie. On y observe que les résultats obtenus concordent très bien avec les résultats expérimentaux.

2.4 Résumé

La formulation du problème considéré a été entreprise à l'intérieur de ce chapitre. Une description de la configuration géométrique du cas type considéré le même que l'élaboration des équations gouvernantes régissant ce genre d'écoulement a été effectuée. Le choix de la méthode numérique s'est arrêté sur l'algorithme SIMPLER. Afin de permettre la résolution de ces équations, les conditions aux limites ont été décrites et le domaine de calcul défini.

CHAPITRE 3

ÉTUDE DE L'ÉCOULEMENT RADIAL INCOMPRESSIBLE DANS LE CAS D'UNE BUSE DE SOUFFLAGE CLASSIQUE

3.1 GÉNÉRALITÉS

L'étude de l'écoulement résultant entre une buse de soufflage classique et une plaque plane sera entreprise à l'intérieur de ce chapitre. Il est entendu qu'une buse de soufflage "classique" représente celle qui est habituellement utilisée, en terme de géométrie, dans la majorité des applications de contrôle dimensionnel pneumatique aujourd'hui. Évidemment, les résultats obtenus pourront être utilisés pour déterminer de façon concrète les raisons pour lesquelles il existe un encrassement des buses de soufflage dans le milieu industriel. Des solutions possibles pourront donc être avancées par la suite.

La configuration d'un système buse classique - plaque plane est celle représentée précédemment à la figure 2.1. La figure 3.1 illustre les dimensions types. Les premières cotes sont dimensionnelles tandis que les deuxièmes sont exprimées sous forme adimensionnelle telles que définies au deuxième chapitre, c'est-à-dire normalisées par rapport au rayon interne « R_i » de la buse de soufflage. Ces dernières cotes sont utilisées dans le programme de résolution numérique.

On cherche spécifiquement à étudier les effets du nombre de Reynolds de soufflage (Re_d) et les effets de la distance séparant la buse et la paroi ($\eta = \delta/R_i$). Le tableau 3.1 à la page suivante résume les cas étudiés en exprimant les paramètres qui demeurent constants et ceux qui varient.

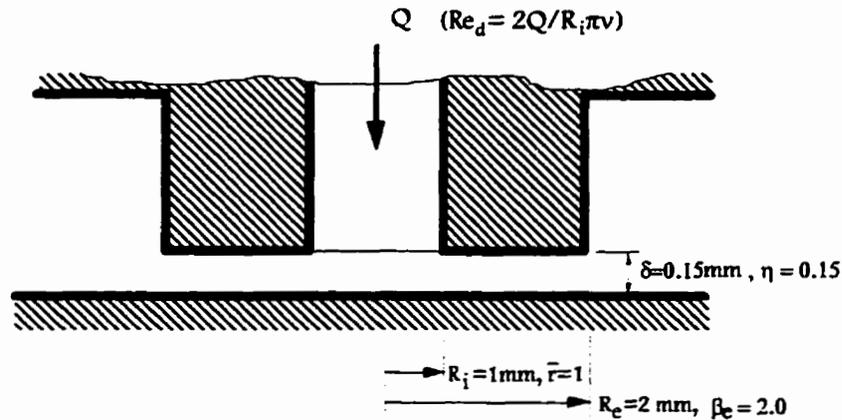


FIGURE 3.1: CONFIGURATION CLASSIQUE D'UN SYSTÈME BUSE DE SOUFFLAGE - PLAQUE PLANE

Il est important de noter que les résultats sont présentés pour une partie du domaine de calcul seulement (figure 3.2). Cette partie correspond à la région où les influences des conditions aux limites sont négligeables, tel que discuté au chapitre précédent. On remarque également que, sauf indication contraire, les résultats présentés à l'intérieur de ce travail seront pour cette région du domaine.

TABLEAU 3.1: RÉSUMÉ DES CAS ÉTUDIÉS DANS LE CHAPITRE 3

	Cas étudiés	Section
Effets du nombre de Reynolds (Re_d)		
$\beta=2.0, \eta=0.15$	$Re_d=600$ $Re_d=800$ $Re_d=1000$ $Re_d=1400$ $Re_d=1800$	3.2.1
Effets de la distance η ($\eta=\delta/R_i$)		
$Re_d=1400, \beta=2.0$	$\eta=0.1$ $\eta=0.15$ $\eta=0.2$ $\eta=0.25$ $\eta=0.5$	3.2.2

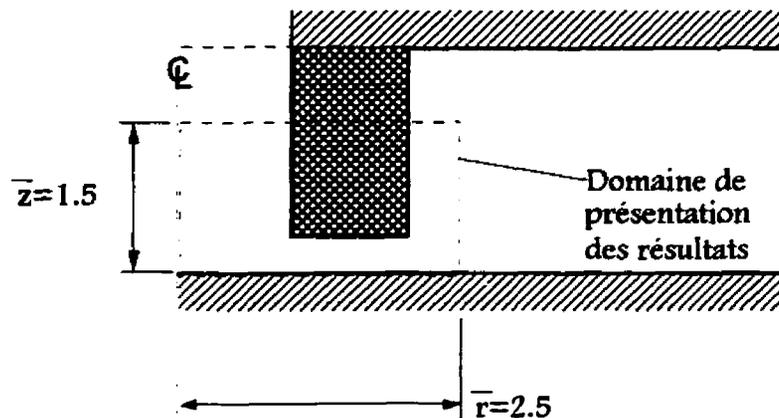


FIGURE 3.2: DOMAINE DE PRÉSENTATION DES RÉSULTATS

3.2 RÉSULTATS NUMÉRIQUES

3.2.1 Effets du nombre de Reynolds

Tel que défini à l'équation 2.10, le nombre de Reynolds de soufflage est directement relié au débit dans la buse de soufflage:

$$Re_d = \frac{2Q}{\pi R_1 U}$$

Dans ce qui suit, plusieurs essais sont effectués, balayant une gamme de nombres de Reynolds variant entre $600 \leq Re_d \leq 1800$ en gardant tous les autres paramètres géométriques constants (voir figure 3.1). Pour des nombres de Reynolds supérieurs à 1800, les critères de convergence n'étaient pas satisfaits. Les principaux résultats sont présentés sous forme de lignes de courant et distributions de pression pariétale. On retrouve à l'annexe C, une figure pour chacun des cas étudiés illustrant un résumé des résultats obtenus. Sur ces figures, les distributions pariétales sont données aux deux surfaces planes (surface de la buse p_b et la plaque plane p_p) de même que le profil de la composante radiale de la vitesse. On note que la pression pariétale est normalisée par rapport à la pression

d'arrêt au centre de la plaque (pression maximale) tandis que la composante radiale de la vitesse est normalisée par rapport à la vitesse maximale à la section $\bar{r} = 1.0$. On retrouve également à la figure C6 en annexe une figure illustrant les gradients de vitesse à la paroi des deux surfaces planes. Les discussions sur les résultats porteront surtout sur quelques thèmes, soit les effets du nombre de Reynolds sur le champ d'écoulement global et sur la répartition de la pression pariétale. Certaines remarques générales seront également données sur l'hypothèse de Prandtl, souvent utilisée dans les travaux entre disques.

a) Effets du nombre de Reynolds sur le champ d'écoulement:

Les figures 3.3, 3.4 et 3.5 suivantes illustrent les résultats pour les cas ayant des nombres de Reynolds de 600, 800, 1000, 1400 et 1800. La première figure, soit les figures 3.3 (a), (b), (c), (d) et (e), illustre les lignes de courant pour les cas étudiés. À première vue, on voit à partir des lignes de courant qu'il existe un entraînement de fluide à l'extérieur de la zone qui nous intéresse, c'est-à-dire pour $\bar{r} \geq 2.0$. On remarque également sur la même figure que pour tous les cas où $Re_d > 600$, il existe une région tourbillonnaire située à proximité de la surface frontale de la buse. L'étendue de cette zone augmente avec le nombre de Reynolds jusqu'à ce qu'elle recouvre toute la surface de la buse ($Re_d > 1400$). Ces constatations sont tout à fait logiques et concordent très bien avec les travaux effectués dans le passé, dont ceux de [McGinn, (1956)] et [Prakash et al. (1984)].

D'après les valeurs numériques des lignes de courant et l'espacement entre chacune, on voit que l'écoulement est accéléré dans la région entre la buse et la plaque. L'espacement minimum entre les lignes de courant concorde avec la région de pression minimale entre les surfaces (à $\bar{r} = 1.2$), par exemple, pour le cas où $Re_d = 1400$ (figure C4). On peut également constater que l'entraînement à l'extérieur du domaine d'étude est d'intensité relativement faible en comparaison avec l'écoulement entre la buse et la paroi (ex: la distance séparant $\psi = 320$ et $\psi = 330$ est beaucoup plus importante à l'extérieur du domaine d'étude).

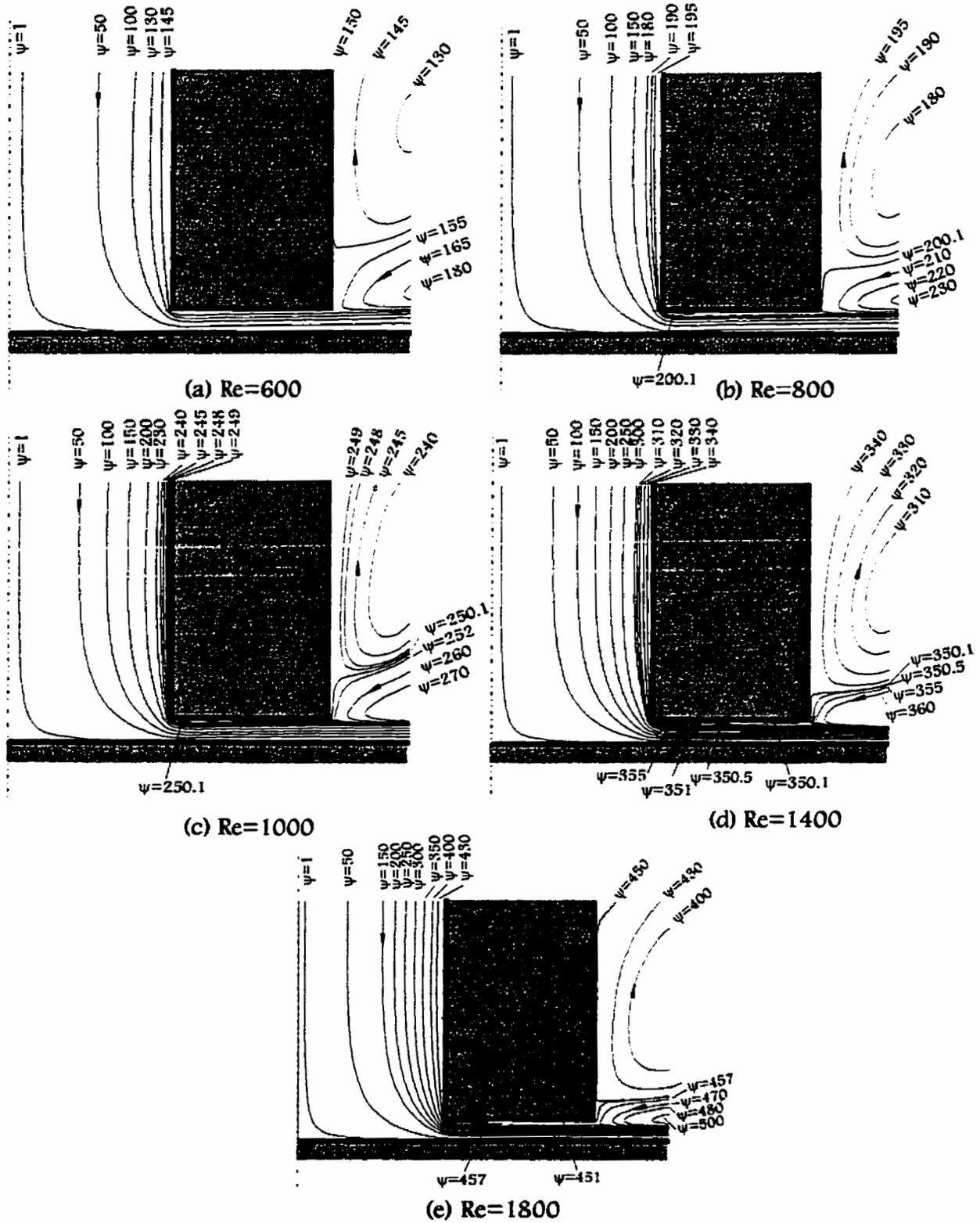


FIGURE 3.3: INFLUENCE DU NOMBRE DE REYNOLDS SUR LE CHAMP D'ÉCOULEMENT

Il est raisonnable de conclure qu'une cause possible de la formation de zones d'encrassement sur les parois des buses de soufflage est due à la nappe tourbillonnaire trouvée dans plusieurs cas illustrés dans cette section. Effectivement, cette zone tourbillonnaire est une région de recirculation relativement morte, c'est-à-dire avec de faibles vitesses, qui peut permettre une accumulation de saletés. Ces résultats confirment les conclusions tirées par Florent (1989) dans ses travaux expérimentaux.

L'étendue de la zone tourbillonnaire peut être facilement déterminée non seulement à l'aide des lignes de courant mais également avec les figures illustrant les gradients de vitesse aux deux parois (Annexe C, figure 6). Effectivement, on voit que le gradient de vitesse à la surface de la buse de soufflage est négatif dans les régions tourbillonnaires.

TABLEAU 3.2: ÉTENDUE DE LA RÉGION TOURBILLONNAIRE EN FONCTION DU NOMBRE DE REYNOLDS

Nombre de Reynolds (Re_d)	Étendue de la région tourbillonnaire
$Re_d = 600$	$1.0 \leq \bar{r} \leq 1.15$
$Re_d = 800$	$1.0 \leq \bar{r} \leq 1.2$
$Re_d = 1000$	$1.0 \leq \bar{r} \leq 1.3$
$Re_d = 1400$	$1.0 \leq \bar{r} \leq 2.0$
$Re_d = 1800$	$1.0 \leq \bar{r} \leq 2.0$

b) Effets du nombre de Reynolds sur la répartition de la pression pariétale:

Les courbes comparatives de distribution de la pression pariétale sont données aux figures 3.4 (a) et (b). À la première figure, chacune des distributions est normalisée par rapport à sa valeur de pression au point d'arrêt, soit à $\bar{r} = 0$. À la deuxième, elles sont normalisées par rapport à celle du cas où $Re_d = 1800$, représentant la valeur maximale des cas étudiés. Avec cette figure, il est possible d'avoir une perspective du rapport de grandeur des pressions entre chacun des cas étudiés.

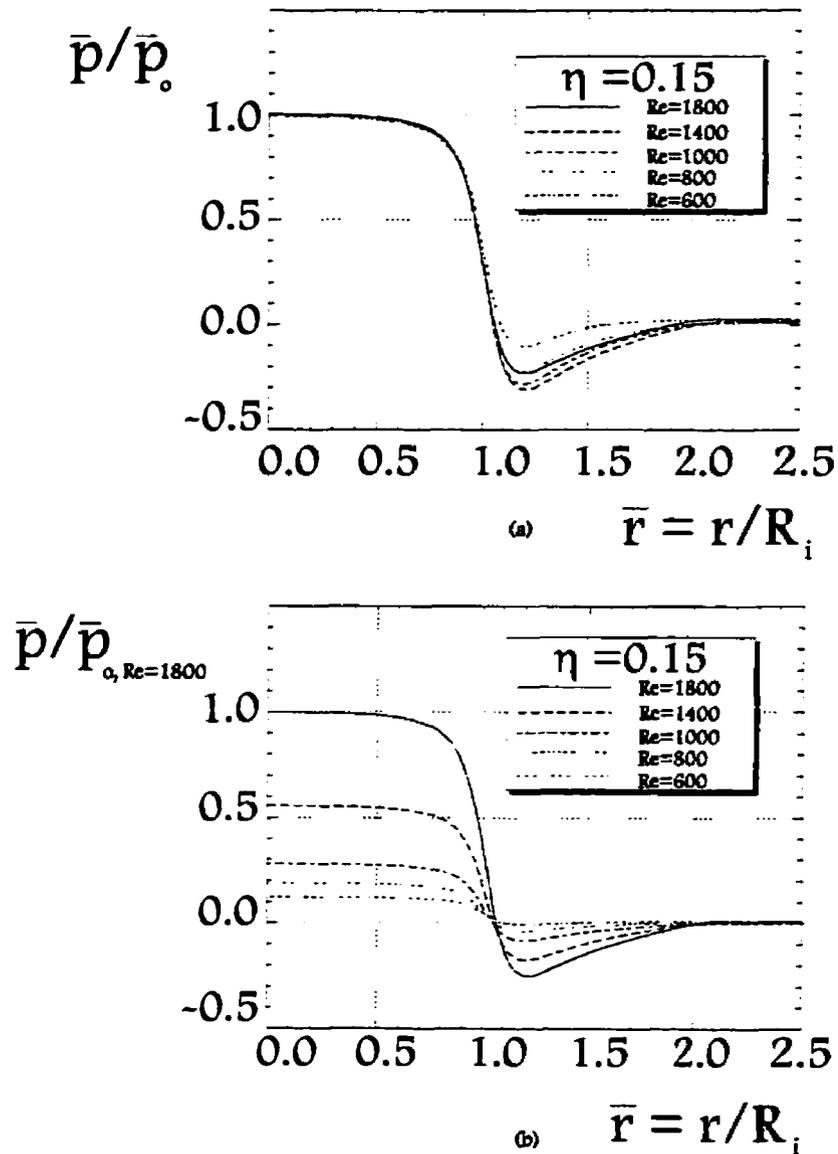


FIGURE 3.4: INFLUENCE DU NOMBRE DE REYNOLDS SUR LA DISTRIBUTION DE PRESSION PARIÉTALE

D'après la figure 3.4 (a), il existe une zone d'arrêt où la pression est pratiquement la même ($0.0 \leq \bar{r} \leq 0.5$) pour tous les cas étudiés. On voit très bien qu'il y a une importante chute dans la pression lorsqu'on approche l'espace entre les deux surfaces planes, i.e. lorsque r tend vers r_i ($\bar{r}=1$). On remarque que par la suite, il est possible d'avoir une région de pression pariétale négative. Ceci peut être expliqué par l'accélération de l'écoulement en raison du changement brusque de la section d'écoulement (de $A_s = \pi R_i^2$ à $A_e = 2\pi \delta R_i$).

Pour les nombres de Reynolds $Re_d=600$ jusqu'à 1400, on voit que les minimums de la pression pariétale relative deviennent de plus en plus importants avec une augmentation dans le nombre de Reynolds. On remarque par contre, que pour des nombres de Reynolds suffisamment élevés ($Re_d = 1000$ et 1400), la différence entre chacune des courbes est beaucoup moins importante que pour des cas de taux de soufflage relativement faible où l'on retrouve de plus petites différences entre les nombres de Reynolds ($Re_d = 600$ et 800). Le cas où $Re_d=1800$ a un minimum relatif moins important que ceux de $Re_d = 1000$ et 1400. Ceci semble indiquer que la pression minimale correspondant à l'accélération de l'écoulement prend moins d'importance par rapport à la pression à la section d'arrêt pour des nombres de Reynolds plus élevés.

À la deuxième figure, soit la figure 3.4 (b), les courbes présentées sont en fait les mêmes courbes de distribution de pression pariétale illustrées à la figure précédente, par contre elles sont normalisées par rapport à la pression pariétale maximale de tous les cas étudiés, soit celle pour $Re_d = 1800$. Avec cette figure, il est possible d'avoir une perspective du rapport de grandeur des pressions pariétales entre chacun des cas étudiés. Effectivement, on voit très bien que les pressions maximales de même que les minimums correspondants des cas étudiés diminuent de façon significative avec une diminution dans le nombre de Reynolds, ce qui est tout à fait logique.

c) Remarques sur l'hypothèse de Prandtl:

D'un point de vue purement théorique, il est intéressant de voir quelles sont les influences du nombre de Reynolds sur la variation de la pression selon la coordonnée axiale. La figure 3.5 illustre les différences de pression entre la paroi (p_p) et la buse (p_b) en fonction de la coordonnée radiale. Cette figure illustre que le nombre de Reynolds a une certaine influence sur cette différence de pression. Effectivement, plus le nombre de Reynolds est grand, plus une différence de pression est présente en fonction de la coordonnée radiale. Par contre, on constate que l'hypothèse de Prandtl est vérifiée dans une grande région à partir d'une région relativement près du centre d'injection.

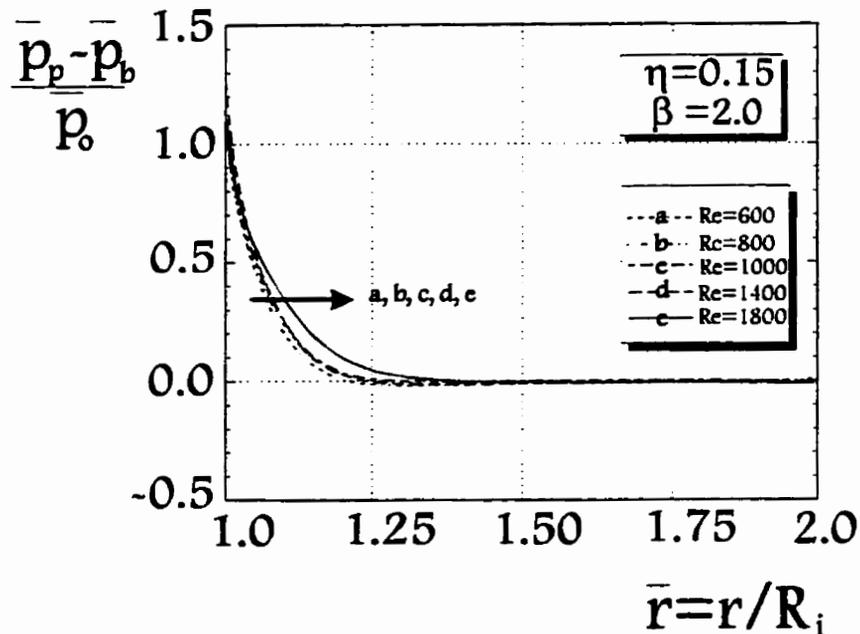


FIGURE 3.5: INFLUENCE DU NOMBRE DE REYNOLDS SUR LA DIFFÉRENCE DE PRESSION ENTRE LES DEUX SURFACES PLANES.

À la vue des résultats obtenus dans cette présente section, il semblerait qu'à partir d'un nombre de Reynolds de 1400, l'allure générale de l'écoulement ne change pas tellement, c'est-à-dire qu'il y a la présence d'une nappe tourbillonnaire qui couvre toute la surface de la buse de soufflage. On peut donc concevoir qu'à partir de ce nombre de Reynolds, l'influence de ce paramètre n'importe pas tellement sur les applications en métrologie pneumatique en autant que l'écoulement demeure incompressible. En raison des problèmes de convergence pour des nombres de Reynolds supérieurs à 1800, la majorité des résultats présentés dans la suite de ce travail seront fixés à 1400. Ce nombre de Reynolds correspond à la gamme de fonctionnement des appareils de type «SOLEX - basse pression», présentés au tableau 1.3 à l'intérieur du premier chapitre.

d) Remarques sur le régime d'écoulement:

On se souvient que plusieurs auteurs ont étudié le phénomène de la relaminarisation, entre autres, Moller (1963) et Tabatabai et Pollard (1987). Moller définit le nombre de Reynolds local comme étant:

$$Re_r = \frac{Q}{\pi v r} = \frac{\dot{m}}{\pi \mu r}, \quad (3.1)$$

où «Q» est le débit volumique, «r» est la coordonnée radiale et « \dot{m} » est le débit massique. D'après les expériences de Moller, il y avait une relaminarisation de l'écoulement à une valeur près de $Re_r=2000$. La figure 3.6 illustre la variation de ce nombre de Reynolds local en fonction de la position radiale pour notre cas avec $Re=1400$. D'après les résultats obtenus, on voit très bien que le nombre de Reynolds local est bien inférieur à la valeur critique obtenue par Moller.

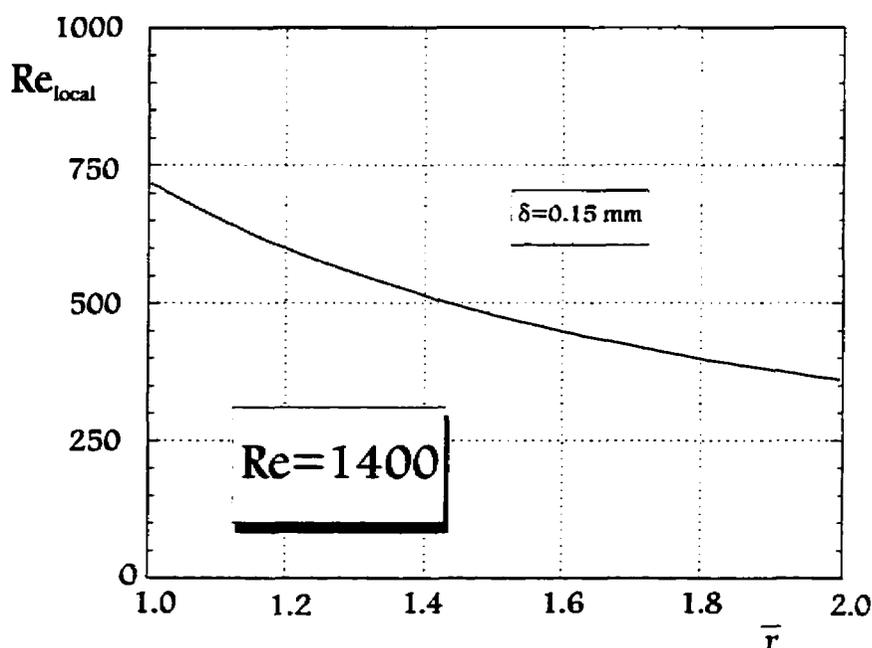


FIGURE 3.6: NOMBRE DE REYNOLDS LOCAL EN FONCTION DE LA COORDONNÉE RADIALE

Il est à noter que dans leur études de l'écoulement entre deux disques, Tabatabai et Pollard (1987) ont utilisé un nombre de Reynolds local défini par:

$$Re_{t,r} = \frac{2Uh}{\nu}, \quad (3.2)$$

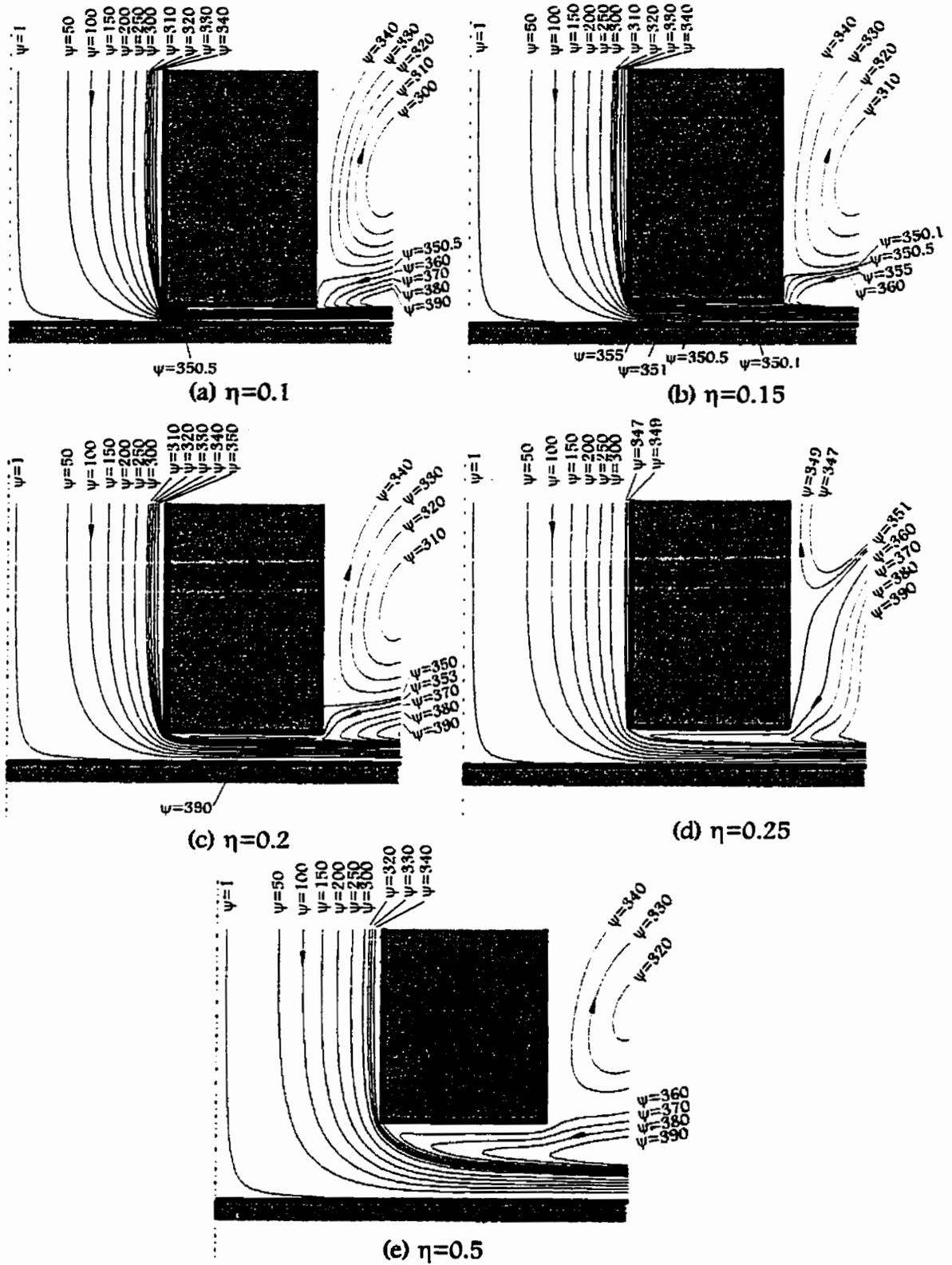
où «U» est la vitesse moyenne dans une section radiale et «h» est la demi-hauteur entre les deux disques. Après quelques manipulations, le nombre de Reynolds local défini par Moller (équation 3.1) peut se réduire à $Re_l = 2U\delta/\nu$, ce qui est 2 fois plus grand que celui de Tabatabai et Pollard (dans ce cas, δ est la distance totale entre les deux disques).

3.2.2 Effets de la distance entre la buse et la paroi

Le paramètre le plus important en terme de contrôle dimensionnel pneumatique est en fait la distance "δ" entre la buse de soufflage et la surface à contrôler. Dans cette présente section, les influences de ce paramètre sur l'écoulement résultant seront donc étudiées. Pour ce faire, des distances correspondantes à des valeurs retrouvées communément dans des applications pratiques, telles que $\delta = 0.1$ mm, 0.15 mm et 0.2 mm seront considérées. Bien qu'en dehors du domaine d'opération du contrôle dimensionnel pneumatique, deux autres cas avec $\delta = 0.25$ mm et 0.5 mm seront également introduits pour fins de curiosité scientifique. Dans le cas des calculs numériques, ces dernières valeurs correspondent aux valeurs adimensionnelles $\eta = 0.1, 0.15, 0.2, 0.25$ et 0.5. Les résultats pour chacun des cas énumérés ci-haut sont présentés respectivement aux figures 3.7 - 3.9 de même qu'aux figures présentées à l'annexe D. On note également que tous les cas étudiés sont pour un nombre de Reynolds correspondant à $Re_d = 1400$.

a) Influence de la distance η sur le champ d'écoulement:

À l'aide des figures 3.7 a, b, c, d et e, on voit qu'une augmentation dans la distance η entraîne une augmentation dans l'importance de la région tourbillonnaire à la surface de la buse de soufflage, ce jusqu'à une distance de $\eta = 0.15$. Effectivement, pour de plus petites distances, l'écoulement s'attache à nouveau sur la paroi de la buse en aval du tourbillon. Par contre, pour des distances plus importantes, un entraînement de l'extérieur vers l'intérieur est remarqué, ce qui est tout à fait plausible (figures 3.7 c, d et e). On remarque que le comportement du cas $\eta = 0.5$, ressemble beaucoup à celui d'un jet frappant une paroi.

FIGURE 3.7: EFFETS DE LA DISTANCE η SUR LE CHAMPS D'ÉCOULEMENT

b) Effets de la distance η sur la distribution de la pression pariétale:

Les effets de la distance η sur la distribution de la pression pariétale sont illustrés aux figures 3.8 (a) et (b):

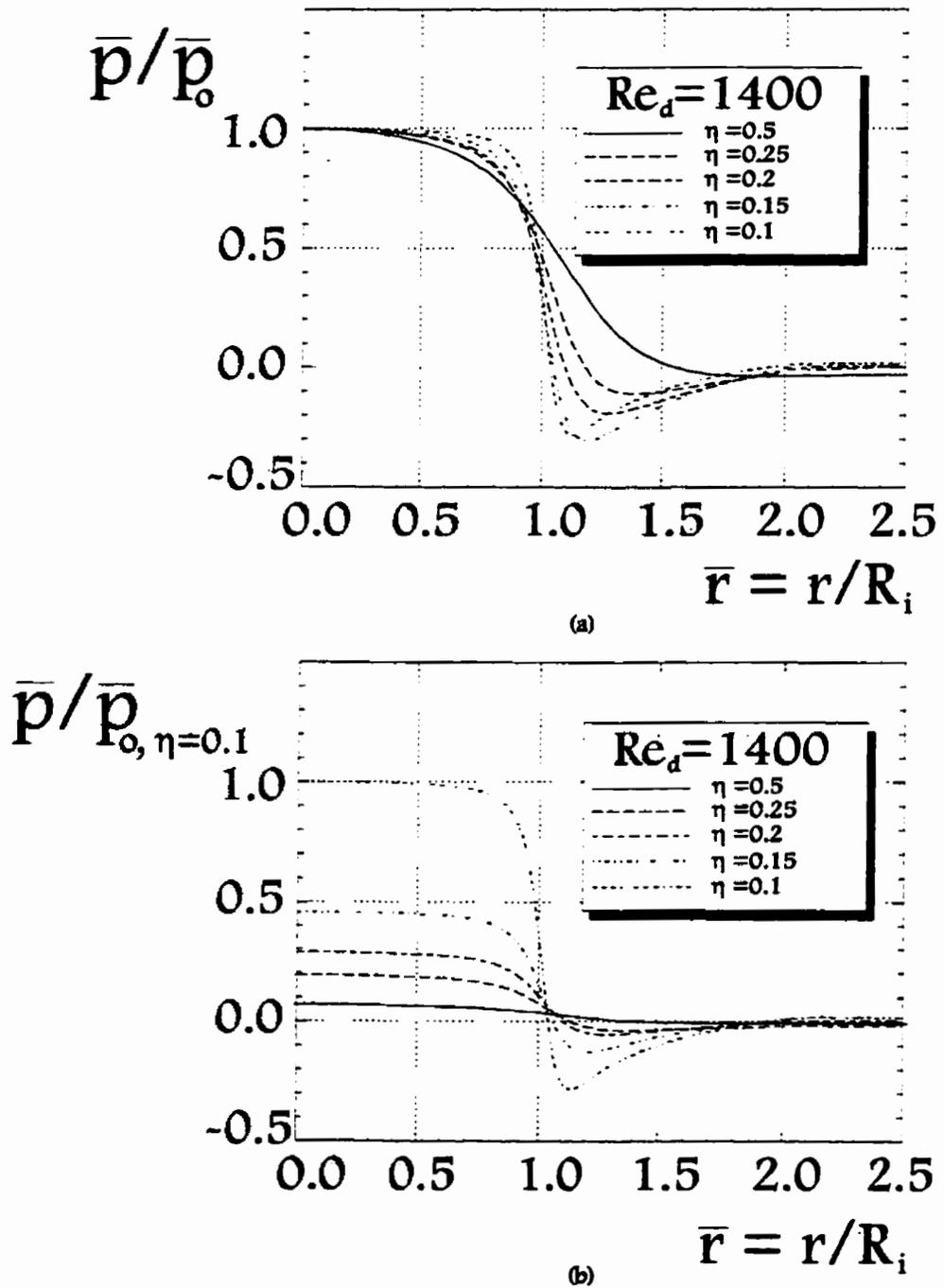


FIGURE 3.8: EFFETS DE LA DISTANCE η SUR LA DISTRIBUTION DE PRESSION PARIÉTALE

D'après la figure 3.8 (a), le minimum relatif de pression diminue en importance en fonction d'une augmentation dans l'espace entre les surfaces, ce qui est tout à fait prévisible. En fait, on peut constater que l'allure générale de la distribution de pression pour le cas où $\eta=0.5$ ressemble bien à celui trouvé dans plusieurs travaux sur les jets à proximité d'une paroi [Pozzi et al., (1993), Lytle et Webb, (1994) et Meola et al., (1995)]. On voit également que le minimum de pression se déplace vers la droite avec une augmentation de η . Ceci peut être expliqué par le fait que la vitesse maximale de l'écoulement se déplace également vers la droite avec une augmentation dans la distance η (rapprochement des lignes de courant, figure 3.7). La figure 3.8 (b) illustre très bien que plus la distance séparant les deux surfaces augmente, plus la pression à la surface diminue en importance, ce qui est tout à fait normal.

c) Remarques sur l'hypothèse de Prandtl:

La figure 3.9 illustre les différences de pression entre les parois de la buse et la plaque:

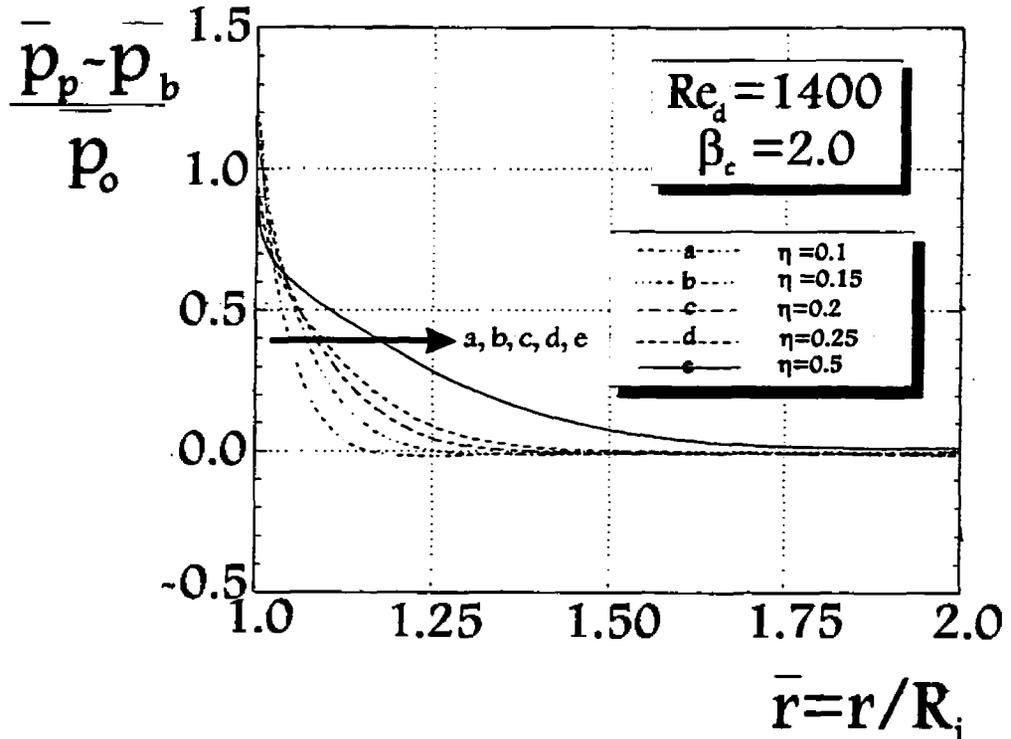


FIGURE 3.9: EFFETS DE LA DISTANCE η SUR LA DIFFÉRENCE DE PRESSION ENTRE LA BUSE ET LA PLAQUE

D'après cette dernière figure, on remarque que plus la distance entre la buse et la paroi est grande, plus que \bar{r} doit être grand pour obtenir une différence de pression nulle. De plus, on voit que pour le cas où $\eta=0.5$, la différence de pression nulle entre les deux parois n'est retrouvée qu'à la périphérie de la buse. On se souvient que l'hypothèse de Prandtl s'applique habituellement dans des cas où la distance séparant les deux surfaces est très petite. Les résultats obtenus ici confirment cette limitation. Les résultats illustrent également que l'utilisation de l'hypothèse de Prandtl dans un cas d'écoulement radial avec injection centrale ne peut être utilisée pour étudier la région près du centre d'injection. Par contre, par exemple pour $\eta \leq 0.15$, l'hypothèse serait applicable sur au moins 75% du domaine d'intérêt.

Les résultats présentés dans cette section illustrent l'importance que joue le paramètre η sur l'écoulement entre la buse de soufflage et la plaque plane. Évidemment, lors d'un contrôle de fabrication, un changement dans la distance η apporte un changement dans la pression à l'intérieur de l'appareil métrologique, ce qui représente en fait la sensibilité de l'appareil métrologique. Ce point sera discuté davantage à la prochaine section.

3.3 ÉTUDE EXPÉRIMENTALE

Tel que mentionné précédemment, ce présent travail comporte également une facette expérimentale. Le montage expérimental utilisé pour la récolte des données expérimentales pour les cas incompressibles est décrit dans ce qui suit.

3.3.1 Description du montage expérimental

Afin d'étudier les caractéristiques de l'écoulement entre une buse de soufflage et une paroi, deux montages expérimentaux ont été utilisés. Le premier, utilisé pour la comparaison des résultats en écoulement incompressible est décrit dans les pages qui suivent. Le deuxième, soit celui du laboratoire de mécanique des fluides de l'Université de

Valenciennes en France, est décrit au chapitre 5. Ce deuxième montage permet, à l'aide d'un système d'air comprimé, de réaliser les expériences sur les buses industrielles alors que des buses de plus grandes dimensions ont été utilisées dans le montage qui suit dont le but est de vérifier les résultats numériques d'une part et d'étudier l'effet de la géométrie des buses sur le champ d'écoulement interne.

Sauf dans les cas où l'on utilise un modèle agrandi d'une buse de soufflage, la distance séparant la buse et la paroi est très petite. C'est pour cette raison que seule la pression à la paroi de la plaque plane est pratiquement mesurable. La partie expérimentale de cette étude consistera donc sur la détermination de la répartition de la pression pariétale sur une plaque plane pour différentes géométries de la buse et de la paroi de même que pour différentes conditions d'opérations.

L'installation expérimentale de base et les buses de soufflages sont illustrées schématiquement aux figures 3.10, 3.11 et en photographies aux figures 3.12 (a), (b) et (c):

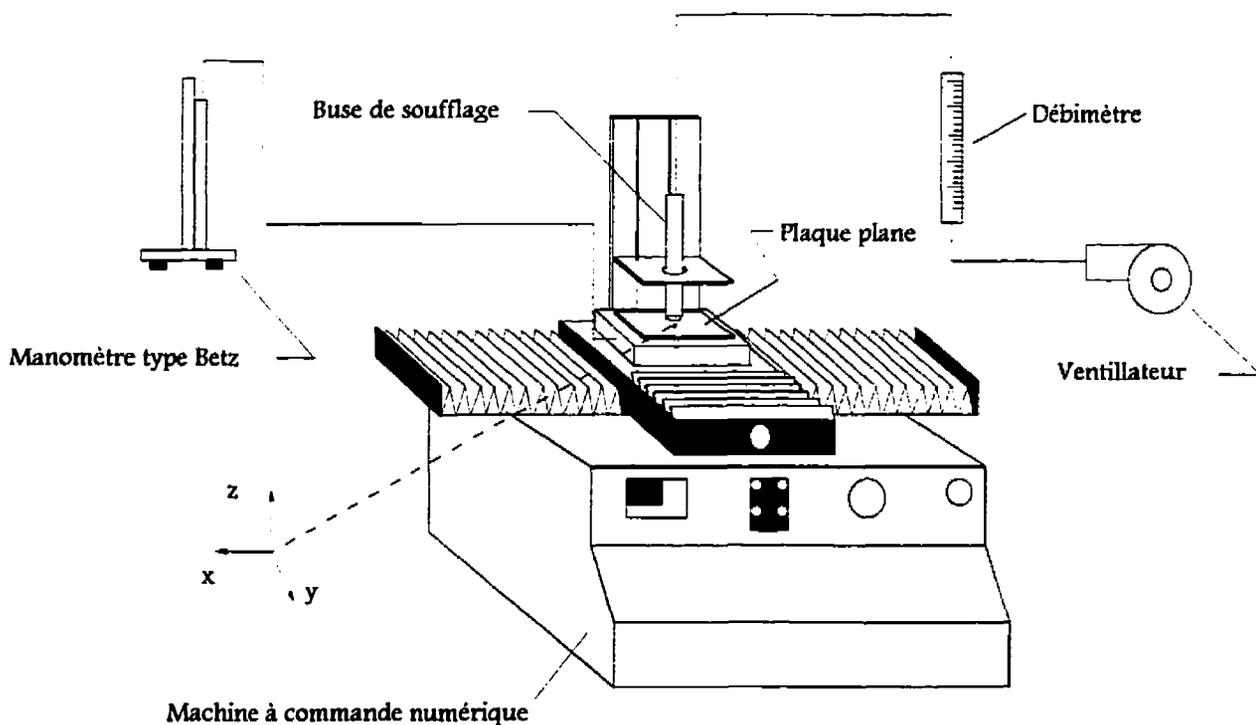


FIGURE 3.10: SCHÉMA DU MONTAGE EXPÉRIMENTAL

Tel qu'illustré à la figure 3.10, la buse de soufflage et la plaque plane sont montées sur un système de déplacement suivant les trois axes. Les déplacements, de précision de l'ordre d'un centième de millimètre, sont effectués et contrôlés par une machine à commande numérique (TORCAM). Les mesures de pression sont obtenues en installant une prise de pression au centre de la plaque plane connectée à un manomètre de type «Betz». Les distributions de pression pariétale sont obtenues en déplaçant la plaque plane selon un des deux axes plans en gardant la distance δ séparant la plaque et la buse constante. Le contraire est effectué pour obtenir les variations de la pression en fonction de la variable δ , c'est-à-dire, on garde les deux axes plans fixes et on déplace selon la coordonnée «z».

Le débit d'air est créé par l'entremise du ventilateur d'un banc d'essai aérodynamique de type TecQuipment (type AF10) et peut couvrir la gamme de débit voulue pour des cas laminaires incompressibles, c'est-à-dire de l'ordre de 0.1 l/min à 15 l/min pour les configurations géométriques utilisées. La précision de ces appareils est de l'ordre de 2%. Il est intéressant de noter que ces débits sont très stables avec des fluctuations très négligeables à comparer avec ceux obtenus d'un système d'air comprimé habituel. Les pressions pariétales sur la plaque plane sont très minutieusement collectées après une attente d'un établissement de l'écoulement interne pour chaque changement des conditions d'opération. Correspondant aux débits mentionnés, les valeurs de ces pressions se situent approximativement entre -5 et 40 mm d'eau. Un thermocouple est placé pour déterminer la température de la pièce qui sera utilisée pour la détermination des propriétés de l'air.

Les buses de soufflage, figure 3.11 sont composées de deux parties: la première est une conduite circulaire fabriquée à partir d'un tuyau de cuivre et la deuxième est un bouchon en aluminium donnant la forme finale de la buse. Ce bouchon est soigneusement taillé pour donner la géométrie désirée (i.e. classique, arrondie, ...). L'intérieur du bouchon est taillé en se basant sur le modèle d'une buse industrielle afin de diminuer les perturbations dues aux changements brusques des sections dans l'écoulement. Le parallélisme entre les surfaces plaque-buse est soigneusement vérifié entre chaque série de mesure en utilisant une

cale spéciale, alors que le centrage de la buse par rapport à la prise de pression est vérifié par un dispositif de forme conique spécialement conçu à cette fin. Il est à noter ici que les buses de soufflage utilisées avec ce montage ont un facteur géométrique de 5, c'est-à-dire qu'elles ont des dimensions 5 fois plus grandes que des buses de soufflage industrielles.

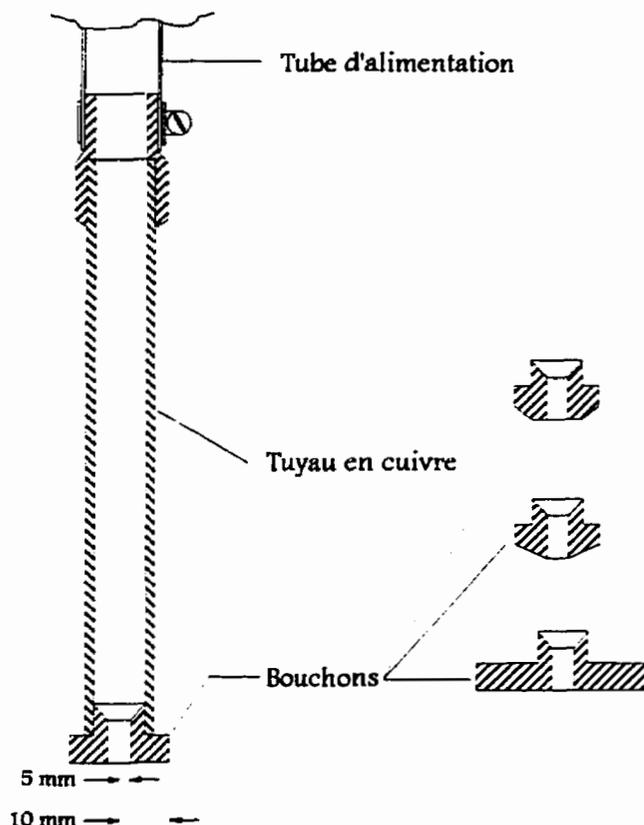
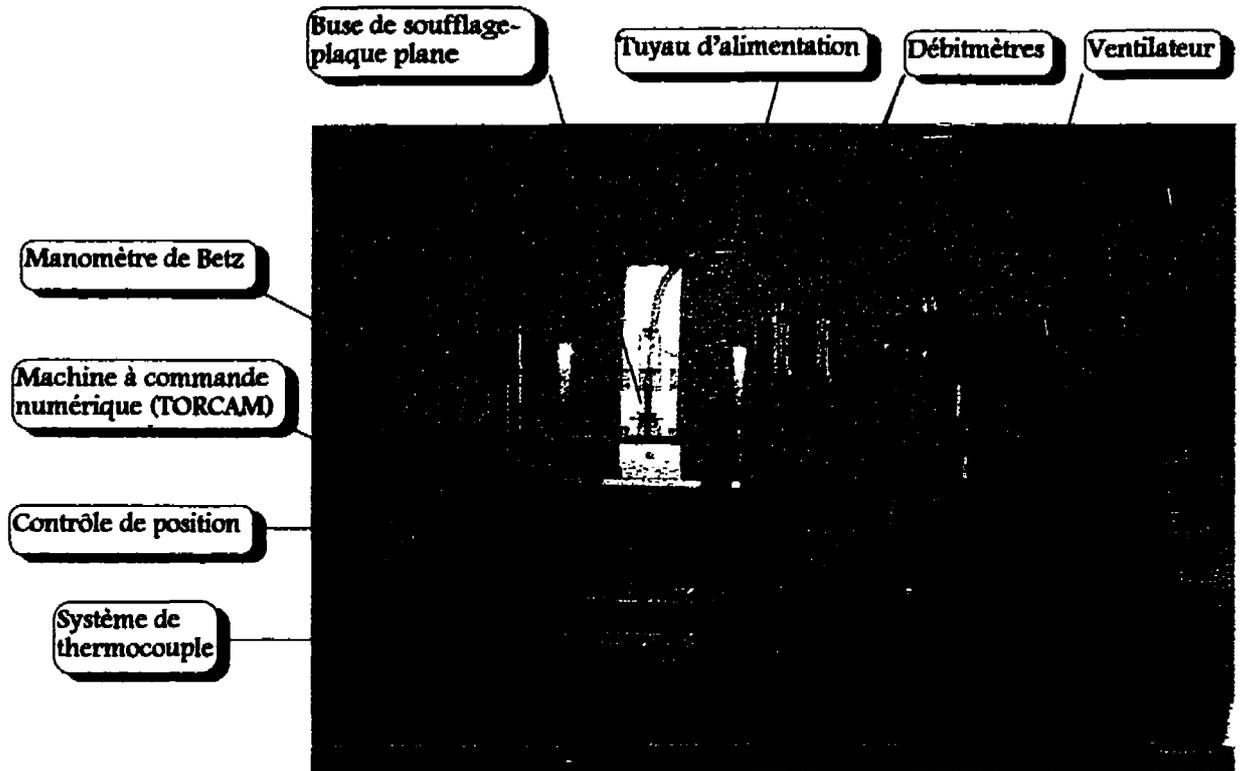
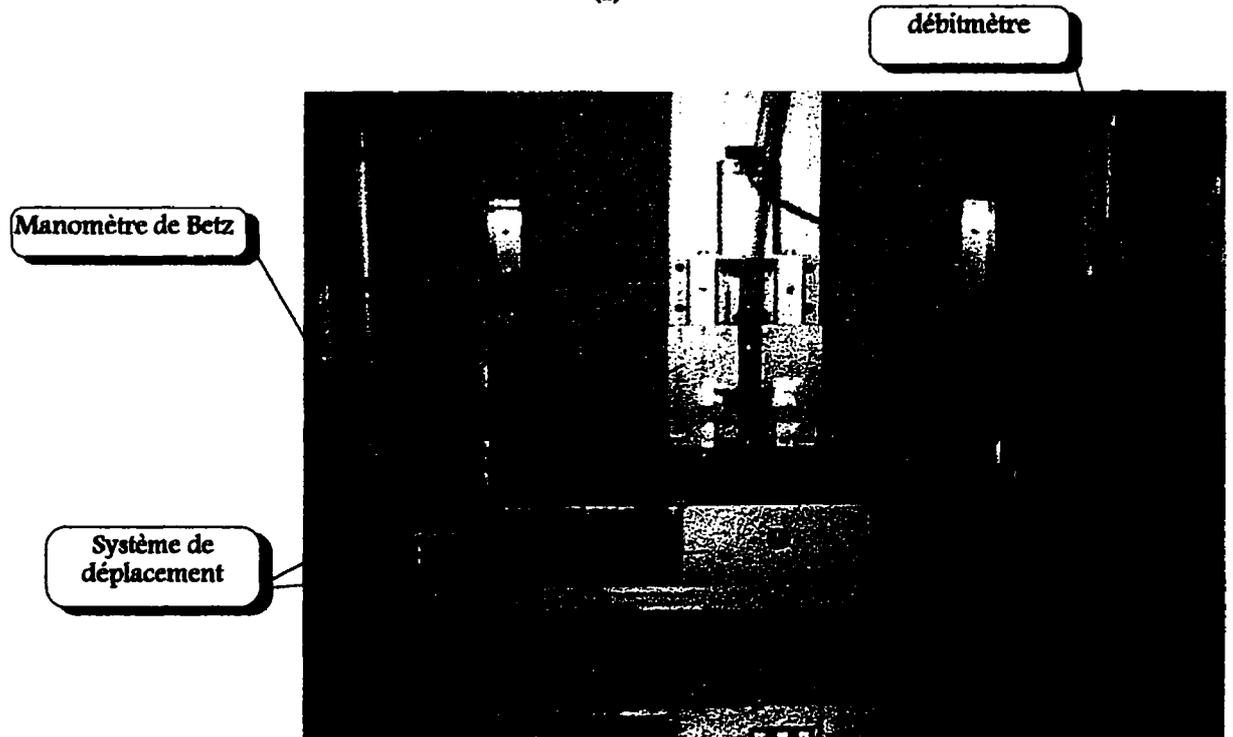


FIGURE 3.11: SCHÉMA DES BUSES DE SOUFFLAGE

Les figures 3.12 (a), (b) et (c), illustrent par photographies le montage expérimental. La première figure illustre une vue globale du montage. Il est possible de voir sur cette figure le ventilateur (à droite) et la machine à commande numérique (à gauche). Un agrandissement du système de déplacement de la machine à commande numérique est donné à la figure 3.12 (b). Sur cette même figure sont visibles le manomètre, le débitmètre et le thermocouple. La dernière photo illustre le système buse de soufflage-plaque plane. Le système de déplacement selon «z» est également très visible sur cette figure.

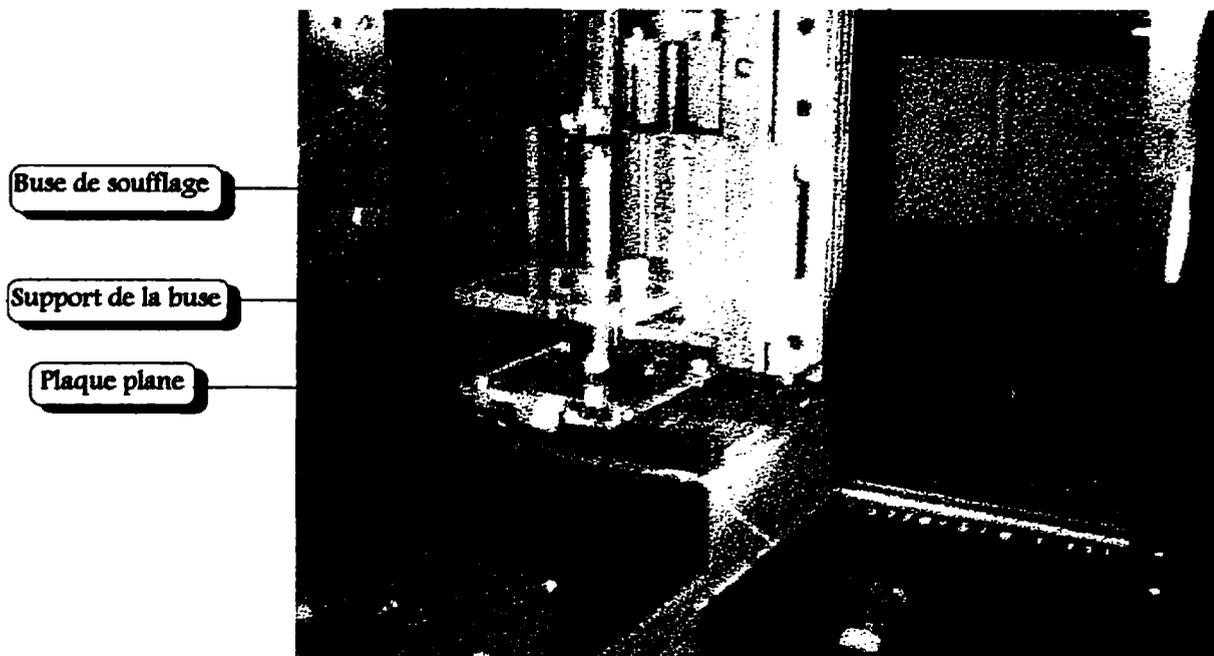


(a)



(b)

FIGURE 3.12: PHOTOGRAPHIES DU MONTAGE EXPÉRIMENTAL



(c)

FIGURE 3.12 (SUITE): PHOTOGRAPHIES DU MONTAGE EXPÉRIMENTAL

Les résultats expérimentaux présentés dans ce chapitre servent à compléter les résultats numériques décrits à la section précédente. Effectivement, on s'intéresse également aux effets du nombre de Reynolds et de la distance séparant la buse du plan. Quelques cas types sont étudiés pour chacun des cas.

3.3.2 Résultats expérimentaux

Les résultats expérimentaux sur les effets du nombre de Reynolds sur la distribution de la pression pariétale sont présentés à la figure 3.13. Sur cette même figure sont également présentées les courbes numériques correspondantes. On voit qu'il existe une très bonne concordance pour les trois cas illustrés. Les résultats expérimentaux confirment donc les remarques effectuées sur les distributions numériques, c'est-à-dire que plus le nombre de Reynolds est important, plus le minimum de pression devient important.

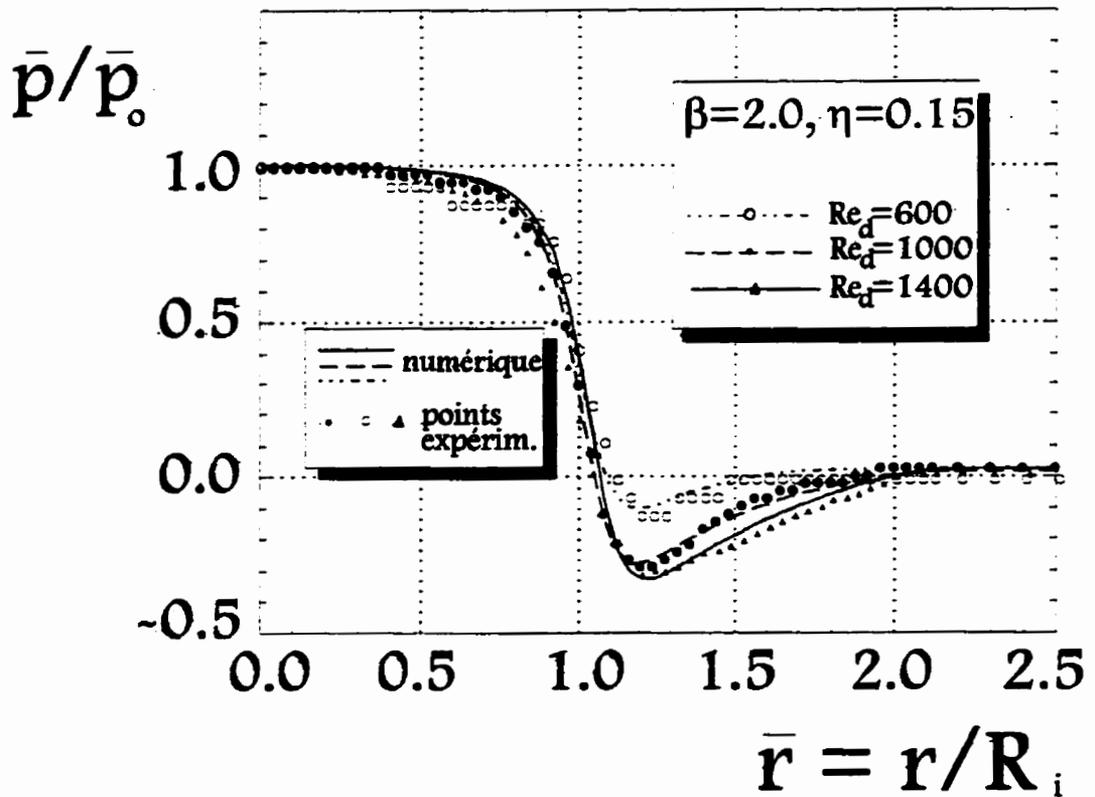
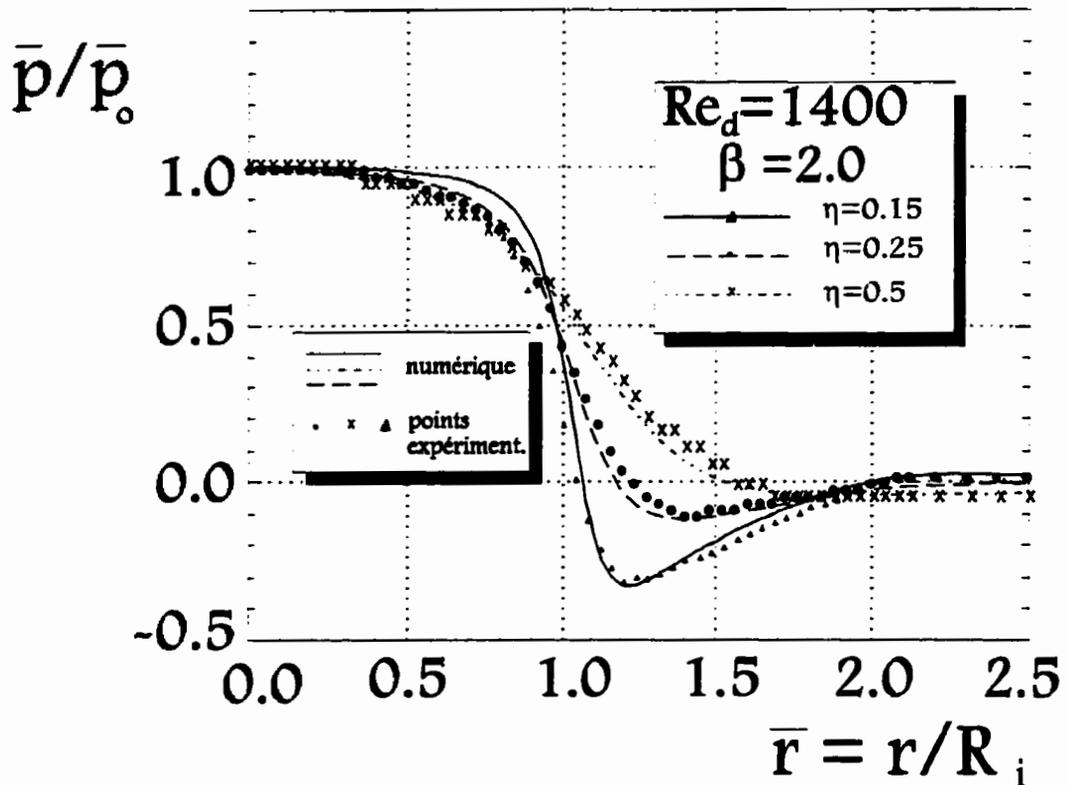


FIGURE 3.13: RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX SUR LES EFFETS DU NOMBRE DE REYNOLDS SUR LA LA PRESSION PARIÉTALE

La figure 3.14 illustre les résultats de l'étude des effets de la distance η sur l'écoulement. On voit également sur cette figure que les résultats expérimentaux concordent très bien avec ceux obtenus numériquement. Les mêmes conclusions peuvent également être tirées. On remarque que plus l'espace entre la buse et le plan est petit, plus la pression négative devient importante. Également, on voit que la chute de pression pour les cas où η est plus important se fait beaucoup plus graduellement en comparaison avec les cas où la distance séparant les deux surfaces est faible.

FIGURE 3.14: RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX SUR LES EFFETS DE LA DISTANCE η SUR LA PRESSION PARIÉTALE

La figure 3.15 illustre les variations dans le débit et dans la pression au point d'arrêt ($r=0$) en fonction de la distance η . La pression à ce point est normalisée par rapport à la pression d'alimentation et le débit est normalisé par rapport au débit maximum. Les résultats montrent qu'avec une augmentation dans la distance η , la pression d'arrêt diminue et le débit augmente en conséquence, ce qui est tout à fait prévisible.

La variation de pression en fonction de la distance η est très importante en métrologie pneumatique; c'est la définition de la sensibilité. Bien que les résultats présentés dans ce chapitre ne proviennent pas d'un appareil métrologique mais plutôt d'un montage simplifié, il est quand même possible de voir comment la pression à la paroi de la plaque plane varie en fonction d'un changement dans la distance η . La figure 3.16 illustre le changement dans la variation de pression en fonction d'un changement dans la distance η .

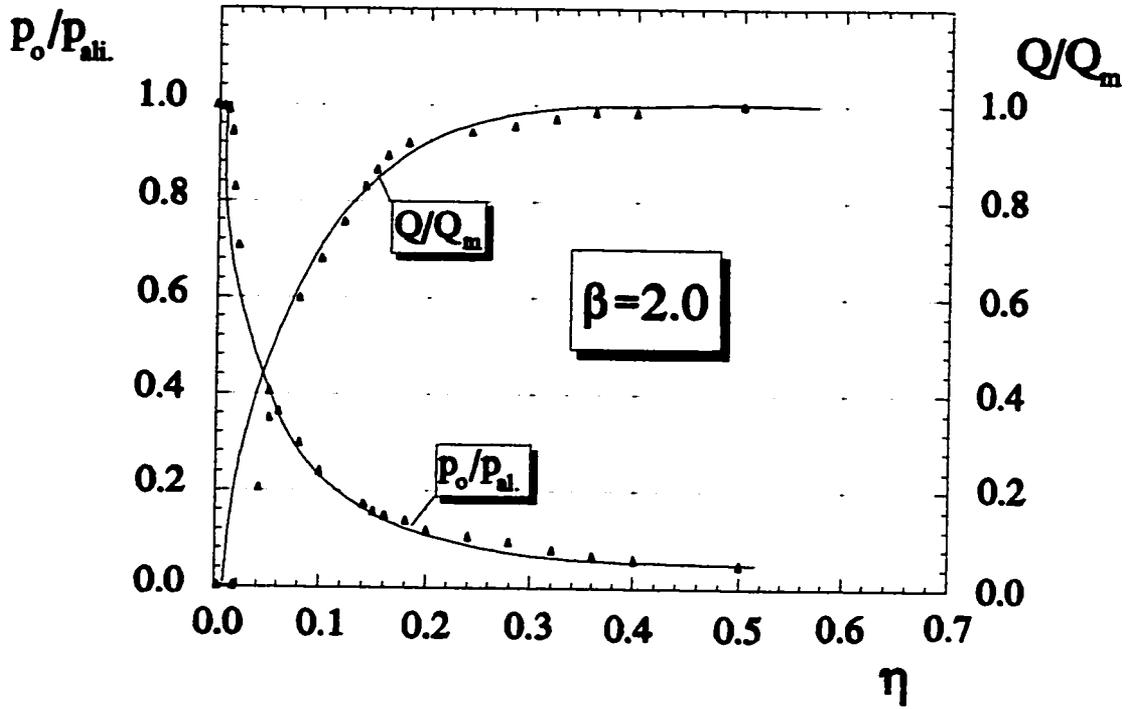


FIGURE 3.15: RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX SUR LES EFFETS DE η SUR LE DÉBIT ET LA PRESSION À LA SECTION D'ARRÊT

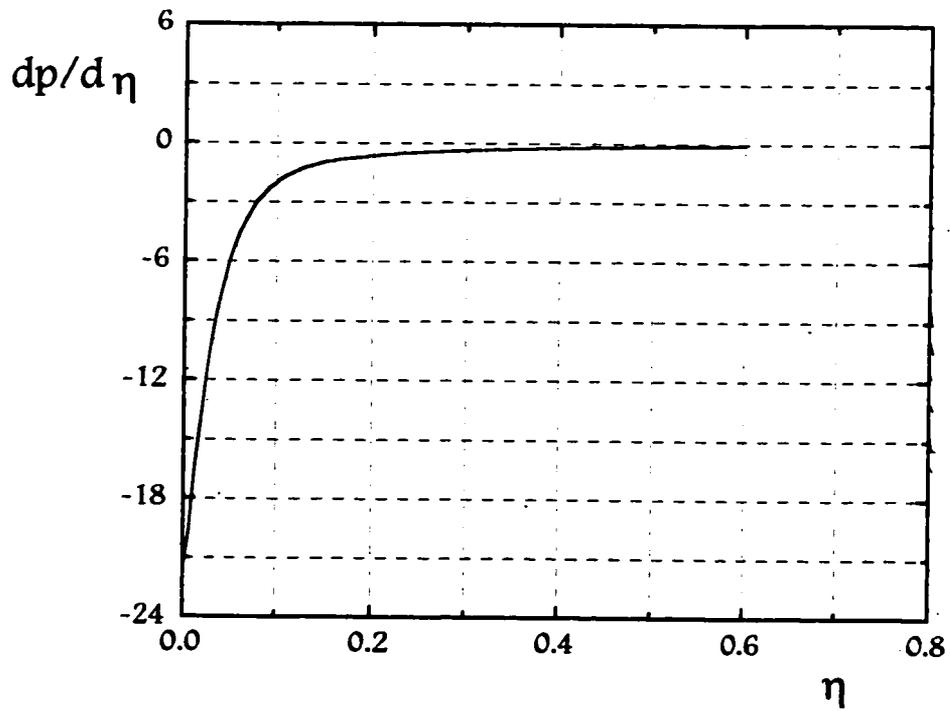


FIGURE 3.16: RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX SUR LES EFFETS DE η SUR LE GRADIENT DE PRESSION

La dernière figure illustre que pour la situation étudiée, la pression est très sensible à un changement dans la distance η jusqu'à environ $\eta=0.1$ et relativement sensible entre $\eta=0.1$ et 0.2 , ce qui correspond habituellement à la gamme d'utilisation d'un appareil métrologique. On remarque que dans un appareil industriel, l'utilisation d'un gicleur à l'intérieur de l'appareil couplé avec le contrôle de la pression d'alimentation permet d'étendre ou de rétrécir la gamme d'utilisation de l'appareil.

Au prochain chapitre, ces dernières courbes, soit celles des figures 3.15 et 3.16, seront comparées avec celles obtenues pour différentes géométries de buses de soufflage afin d'étudier l'influence de ces géométries sur la sensibilité des appareils.

3.4 RÉSUMÉ

Une étude de l'écoulement entre une buse de soufflage et une plaque plane pour une configuration géométrique typique a été effectuée à l'intérieur de ce chapitre. Il a été remarqué que pour une grande partie des cas étudiés, une zone tourbillonnaire apparaît à la surface frontale de la buse de soufflage. Ce tourbillon est possiblement à la source des problèmes d'encrassement des buses dans les cas d'applications industrielles, tel que soupçonné dans les travaux expérimentaux de Florent (1989).

Les effets du nombre de Reynolds et de la distance de soufflage « η » ont également été étudiés à l'intérieur de ce présent chapitre. Il a été remarqué que pour les cas étudiés, plus le nombre de Reynolds est important, plus la zone tourbillonnaire devient importante. D'autre part, la pression maximale à la section d'arrêt et la valeur de la pression minimale deviennent également plus importantes avec une augmentation dans le nombre de Reynolds.

Concernant les effets de la distance de soufflage « η », lorsque cette distance est suffisamment élevée, la zone tourbillonnaire est remplacée par un écoulement entrant-sortant. Par contre, lorsque cette distance devient relativement petite, la zone

tourbillonnaire devient beaucoup moins importante. Les effets de ce paramètre sur la pression pariétale sont également très prévisibles. Effectivement, la pression pariétale devient moins importante en fonction d'une augmentation de « η ».

Le changement de la pression en fonction d'une distance η a également été étudié. Les résultats ont montré que pour la configuration du montage expérimental, le gradient de pression était beaucoup plus important pour des distances $\eta \leq 0.2$. Ce point prendra de l'importance au prochain chapitre lorsque la géométrie des buses de soufflage sera étudiée.

De manière générale, l'intensité de la composante radiale de la vitesse dans la nappe tourbillonnaire près de la surface frontale de la buse est très faible vis-à-vis celle sortant près de la plaque. Cette condition est observée pour la buse classique pour tous les cas considérés. Il semble donc impossible d'éliminer cette nappe tourbillonnaire si on garde cette même configuration classique. Le tableau 3.3 résume les résultats obtenus dans ce chapitre:

TABLEAU 3.3: RÉSUMÉ DES RÉSULTATS DU CHAPITRE 3

Cas étudiés	Remarques
Augmentation du nombre de Reynolds (Re_d)	<ul style="list-style-type: none"> ● Agrandissement de la zone de recirculation jusqu'à $Re_d \cong 1400$. À partir de cette valeur, la région tourbillonnaire couvre toute la surface frontale de la buse de soufflage. ● Augmentation de la pression à la section d'arrêt, diminution de la pression minimale. ● Diminution de la pression minimale normalisée (jusqu'à $Re_d \cong 1400$).
Augmentation de la distance η ($\eta = \delta/R_i$)	<ul style="list-style-type: none"> ● Agrandissement de la zone de recirculation jusqu'à $\eta \cong 0.15$, après quoi il y a entraînement du milieu ambiant. ● Augmentation de la pression minimale et de la pression minimale normalisée, diminution de la pression à la section d'arrêt.

CHAPITRE 4

ÉTUDE DES EFFETS DE LA GÉOMÉTRIE DE LA BUSE DE SOUFFLAGE DANS LE CAS D'UN ÉCOULEMENT RADIAL INCOMPRESSIBLE

4.1 INTRODUCTION

Un des objectifs principaux de ce présent travail est d'avancer des solutions possibles au problème d'encrassement des buses de soufflage dans le milieu industriel. À l'intérieur de ce présent chapitre, une étude détaillée de l'influence de la géométrie de la buse de soufflage sera faite. Pour ce faire, quelques modifications simples à la géométrie classique présentée au chapitre précédent seront effectuées. Ces changements permettront, à divers degrés, de diminuer l'ampleur voir éliminer la zone de dépression située à proximité de la paroi.

Outre le champ d'écoulement global, incluant les régions tourbillonnaires, ce chapitre aura également pour but d'étudier l'influence de ces géométries sur la sensibilité des appareils de contrôle dimensionnel pneumatique. On cherche donc ici de trouver une géométrie qui permettra d'éliminer les nappes tourbillonnaires sans pour autant diminuer la sensibilité des appareils de contrôle dimensionnel pneumatique.

La présentation de ce chapitre se fera de la même façon que le chapitre précédent, c'est-à-dire que les résultats seront répartis en résultats numériques et expérimentaux. Des comparaisons entre les résultats numériques et expérimentaux seront également effectuées.

4.2 RÉSULTATS NUMÉRIQUES

4.2.1 Modifications internes à la buse de soufflage

La zone tourbillonnaire trouvée dans les résultats présentés au chapitre précédent pourraient possiblement être éliminée en arrondissant le coin intérieur de la buse de soufflage afin de permettre l'élimination d'un changement brusque de section (figure 4.1).

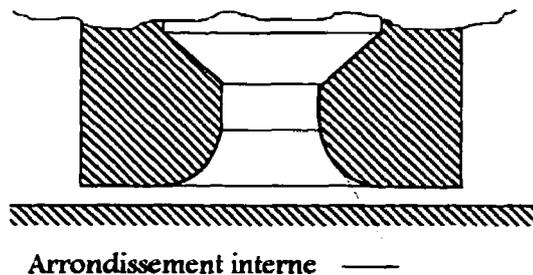


FIGURE 4.1: ARRONDISSEMENT INTERNE DE LA BUSE DE SOUFFLAGE

À l'intérieur de cette section, deux différentes modifications dites «internes» seront étudiées, elles sont présentées à la figure 4.2. On remarque que les études porteront sur l'influence d'un chanfrein interne pour le cas illustré à la figure 4.2 (a) et le rayon de courbure pour le cas illustré à la figure 4.2 (b). Un résumé des cas étudiés est donné au tableau 4.1.

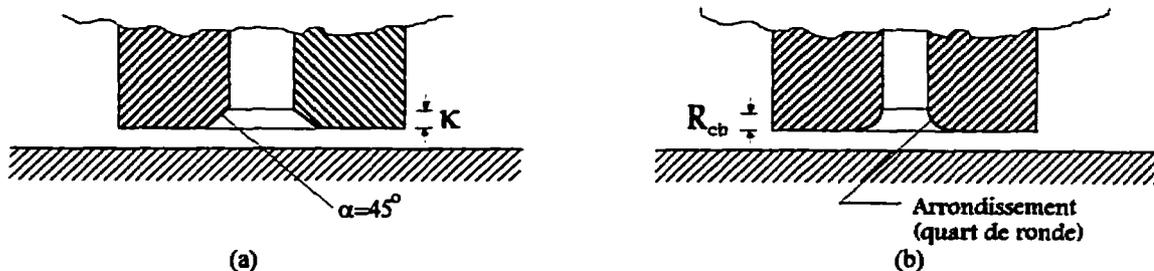


FIGURE 4.2: GÉOMÉTRIES ÉTUDIÉES POUR LES MODIFICATIONS INTERNES DE LA BUSE DE SOUFFLAGE NORMALE

TABLEAU 4.1: CAS ÉTUDIÉS DANS LES MODIFICATIONS INTERNES

	Cas étudiés	Section
Buse chanfreinée interne		
$Re_d = 1400, \beta = 2.0, \eta = 0.15$	$\kappa = 0.25$ $\kappa = 0.33$ $\kappa = 0.5$	4.2.1.1
Buse arrondie à l'intérieur		
$Re_d = 1400, \beta = 2.0, \eta = 0.15$	$R_{cb} = 0.25$ $R_{cb} = 0.33$ $R_{cb} = 0.5$	4.2.1.2

4.2.1.1 Chanfrein interne

La première géométrie étudiée est celle incorporant un chanfreinage interne (figure 4.2 a). Ce type de géométrie a été sommairement étudié expérimentalement par [Florent, 1989]. Dans ce rapport, seul le cas d'un chanfreinage complet est étudié, figure 4.3. Il a été trouvé que bien que la zone dépressionnaire disparaisse complètement, il semblerait par contre que l'appareil est moins sensible aux changements de distances $\delta - \delta_0$, en comparaison avec les buses normales et celles incorporant certaines modifications à la géométrie extérieure. Dans ce présent travail, des chanfreins partiels seront considérés, où varie la distance « κ » illustrée à la figure 4.4. Les influences sur la sensibilité seront également considérées à la fin du chapitre.

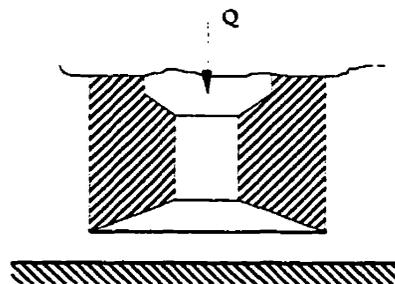


FIGURE 4.3: CAS ÉTUDIÉ DANS LA RÉFÉRENCE [FLORENT, 1989]

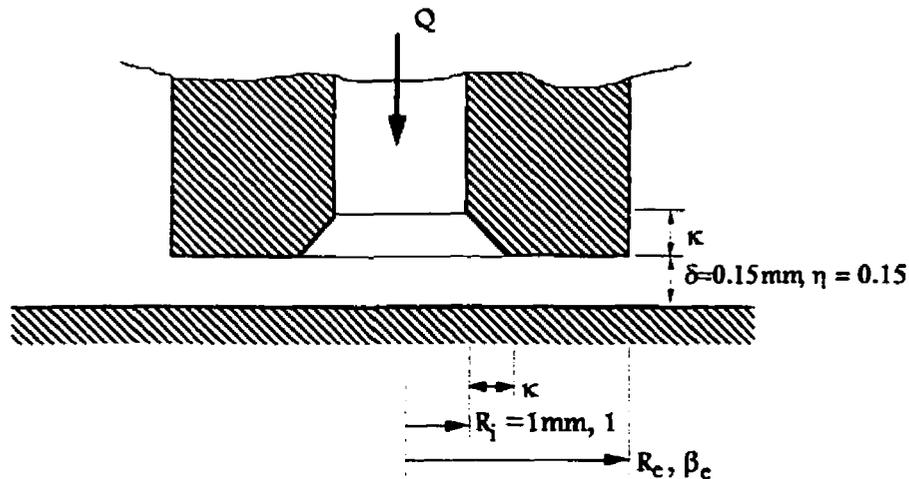


FIGURE 4.4: BUSE DE SOUFFLAGE AVEC CHANFREIN INTERNE

Le chanfrein est effectué à partir de la buse de soufflage classique étudiée au chapitre précédent. On note que l'angle du chanfrein est effectuée à un angle de 45°. Toutes les autres dimensions et paramètres, incluant les rayons interne ($R_i = 1\text{mm}$, $R_i/R_c = 1.0$) et externe de la buse et la distance séparant la buse et la plaque η , sont gardés constants et sont les mêmes que ceux utilisés dans les cas étudiés précédemment ($\beta=2.0$, $\eta=0.15$). Le nombre de Reynolds de soufflage est également gardé constant à la même valeur que la majorité des travaux du chapitre précédent, soit de $Re_d = 1400$. Donc, seule l'influence du paramètre « κ » sera étudié à l'intérieur de cette section.

Aux figures 4.5 (a), (b), (c) et(d) sont présentés les résultats sous forme de lignes de courant pour quatre cas, soit respectivement, ceux où $\kappa = 0$ (buse classique), 0.25, 0.33 et 0.5. Une comparaison des courbes de distribution de pression pariétale est présentée à la figure 4.6.

CHAPITRE 4: Étude des effets de la géométrie de la buse de soufflage dans le cas d'un écoulement radial incompressible

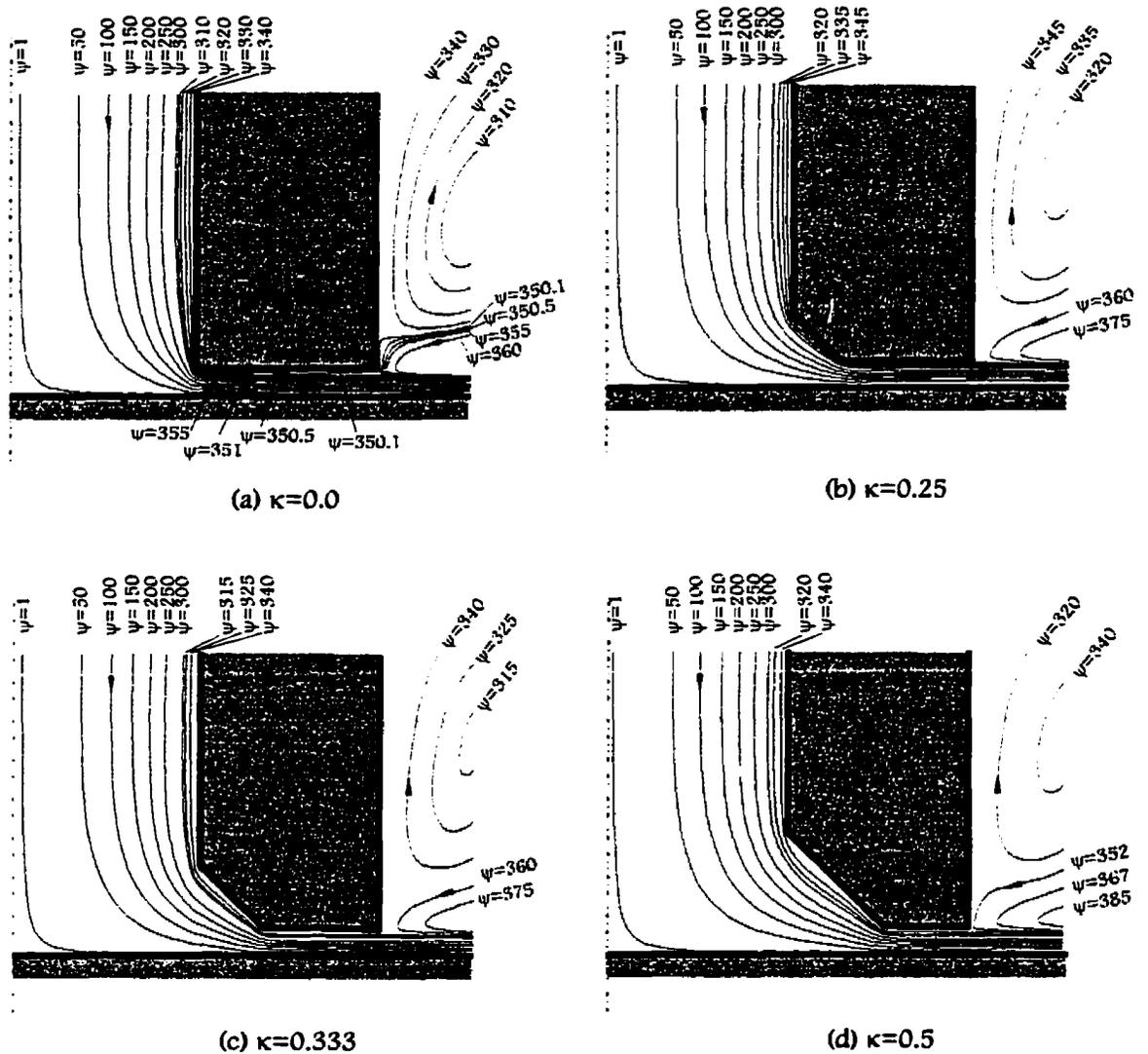


FIGURE 4.5: EFFETS D'UN CHANFREINAGE INTERNE SUR LE CHAMP D'ÉCOULEMENT.

À l'aide des figures 4.5 a, b, c et d, on voit très bien que le tourbillon trouvé dans le cas de la buse classique semble disparaître dans tous les cas de chanfreinage interne étudiés à l'intérieur de cette section. Les changements dans la section d'écoulement sont, dans ces cas, beaucoup plus graduels et sont sûrement la cause de l'élimination du tourbillon.

La figure illustrant la comparaison des distributions de la pression pariétale, figure 4.6, démontre que plus le chanfrein est important, plus le minimum de la zone

dépressionnaire perd de l'importance. On voit également que l'étendue de la région de pression négative suit sensiblement la même tendance partout, soit environ la largeur de la surface frontale de la buse de soufflage (c'est-à-dire jusqu'à la limite extérieure de la buse de soufflage).

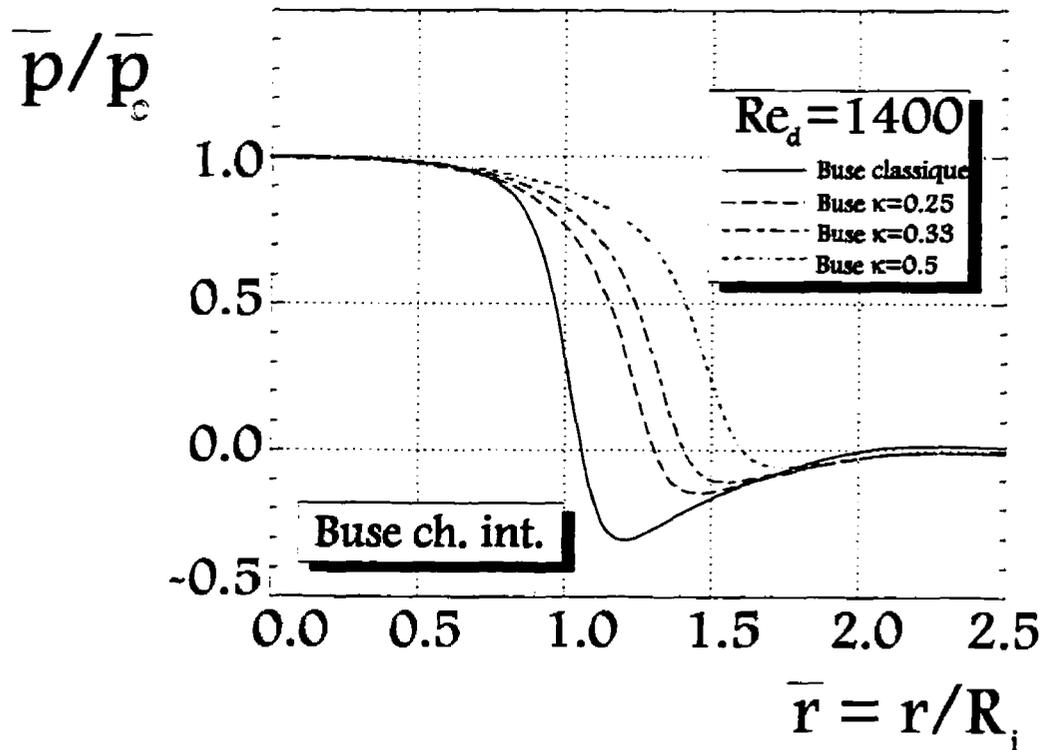


FIGURE 4.6: INFLUENCE D'UN CHANFREIN INTERNE SUR LA DISTRIBUTION DE LA PRESSION PARIÉTALE.

À l'aide de cette dernière figure, on remarque également que bien que la zone tourbillonnaire ait été éliminée à la surface de la buse de soufflage, la région de pression constante à la surface de la plaque plane demeure et semble augmenter avec une augmentation dans l'importance du chanfreinage. La courbe se déplace donc vers la droite pour donner un minimum de pression près de la section la plus petite, située à l'endroit où se termine le chanfrein (à une distance « $\kappa + 1.0$ » du centre d'injection), ce qui est tout à fait normal en considérant l'accélération de l'écoulement dû au rétrécissement de la section d'écoulement à cet endroit.

Ces résultats permettent d'observer que la zone dépressionnaire est due non seulement à un vena contracta de l'écoulement mais aussi au rétrécissement géométrique de la buse.

4.2.1.2 Buse arrondie

Le deuxième cas étudié à l'intérieur de ce chapitre est le cas où la buse est arrondie à l'intérieur, tel que décrit à l'aide de la figure 4.2 (b) et au tableau 4.1. La figure 4.7 illustre ce présent cas en donnant les divers paramètres géométriques qui demeurent constants (le rayon interne, β et η) de même que le paramètre étudié, soit celui du rayon de courbure R_{cb} . Le nombre de Reynolds demeure également constant, soit $Re_d = 1400$. Les rayons de courbure choisis seront compatibles avec ceux de « κ » étudiés dans la section précédente ($R_{cb} = 0.25, 0.333$ et 0.5).

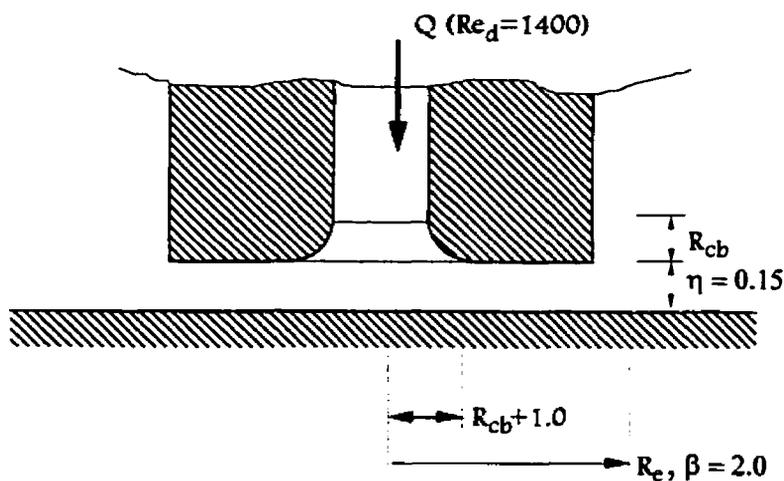


FIGURE 4.7: BUSE DE SOUFFLAGE AVEC ARRONDISSEMENT INTERNE

Les résultats pour les cas étudiés dans cette section sont présentés aux figures 4.8 (a, b, c et d) et 4.9. À la première figure, on retrouve le cas de la buse classique, c'est-à-dire pour le cas où le changement de section est brusque ($R_{cb} = 0$). Les figures 4.8 (a), (b), (c) et (d) respectivement les cas où $R_{cb} = 0.25, 0.33$ et 0.5 .

CHAPITRE 4: Étude des effets de la géométrie de la buse de soufflage dans le cas d'un écoulement radial incompressible

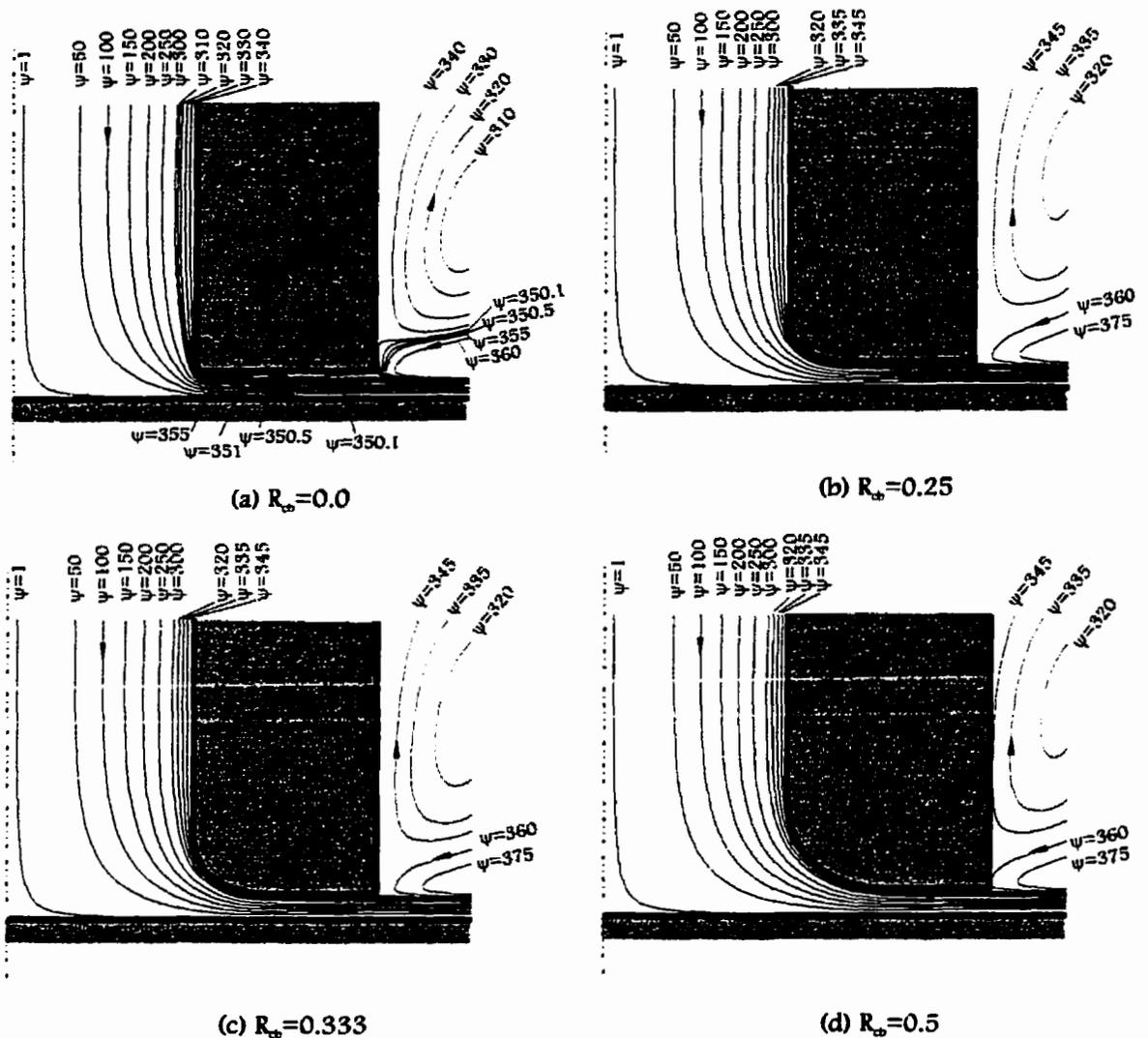


FIGURE 4.8: INFLUENCE DE L'ARRONDISSEMENT INTERNE SUR LE CHAMP D'ÉCOULEMENT

Bien qu'en admettant qu'il existe encore une possibilité de formation de nappes tourbillonnaires, la région tourbillonnaire semble disparaître complètement avec un arrondissement interne pour les cas étudiés.

La figure 4.9 illustre la comparaison des résultats obtenus dans cette section par distribution de pression pariétale.

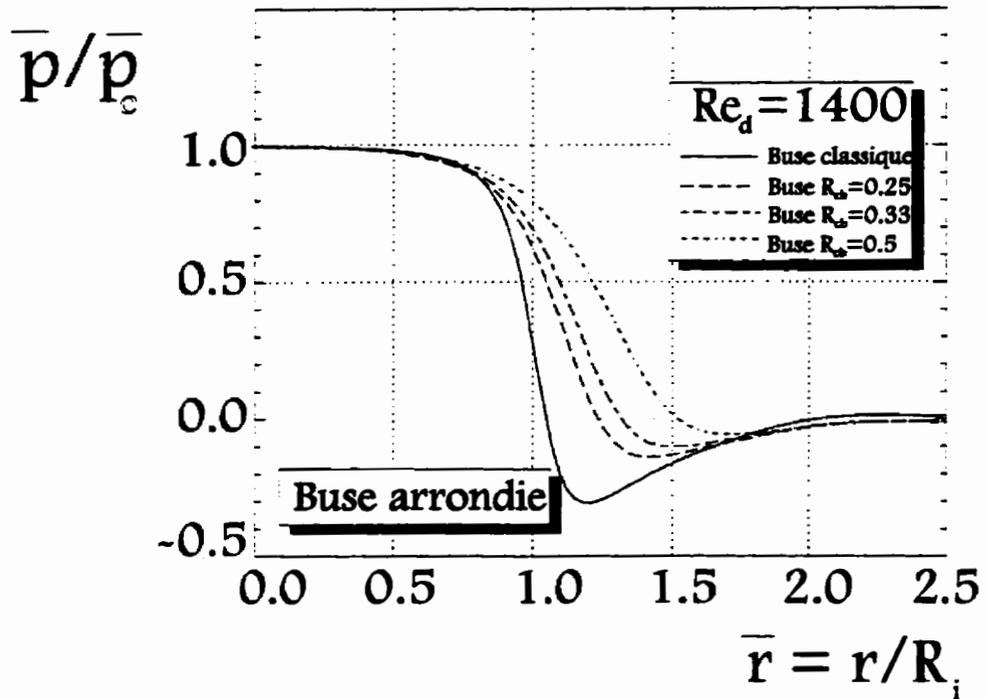


FIGURE 4.9: INFLUENCE DE L'ARRONDISSEMENT INTERNE SUR LA DISTRIBUTION DE LA PRESSION PARIÉTALE

À l'aide de cette dernière figure, on remarque également que la région de pression constante à la surface de la plaque plane augmente avec une augmentation dans l'importance du chanfrein. La courbe se déplace donc vers la droite pour donner un minimum de pression près de la section la plus petite, située à l'endroit où se termine l'arrondissement (soit à une distance « $R_c + 1.0$ » du centre d'injection), ce qui est tout à fait normal en considérant l'accélération de l'écoulement dû au rétrécissement à cet endroit. La comparaison avec la buse classique est donc également prévisible dans le sens où le minimum de pression est beaucoup plus important et une valeur négative de pression recouvre également toute la surface frontale de la buse de soufflage.

La figure 4.10 illustre une comparaison de quelques cas obtenus dans cette première partie du chapitre. La figure illustre une comparaison entre le cas de la buse classique avec ceux d'une buse arrondie avec $R_{cb} = 0.25$ et d'une buse chanfreinée à l'interne de $\kappa = 0.25$. En fait, on voit que le minimum relatif des deux cas incorporant des modifications est

sensiblement le même. Par contre, on voit bien que la courbe de la buse avec l'arrondissement est plus près de celle de la buse classique en comparaison avec celle incorporant un chanfreinage. Ceci peut être expliqué par l'élargissement de la section d'écoulement qui est beaucoup plus graduel près des extrémités (figure 4.11).

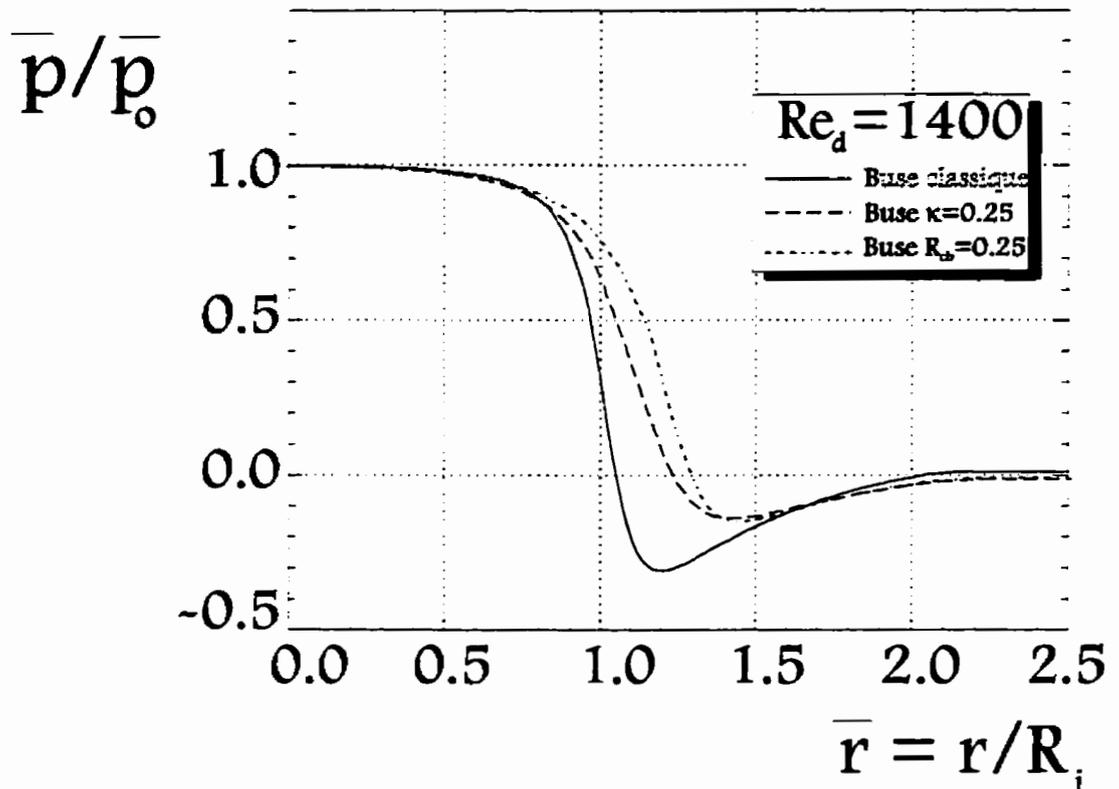


FIGURE 4.10: COMPARAISONS ENTRE LA BUSE CLASSIQUE, LA BUSE CHANFREINÉE INTÉRIEUREMENT ET LA BUSE ARRONDIE

Cette figure illustre très bien l'augmentation dans les sections d'écoulement pour les deux cas considérés. On voit que dans le cas de la buse arrondie, la diminution de la section d'écoulement se fait beaucoup plus graduellement. On voit par la suite, dans les deux cas, l'augmentation graduelle de la section d'écoulement en fonction du rayon.

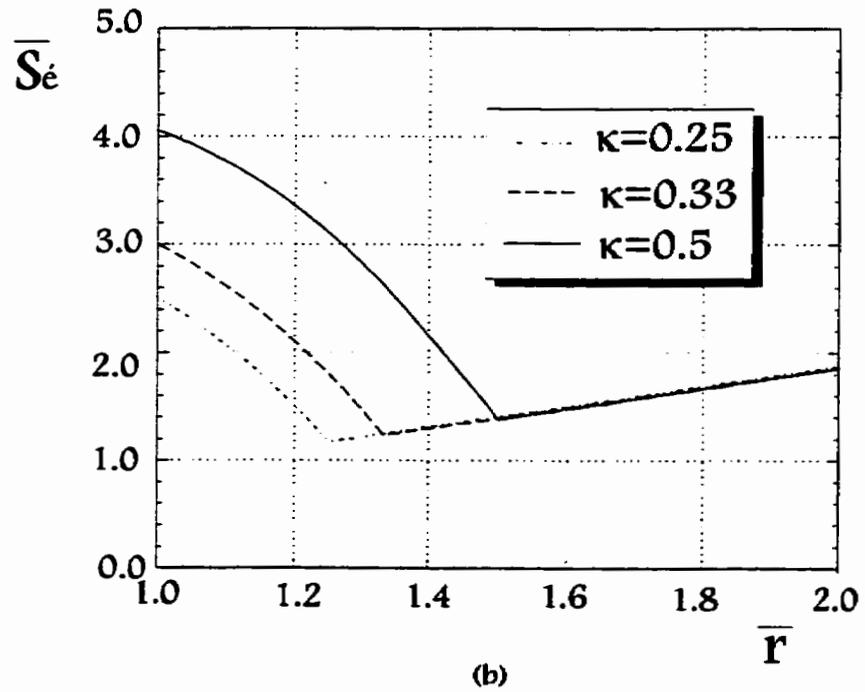
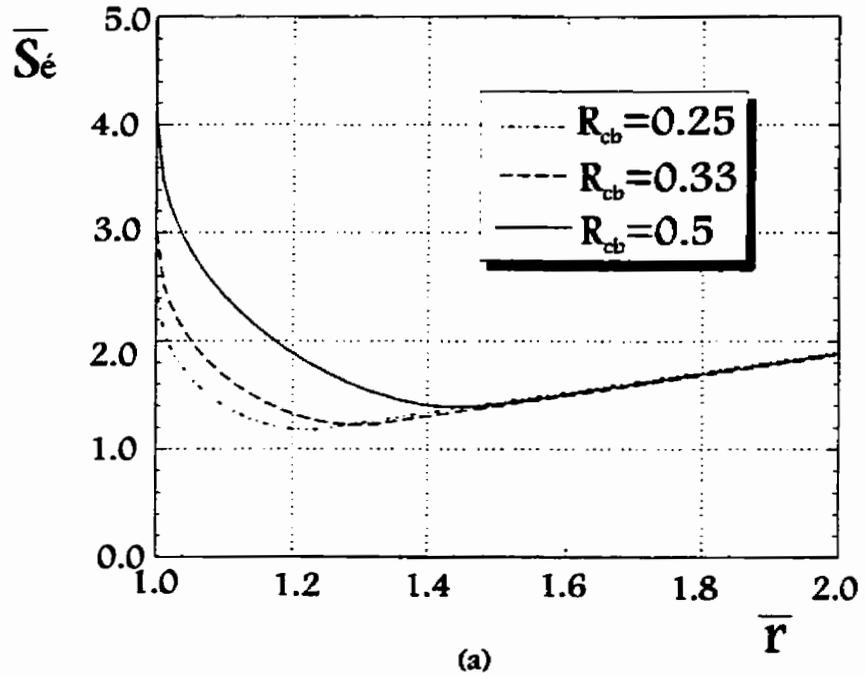


FIGURE 4.11: SECTIONS D'ÉCOULEMENT EN FONCTION DU RAYON

Remarques générales sur les modifications internes:

Il est maintenant possible de faire quelques remarques générales sur les effets des modifications internes à la buse de soufflage:

- l'arrondissement interne a à peu près le même effet qu'un chanfreinage interne,
- la zone tourbillonnaire semble disparaître dans les deux cas,
- la dépression demeure mais son importance est diminuée, ce qui est attribuable au rétrécissement géométrique de la section d'écoulement.

Les effets de ce type de modifications sur la sensibilité d'un appareil métrologique seront discutés à la section traitant les résultats expérimentaux. Dans ce qui suit, certaines modifications externes à la buse de soufflage seront étudiées.

4.2.2 Modifications externes

La première partie de ce chapitre a traité des modifications internes à la buse de soufflage classique. Il est également possible de concevoir certaines modifications à la buse de soufflage classique mais portant plutôt sur des changements à la géométrie externe, c'est-à-dire que la section d'entrée de la buse de soufflage n'est pas affectée par les changements. Les modifications qui seront étudiées dans cette section sont présentées globalement aux figures 4.12 (a, b et c). À la première figure (figure 4.12 a) on voit une représentation de la largeur de la surface frontale de la buse. Les effets de modifications à cette largeur de même que ceux d'un chanfreinage partiel (figure 4.12 c) ou complet (figure 4.12 b) de la buse de soufflage seront étudiés à l'intérieur de cette présente section.

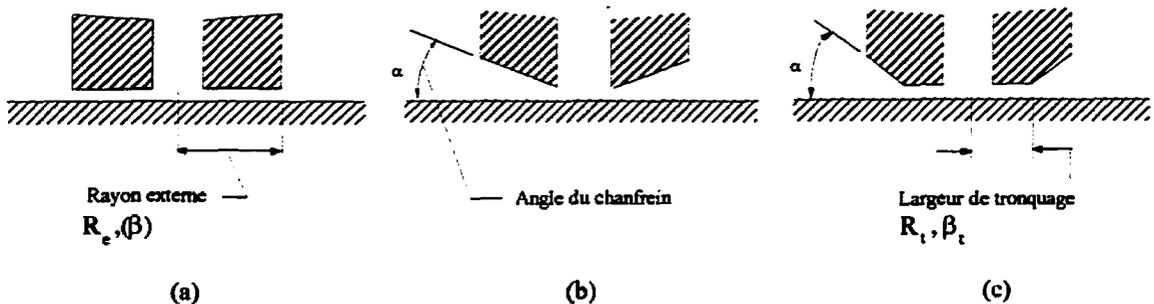


FIGURE 4.12: GÉOMÉTRIES EXTERNES ÉTUDIÉES

Un résumé des cas étudiés à l'intérieur de cette section est donné au tableau 4.2 suivant:

TABLEAU 4.2: CAS ÉTUDIÉS POUR LES MODIFICATIONS EXTÉRIEURES

	Cas étudiés	Section
Influence de la surface frontale β		
$Re_d = 1400, \eta = 0.15$	$\beta = 1.1$ $\beta = 1.25$ $\beta = 1.5$ $\beta = 1.75$ $\beta = 2.0$ $\beta = 3.0$	4.2.2.1
Cas spécial où $Re_d = 1400, \eta = 0.25$ et $\beta = 3.0$		4.2.2.2
Buse chanfreinée (influence de l'angle du chanfrein α)		
$Re_d = 1400, \beta = 2.0, \eta = 0.15$	$\alpha = 0^\circ$ (Buse class.) $\alpha = 10^\circ$ $\alpha = 20^\circ$ $\alpha = 25^\circ$ $\alpha = 30^\circ$ $\alpha = 45^\circ$	4.2.2.3
Buse chanfreinée et tronquée (influence de la largeur de la surface frontale)		
$Re_d = 1400, \beta = 2.0, \eta = 0.15$ $\alpha = 45^\circ$	$\beta_t = 2.0$ (Buse class.) $\beta_t = 1.75$ $\beta_t = 1.5$ $\beta_t = 1.25$ $\beta_t = 1.0$ (Buse chanf.)	4.2.2.4

4.2.2.1 Influence de la surface frontale d'une buse de soufflage

Au chapitre précédent, le cas d'une géométrie standard a été étudié. C'est-à-dire que les dimensions de la buse ont été fixées à des valeurs correspondantes à celles les plus communes dans des applications en métrologie industrielle. Il est quand même possible de faire quelques modifications simples à cette géométrie de base qui pourraient peut-être éliminer le problème d'encrassement décrit antérieurement dans ce travail. La première modification consiste à réduire la surface frontale de la buse de soufflage, c'est-à-dire de réduire le rayon externe de la buse (R_e ou β), voir figure 4.13:

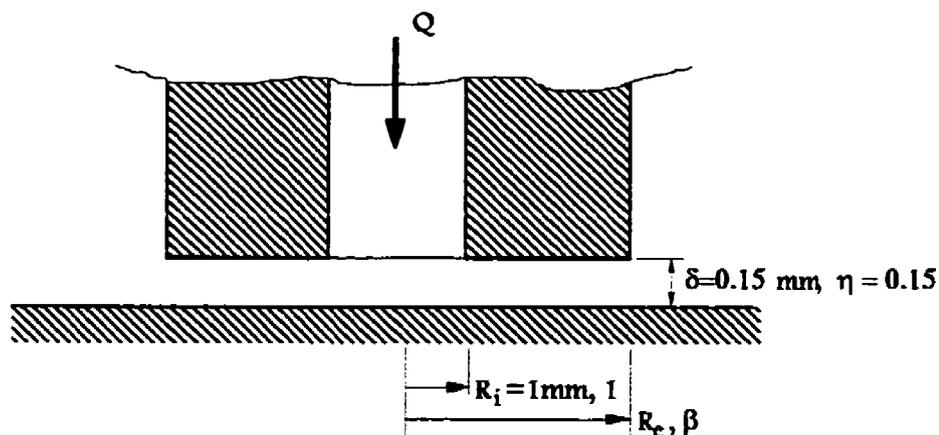


FIGURE 4.13: SURFACE FRONTALE DE LA BUSE DE SOUFFLAGE

a) Effets de la surface frontale de la buse sur le champ d'écoulement:

Les figures qui suivent illustrent les résultats obtenus dans cette section (figures 4.14 - 4.15) correspondant aux cas où $1.1 \leq \beta \leq 3.0$. À l'aide de ces figures, on voit très bien qu'il y a un agrandissement de la zone de recirculation avec une augmentation de la surface frontale de la buse de soufflage, ce qui est attendu. On remarque également que pour le nombre de Reynolds étudié, la région tourbillonnaire couvre toute la surface des buses étudiées, sauf pour celle où $\beta=3.0$, où elle couvre environ la moitié de la surface frontale. Pour les cas où $\beta = 1.1$ et 1.25 , on voit bien que l'écoulement est de type entrant-sortant. On observe la même chose sur les figures illustrant les profils de la composante radiale de vitesse (Annexe G).

CHAPITRE 4 - Étude des effets de la géométrie de la buse de soufflage dans le cas d'un écoulement radial incompressible

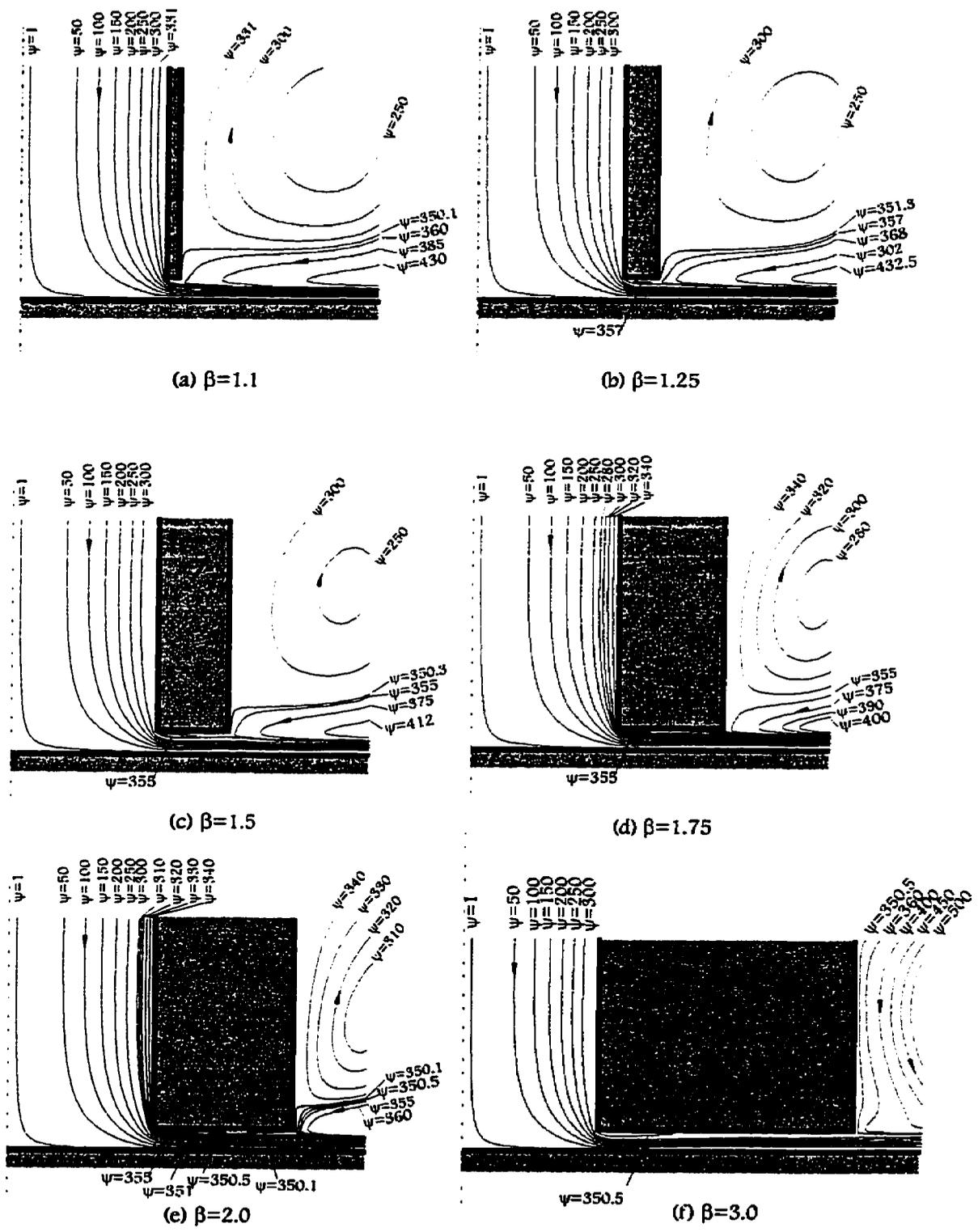


FIGURE 4.14: INFLUENCE DE LA SURFACE FRONTALE DE LA BUSE DE SOUFFLAGE SUR LE CHAMP D'ÉCOULEMENT

b) Effets de la surface frontale de la buse sur la distribution de pression pariétale:

Concernant les courbes de pression pariétale, l'étendue de la région dépressionnaire de même que son minimum prennent de l'importance avec une augmentation dans la surface frontale (figure 4.15).

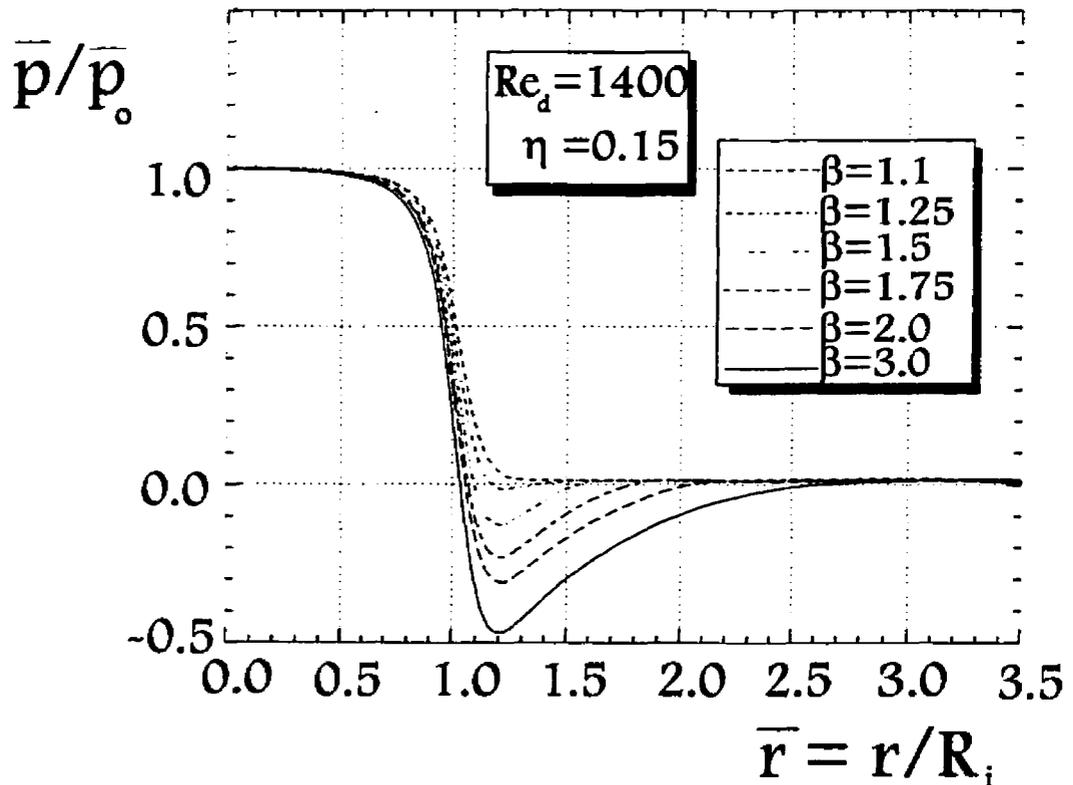


FIGURE 4.15: COMPARAISON DES COURBES DE DISTRIBUTION PRESSION PARIÉTALE SUR L'EFFET DE LA SURFACE FRONTALE

D'après certains travaux antérieurs, [McGinn, 1956] il est possible de retrouver une deuxième nappe tourbillonnaire dans le cas de l'écoulement radial entre deux plans parallèles si la distance η est plus importante. Cette deuxième nappe tourbillonnaire est située près de la paroi du plan. Ainsi, pour le cas où $Re_d = 1400$, $\beta = 3.0$ et $\eta = 0.25$, illustré à la figure 4.16, on voit qu'il existe effectivement deux tourbillons dans l'espace entre les deux surfaces. L'intensité des deux tourbillons, en particulier le deuxième, est relativement faible en comparaison avec l'écoulement sortant. Il est important d'éviter l'utilisation d'une buse ayant une surface frontale importante car elle peut permettre le développement de plusieurs nappes tourbillonnaires.

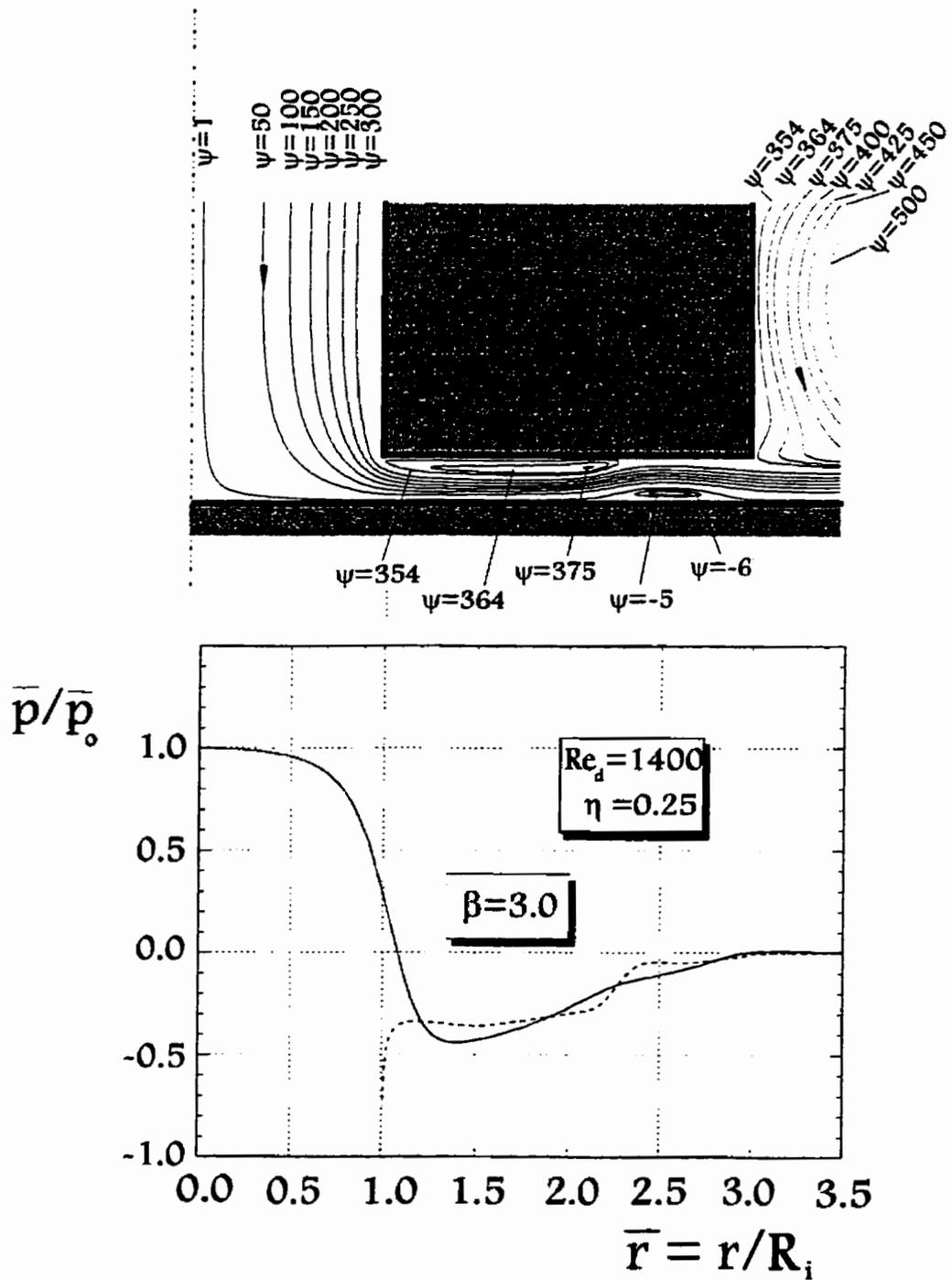


FIGURE 4.16: CAS OÙ $Re_d=1400$, $\beta=3.0$ ET $\eta=0.25$

4.2.2.2 Buse chanfreinée

Une autre possibilité pouvant faciliter la disparition des régions tourbillonnaires situées entre la buse de soufflage et la plaque plane serait de chanfreiner la buse de soufflage sur son rayon externe. Tel que décrit dans le tableau précédent, plusieurs angles de chanfreins sont étudiés dans ce travail, soit α variant entre 0° et 45° . Les figures 4.17 et 4.18 illustrent des cas où $\alpha = 0^\circ$ (buse classique), 5° , 10° , 15° , 20° , 25° , 30° et 45° .

On voit très bien qu'à partir d'un angle d' $\alpha=20^\circ$, le tourbillon est déjà éliminé. On remarque par contre qu'à partir de cette valeur, il existe un entraînement du fluide du milieu ambiant, ce qui paraît très plausible surtout considérant que l'écoulement est à faible vitesse. Il est possible que ce genre de situation entraîne de la saleté du milieu ambiant vers la buse de soufflage. Ce genre d'encrassement serait certainement moins nuisible que celui à la paroi d'une buse classique car la surface n'est pas parallèle à celle de la pièce à mesurer.

Il est intéressant de noter que pour les cas où $\alpha=5^\circ$, 10° et 15° , l'allure de l'écoulement est très particulier. En effet, on voit qu'il existe encore une région tourbillonnaire à la surface frontale de la buse de soufflage, par contre, on voit qu'il y a également décollement sur la plaque plane à un point légèrement à l'intérieur du volume entre les deux surfaces. Dans le cas où $\alpha=5^\circ$, il y a détachement de l'écoulement sortant et formation d'une nappe tourbillonnaire à la surface de la plaque plane. L'écoulement se rattache à la plaque plane plus loin en aval. Dans les deux autres cas, l'écoulement se détache complètement de la plaque plane et prend une direction qui n'est pas parallèle à la paroi. Ces résultats sont probablement dus aux effets de non-glissement aux surfaces des deux parois et un gradient de pression adverse. Pour les cas où $\alpha \geq 30^\circ$, on voit que l'allure générale de l'écoulement entre la buse de soufflage et la plaque plane change encore quelque peu. On voit qu'il y a un point de séparation de l'écoulement qui se positionne à la surface de la buse de soufflage. Ce point semble se déplacer vers le centre en fonction d'augmentation dans l'angle du chanfrein (voir le cas où $\alpha=45^\circ$ à la figure H6 en annexe).

CHAPITRE 4 - Étude des effets de la géométrie de la buse de soufflage dans le cas d'un écoulement radial incompressible

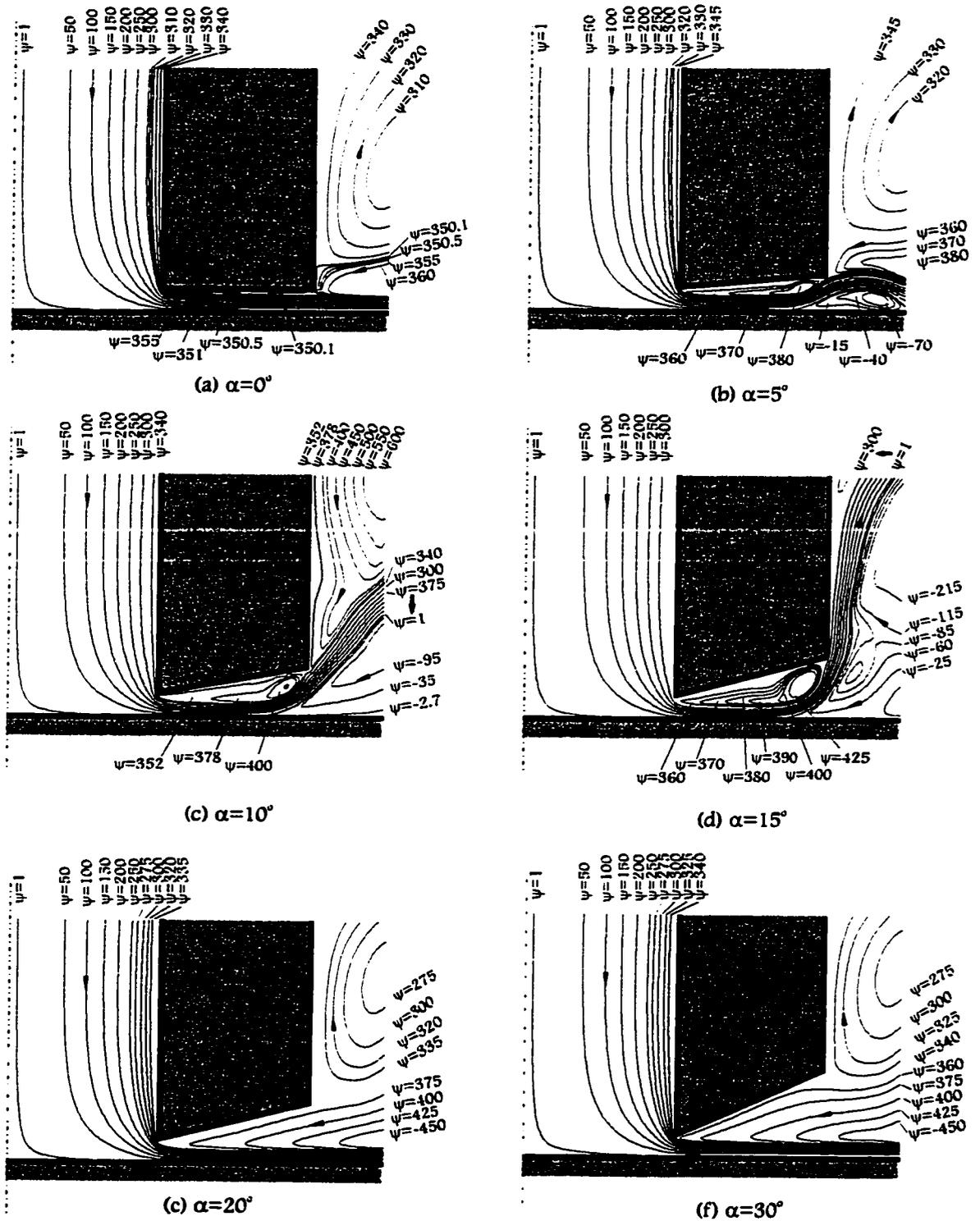


FIGURE 4.17 : INFLUENCE DE L'ANGLE DU CHANFREIN SUR LE CHAMP D'ÉCOULEMENT

D'après les valeurs des lignes de courant, la vitesse de l'écoulement dans la région entre la buse et la plaque plane est très faible où l'entraînement visqueux est presque inexistant, sauf évidemment pour la région près de la plaque plane (voir également les figures H1-H6). Cette remarque s'applique à chacun des cas étudiés, indépendamment de l'angle du chanfrein.

Un comparaison entre les différents cas est donnée à la figure 4.18. On voit très facilement sur cette figure qu'à partir d' $\alpha=20^\circ$, il n'existe plus de région de pression relative négative. La seule différence existante entre les différents cas concernant les courbes de pression pariétale est qu'elles se déplacent légèrement vers la droite avec une augmentation dans l'angle du chanfrein.

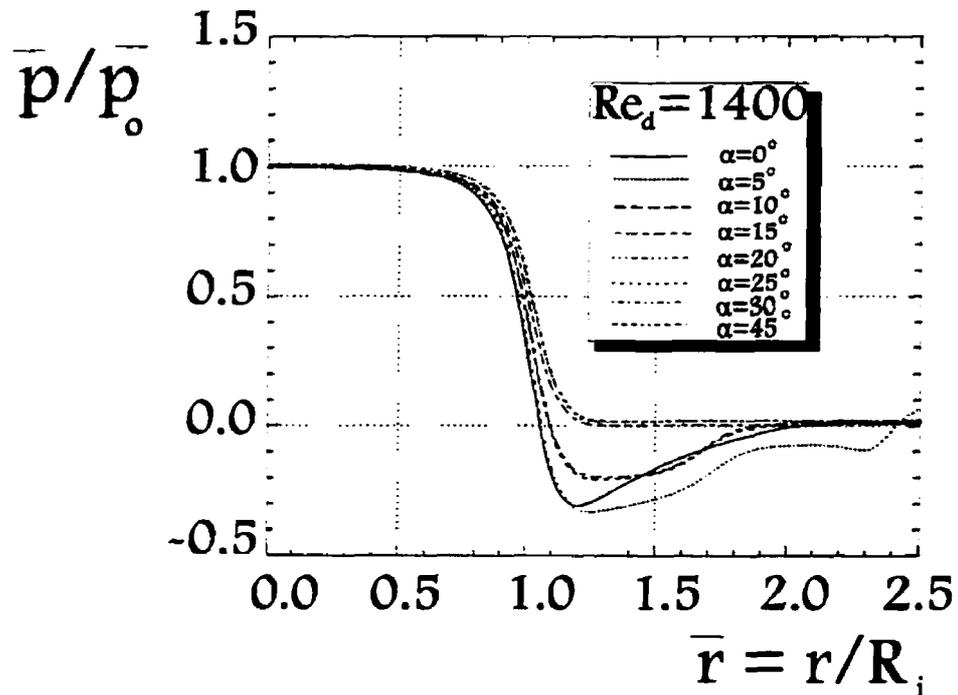


FIGURE 4.18: INFLUENCE DE L'ANGLE DU CHANFREIN SUR LA DISTRIBUTION DE PRESSION PARIÉTALE

On voit qu'un tel changement à la buse de soufflage classique pourrait être intéressant pour des applications en métrologie pneumatique. Les effets d'un chanfrein externe sur la sensibilité d'un instrument de métrologie pneumatique seront discutés dans la section traitant des résultats obtenus expérimentalement (section 4.4).

Bien que le cas d'une buse de soufflage chanfreinée semble être une solution possible pour le problème d'encrassement, il est intéressant de considérer le cas d'une buse chanfreinée et tronquée afin de donner une certaine rigidité à la buse de soufflage. Effectivement, une buse chanfreinée avec un angle relativement important peut être fragile et endommagable dans des applications industrielles.

4.2.2.3 Cas d'une buse chanfreinée et tronquée

Bien qu'à toute fin pratique, le cas d'un chanfreinage complet permet l'élimination de la région tourbillonnaire, une buse avec un chanfrein peut être fragile et endommagée dans des applications industrielles. C'est en grande partie pour cette raison que nous allons considérer les cas où la buse est chanfreinée et tronquée pour permettre une certaine rigidité à la buse de soufflage. Les considérations portant sur l'élimination de la zone de recirculation et sur l'allure générale de l'écoulement seront premièrement abordées avant la sensibilité des appareils pneumatiques. Les cas couverts dans ce travail sont ceux décrits à l'intérieur du tableau 4.2, soit ceux où $\beta_t = 2.0$ (buse classique), 1.75, 1.5, 1.25 et 1.0 (buse complètement chanfreinée). Ces cas sont respectivement couverts aux figures 4.19 et 4.20. Dans ces cas, l'angle du chanfrein ($\alpha = 45^\circ$), le nombre de Reynolds ($Re_d = 1400$) et les paramètres géométriques habituels ($\eta = 0.15$ et $\beta = 2.0$) sont gardés constants.

D'après ces figures, on voit très bien qu'il existe une région tourbillonnaire dans chacun des cas illustrés. L'étendue de ce tourbillon recouvre chacune des surfaces frontales étudiées, incluant le cas où $\beta_t = 1.25$. Il est par contre possible que pour des cas où $\beta_t < 1.25$, il existe un écoulement de type entrant-sortant tel que trouvé dans le cas des buses étroites vues au chapitre précédent. Il semble donc raisonnable de conclure que pour la majorité des cas où il existe une surface frontale parallèle à la plaque plane, il y a forte chance qu'une région tourbillonnaire soit présente. Ce qui n'était pas le cas avec un arrondissement ou un chanfreinage interne (première partie du présent chapitre).

CHAPITRE 4 - Étude des effets de la géométrie de la buse de soufflage dans le cas d'un écoulement radial incompressible

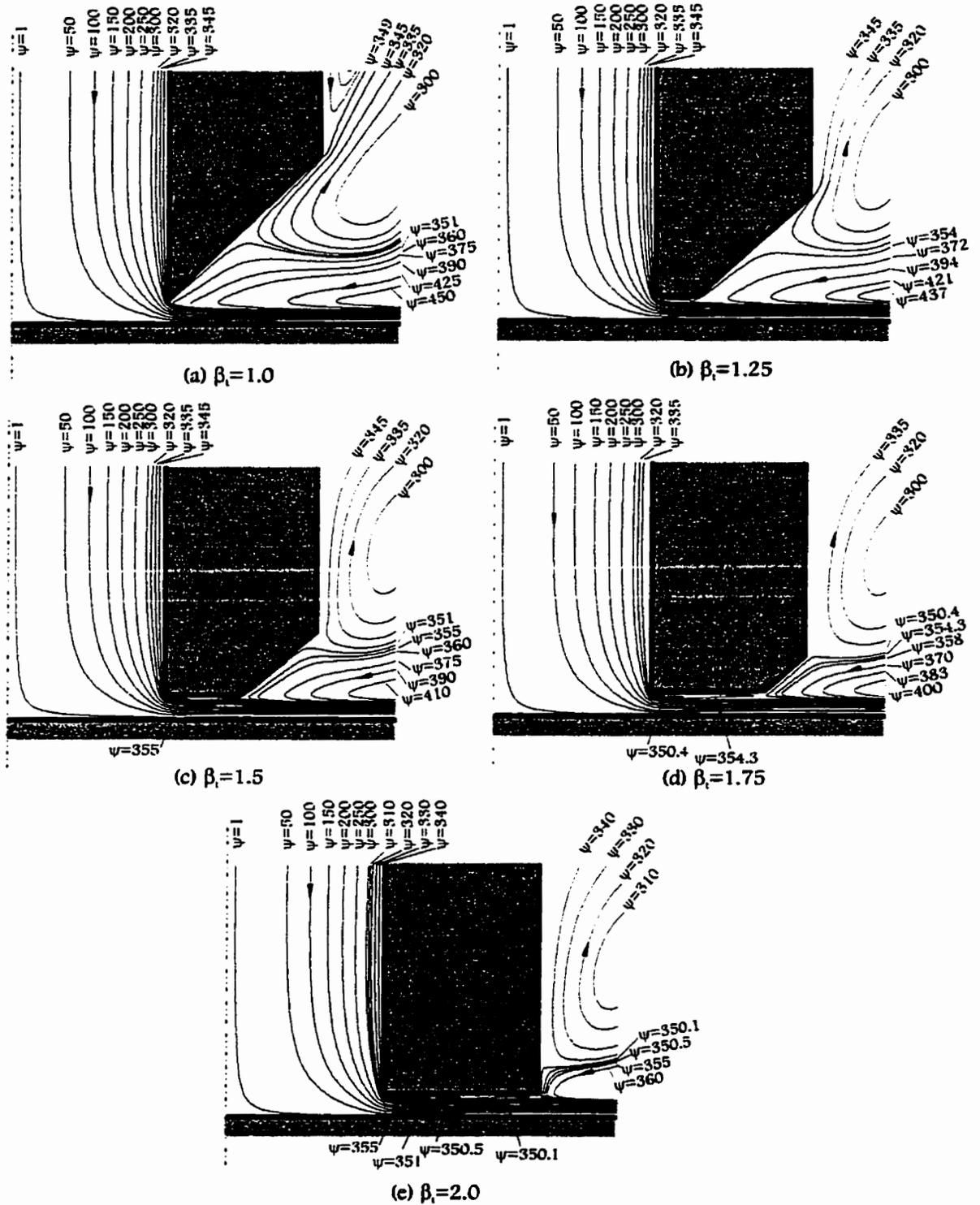


FIGURE 4.19: EFFETS DU TRONQUAGE DE LA BUSE DE SOUFFLAGE SUR LE CHAMP D'ÉCOULEMENT

La comparaison des courbes de répartition de pression pariétale est donnée à la figure 4.20:

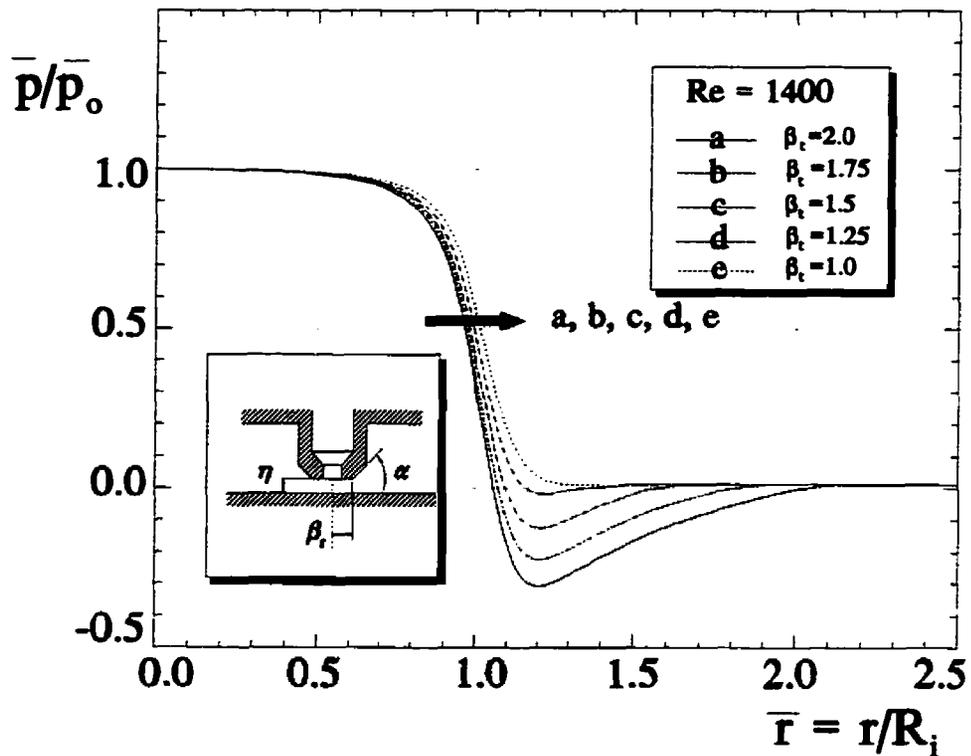


FIGURE 4.20: INFLUENCE DU TRONÇAGE DE LA BUSE DE SOUFFLAGE SUR LA RÉPARTITION DE LA PRESSION PARIÉTALE

La pression pariétale minimale diminue avec une surface frontale moins importante. L'étendue de la région de pression pariétale négative semble généralement concorder avec la largeur de la surface frontale ($\beta_t - 1.0$), ce qui est consistant avec les résultats obtenus précédemment dans ce travail (étude de l'importance de la surface frontale, β_t , section 4.2.2.1).

4.2.3 Buse incorporant la géométrie d'un tourbillon

Le cas d'une buse de soufflage incorporant la géométrie de la nappe tourbillonnaire trouvée dans le cas d'une buse classique est étudié dans cette section (figure 4.21). Sur cette figure, un élargissement de la nappe tourbillonnaire est illustré (figure 4.21 a et b). À partir de la géométrie de ce tourbillon, une section solide est ajoutée à la buse de soufflage

classique, figure 4.21 (c). Avec cette nouvelle géométrie, on remarque qu'à chaque section «r» donnée, la distance entre la buse et la plaque varie.

L'étude de cette géométrie est effectuée afin de voir si cette géométrie pourrait également être une solution au problème d'encrassement des buses de soufflages. Si cela s'avère le cas, le nettoyage des buses de soufflage et/ou l'étalonnage de l'appareil pourrait se faire moins souvent.

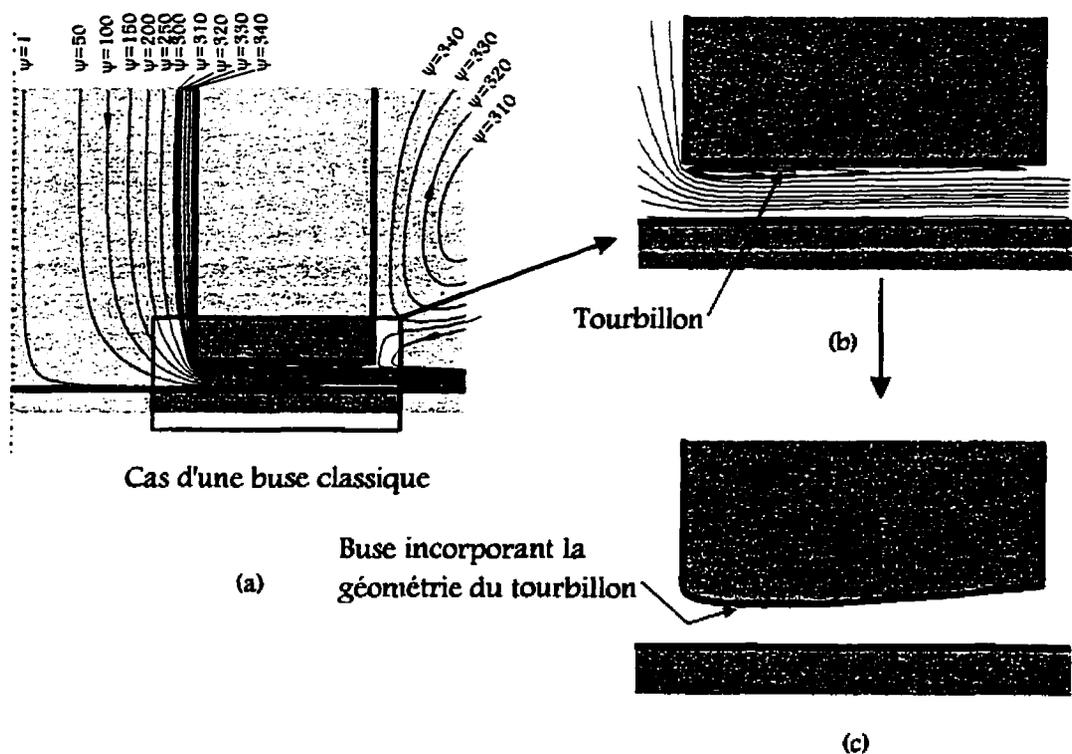


FIGURE 4.21: BUSE DE SOUFFLAGE INCORPORANT LA GÉOMÉTRIE DU TOURBILLON ($\beta=2.0$, $\eta=0.15$ et $Re_d = 1400$)

Les résultats des simulations numériques pour deux cas types correspondant à $\eta=0.15$ et 0.20 pour $Re_d=1400$ et $\beta=2.0$ sont donnés aux figures 4.22, 4.23 et 4.24. À partir de ces figures, on peut observer un décollement de l'écoulement à la surface de la buse pour le premier cas où $\eta=0.15$. On observe aussi que pour le cas où $\eta=0.25$, le

CHAPITRE 4 - Étude des effets de la géométrie de la buse de soufflage dans le cas d'un écoulement radial incompressible

décollement se fait plus près du centre d'injection et on est en présence d'un écoulement entrant dans une bonne partie du domaine d'écoulement (figure 4.22 b).

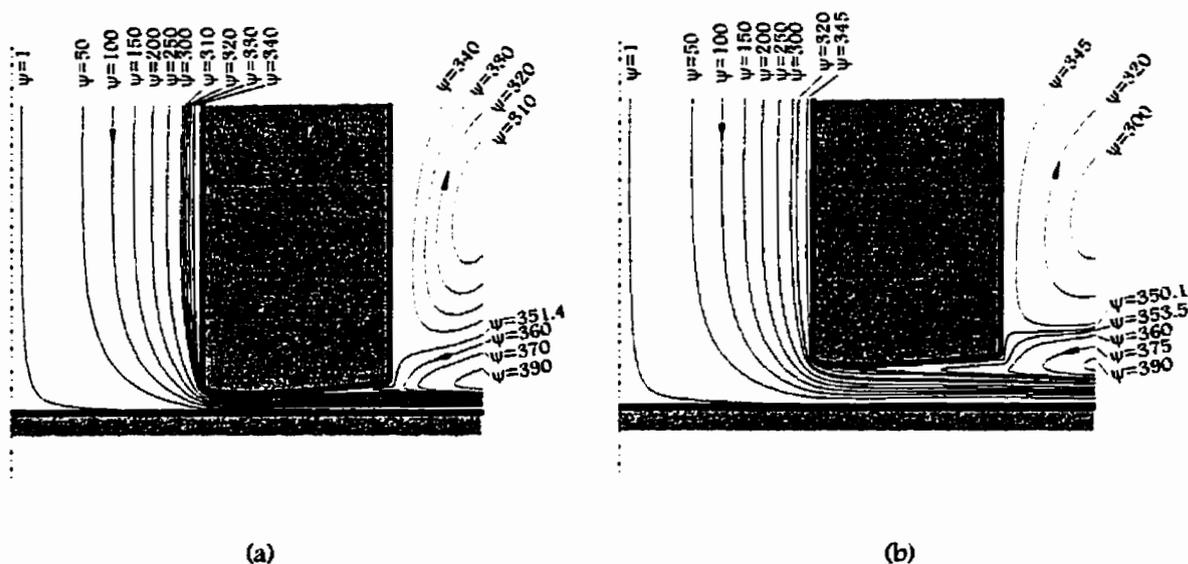


FIGURE 4.22: EFFETS D'UNE BUSE DE SOUFFLAGE INCORPORANT LA GÉOMÉTRIE DU TOURBILLON

Bien que ce phénomène soit observé clairement au figures 4.22, on voit cependant que les différences dans les distributions de pression pariétale des cas classiques et ceux incorporant la modification de géométrie ne sont pas particulièrement importantes.

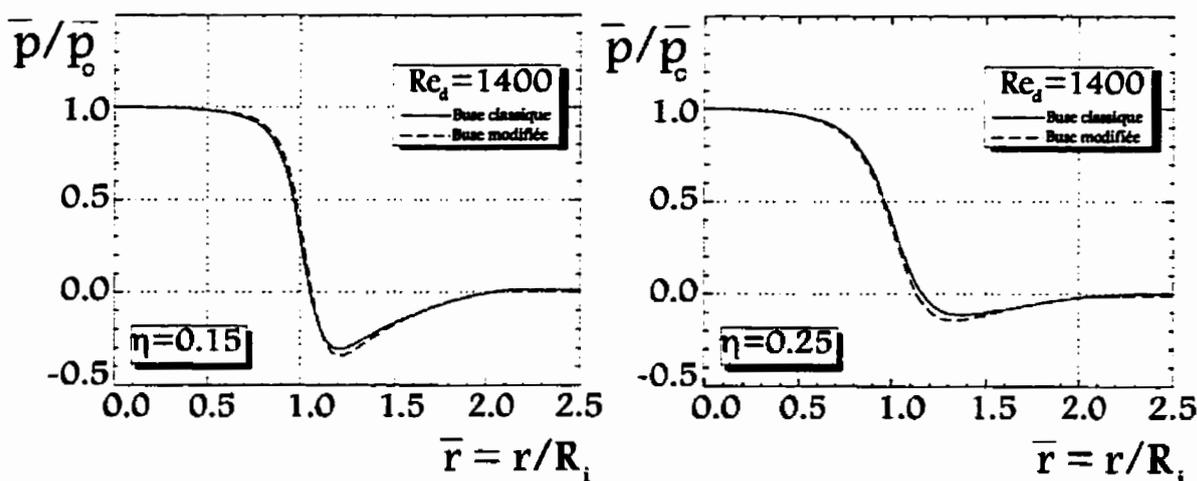


FIGURE 4.23: EFFETS D'UNE BUSE DE SOUFFLAGE INCORPORANT LA GÉOMÉTRIE DU TOURBILLON SUR LA PRESSION PARIÉTALE

Les résultats présentés à la figure 4.24 illustrent la composante radiale de la vitesse et confirment les remarques précédentes concernant le décollement de l'écoulement. Ils illustrent également que la vitesse de l'écoulement entraîné est faible en comparaison avec l'écoulement sortant, ce qui est tout à fait logique.

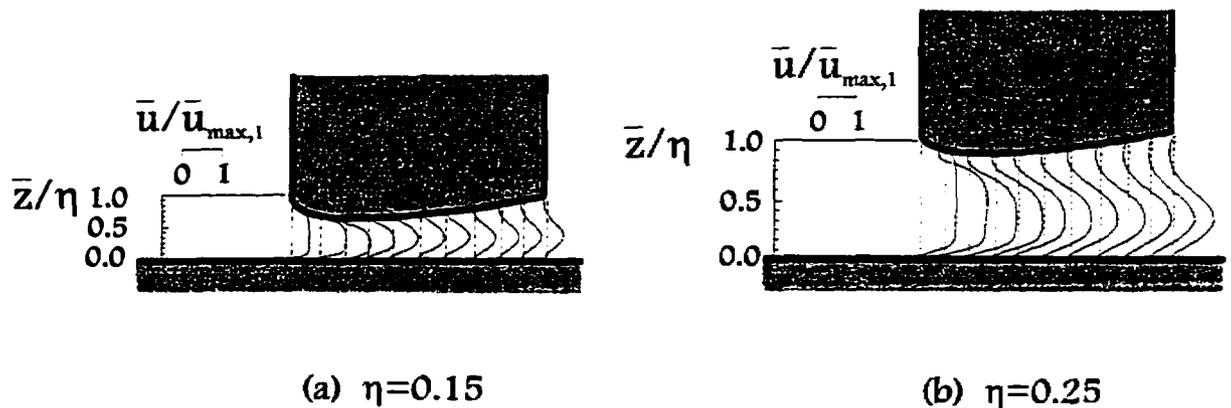


FIGURE 4.24: EFFETS D'UNE BUSE DE SOUFFLAGE INCORPORANT LA GÉOMÉTRIE DU TOURBILLON SUR LA VITESSE RADIALE

Les conclusions tirées ci-haut font en sorte que ce type de buse ne serait certainement pas bénéfique pour des applications industrielles. Effectivement, il paraît évident que ce type de buse de soufflage n'a aucun avantage sur la buse de soufflage classique, entre autres, et serait même possiblement plus apte à de l'encrassement en raison des régions de faible vitesse et de l'écoulement entrant près de la surface de la buse de soufflage.

Jusqu'à présent, les remarques présentées sur les différents écoulements découlent des résultats numériques. Il a été remarqué que les buses ayant des modifications internes,

par exemple un arrondissement ou un chanfreinage, de même que celles ayant un chanfreinage externe permettent d'éliminer la nappe tourbillonnaire à la surface de la buse de soufflage. De façon générale, il a également été remarqué que la surface frontale de la buse de soufflage jouait un rôle très important dans le champ d'écoulement. Pour des applications en métrologie pneumatique, il serait souhaitable de réduire le plus possible cette surface frontale.

Dans ce qui suit, les résultats expérimentaux correspondant aux cas les plus importants seront présentés. Une partie importante de ces résultats porte sur une comparaison des distributions de pression pariétale de diverses buses typiques étudiées dans ce travail. Les discussions porteront également sur la sensibilité des appareils métrologiques et seront présentés à la section 4.4. Bien que la disparition de la région tourbillonnaire soit souhaitable, la sensibilité de l'appareil, et par conséquent la précision, est un élément d'une aussi grande importance et doit par conséquent être considérée.

4.3 RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX

Les résultats expérimentaux présentés dans cette section ont été obtenus de la même façon que ceux présentés au chapitre précédent. Le montage utilisé est également celui de l'École de génie de l'Université de Moncton, également décrit au chapitre 3. Les résultats sont présentés pour quelques buses correspondantes aux résultats obtenus numériquement, incluant des buses de différents rayons de courbure, de surfaces frontales, d'angles de chanfreins et de surfaces frontales dans le cas des buses chanfreinées et tronquées. Les dimensions principales des buses sont les mêmes que celles étudiées au chapitre 3, soit de $R_i=5\text{mm}$, $R_c=10\text{mm}$ et $\delta=0.75\text{mm}$ pour des nombres de Reynolds correspondant à $Re_d=1400$. Dans chacun des cas, les distributions de pression pariétales obtenues numériquement seront comparées avec celles obtenues expérimentalement.

4.3.1 Cas d'une buse arrondie

La figure 4.25 illustre les résultats expérimentaux obtenus pour le cas d'une buse arrondie intérieurement. Les cas représentant $R_{cb} = 0.25$ et 0.5 sont comparés avec celui de la buse classique. On voit que les résultats expérimentaux concordent très bien avec ceux obtenus numériquement. Il est donc possible de faire les mêmes remarques que celles faites à la section portant sur les travaux numériques. Effectivement, on voit qu'une augmentation dans le rayon de courbure a pour effet de diminuer l'ampleur de la région de pression minimum. Le point minimum correspondant est également déplacé vers la droite, ce qui est expliqué par le retardement du rétrécissement de la section d'écoulement.

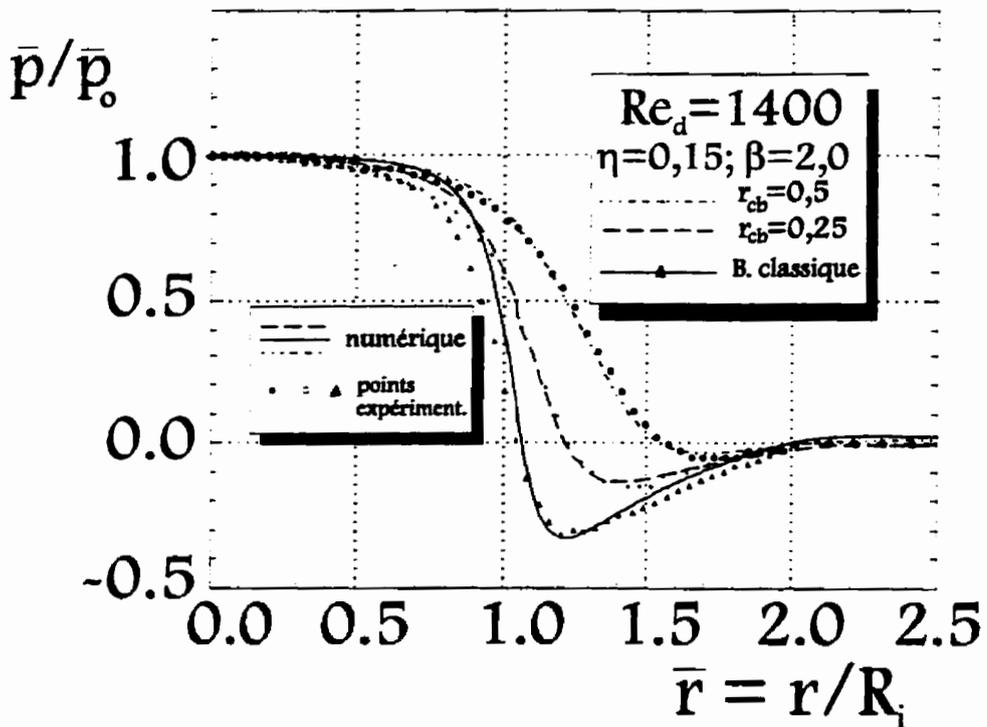


FIGURE 4.25: RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX, BUSE ARRONDIE

4.3.2 Effets de la surface frontale (effets de β)

Les résultats expérimentaux pour l'étude des effets de la largeur de la surface frontale sur le champ d'écoulement sont présentés à la figure 4.26. Les cas où $\beta = 1.5$, 2.0 et

3.0 sont illustrés. On se souvient que numériquement, il avait été observé que le point minimum de la distribution de pression pariétale devenait plus important avec une augmentation dans la surface frontale. La même chose est observée avec les résultats expérimentaux ici obtenus.

On remarque également que les résultats expérimentaux concordent très bien avec ceux obtenus numériquement, à l'exception du cas où $\beta=3.0$.

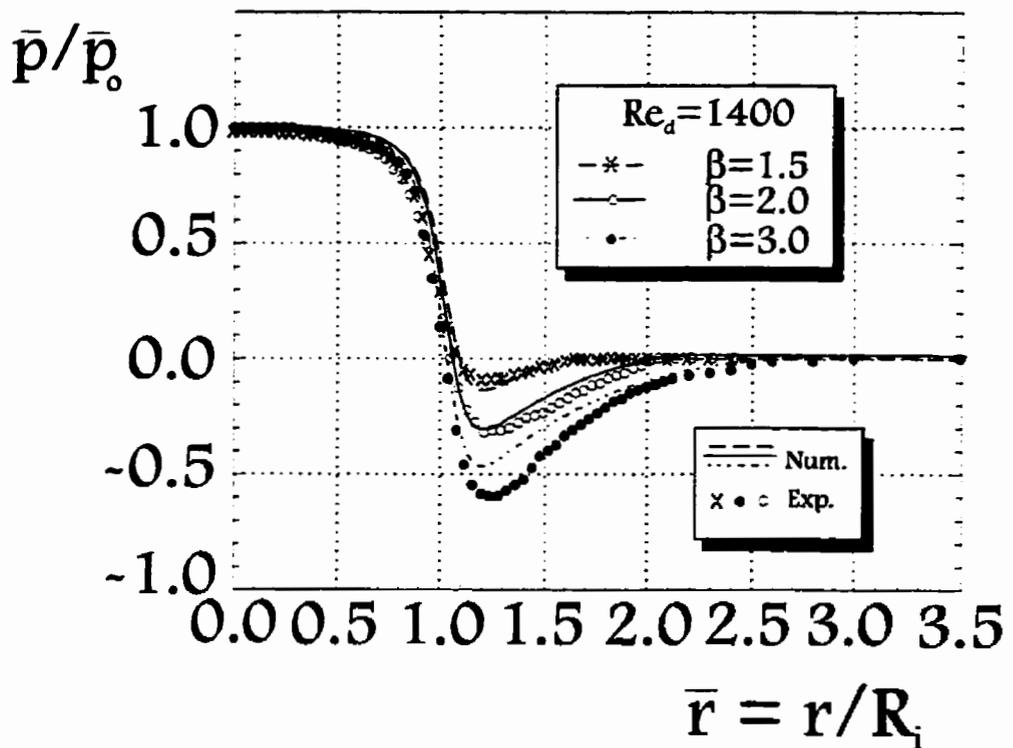


FIGURE 4.26: RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX, INFLUENCE DE LA SURFACE FRONTALE

Dans ce qui suit, les cas des buses chanfreinées et chanfreinées et tronquées seront discutés.

4.3.3 Cas d'une buse chanfreinée

Les résultats pour le cas l'étude de l'influence de l'angle α dans le cas d'une buse chanfreinée sont présentés à la figure 4.27. Les cas étudiés sont celui de la buse classique, $\alpha=25^\circ$ et $\alpha=45^\circ$. On voit très bien ici également que les résultats expérimentaux concordent très bien à ceux obtenus numériquement. Effectivement, on voit que pour $\alpha=25^\circ$ et 45° , les résultats obtenus sont sensiblement les mêmes, à l'exception du léger déplacement vers la droite.

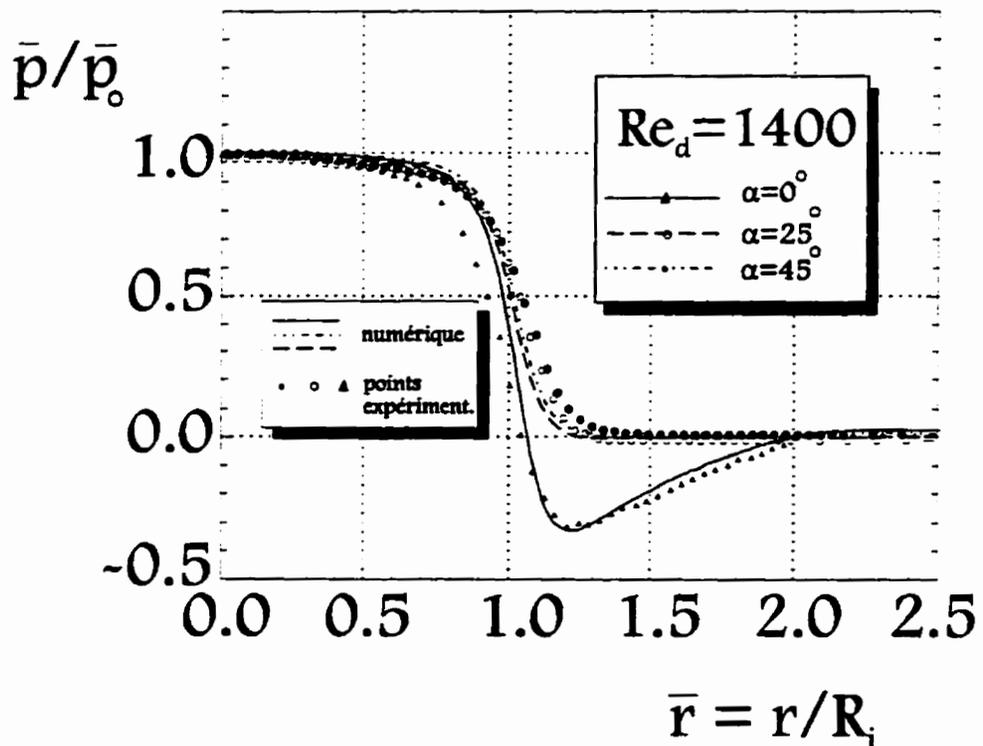


FIGURE 4.27: RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX, BUSE CHANFREINÉE POUR LE CAS OÙ $\beta=2.0$

4.3.4 Cas d'une buse chanfreinée et tronquée

De la même façon, on voit que pour l'étude expérimentale des effets de la largeur de la surface frontale dans le cas d'une buse chanfreinée et tronquée, les résultats expérimentaux concordent très bien avec les résultats numériques (figure 4.28). Une

CHAPITRE 4 - Étude des effets de la géométrie de la buse de soufflage dans le cas d'un écoulement radial incompressible

diminution dans la largeur de la surface frontale fait en sorte que la région de pression négative diminue en importance. La même chose se produit pour l'amplitude de la pression minimale. On voit donc très bien que le cas où $\beta_t = 1.5$ se situe à mi-chemin entre le cas d'une buse classique ($\beta_t = 2.0$) et celui d'une buse complètement chanfreinée ($\beta_t = 1.0$).

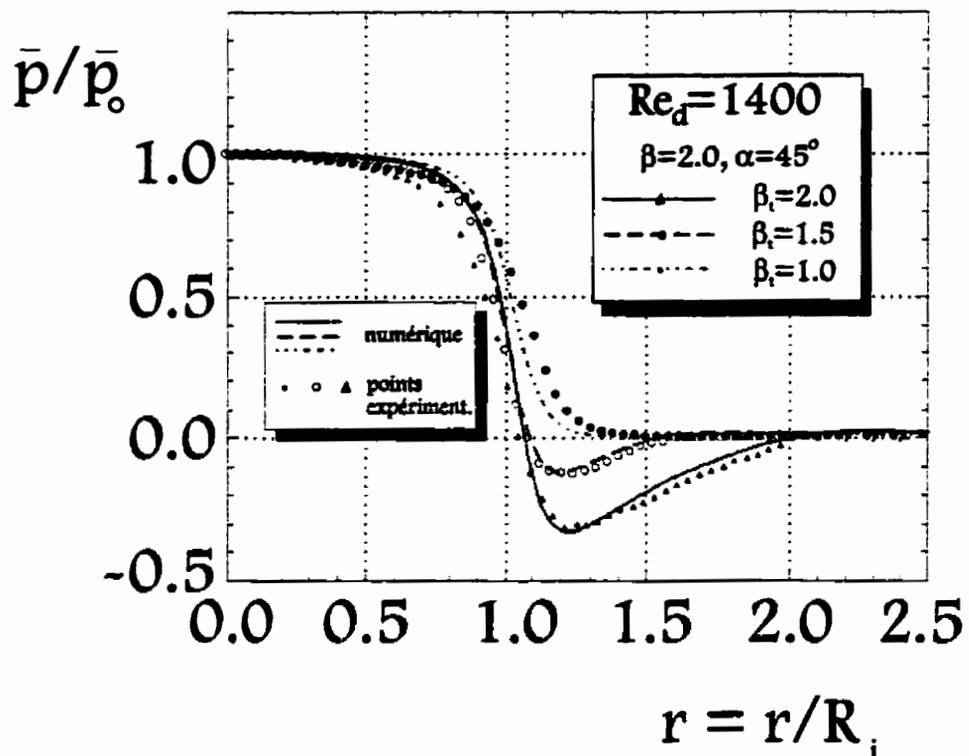


FIGURE 4.28: RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX, BUSE CHANFREINÉE ET TRONQUÉE

4.4 EFFETS DE LA GÉOMÉTRIE DE LA BUSE DE SOUFFLAGE SUR LA SENSIBILITÉ

On ne peut parler d'effets de la géométrie de la buse de soufflage dans un système de contrôle dimensionnel pneumatique sans parler de sensibilité de l'appareil. Effectivement, on cherche à avoir une sensibilité la plus grande possible. Dans ce travail, il est donc important de trouver une buse qui permettra la disparition de la région tourbillonnaire en gardant la plus grande sensibilité possible.

Tel que mentionné à l'intérieur du chapitre 1, la sensibilité d'un appareil métrologique est définie comme étant la variation de la pression dans la branche de mesure par rapport à une variation de distance entre la buse de soufflage et la pièce à mesurer, ou encore $\Delta p/\Delta \delta$. Étant donné que nous avons un montage expérimental simplifié d'un système de contrôle dimensionnel pneumatique, nous n'avons pas tous les éléments nécessaires pour obtenir les informations de caractère industriel. Bien que la valeur de Δp soit celle qui provient de la chambre de mesure dans un appareil de contrôle dimensionnel pneumatique, une indication de la sensibilité en fonction de la géométrie de la buse de soufflage pourrait être représentée par une variation de la pression au point d'arrêt en fonction d'une variation dans la distance η [Florent, 1989].

La figure 4.29 (a) illustre les points expérimentaux de la pression au point d'arrêt sur la plaque en fonction de la distance η . La figure suivante, figure 4.29 (b) sera également utile pour les discussions, soit une représentation de la variation du débit en fonction du changement dans la distance η . Dans ces deux figures, les buses considérées sont représentatives de celles étudiées dans ce travail. Elles sont résumées dans le tableau suivant:

TABLEAU 4.3: BUSES UTILISÉES POUR L'ÉTUDE DES EFFETS DE LA GÉOMÉTRIE DE LA BUSE DE SOUFFLAGE SUR LA SENSIBILITÉ.

Buse	Description des paramètres
Classique	$\beta=2.0$
Étroite	$\beta=1.5$
Large	$\beta=3.0$
Arrondie	$\beta=2.0, R_c=0.5$
Chanfreinée	$\beta=2.0, \alpha=45^\circ$
Chanfreinée et tronquée	$\beta=2.0, \beta_t=1.5, \alpha=45^\circ$

Pour toutes les mesures ici présentées, la pression totale obtenue lorsque la section de sortie est bien fermée et gardée constante. C'est-à-dire que la pression totale est réglée lorsque la buse est parfaitement en contact avec le plan. Cette pression correspond à environ 40 mm H₂O.

Avant de procéder avec des discussions concernant la sensibilité, il est intéressant de faire quelques commentaires sur les figures 4.29 (a) et (b). À première vue, on voit que pour le cas de la buse arrondie, la pression à la section d'arrêt semble s'atténuer plus rapidement que pour les autres cas (figure 4.29 a). Ceci correspond également à une augmentation rapide du débit qui peut être observée dans la courbe de débit en fonction de η à la figure 4.29 (b). Effectivement, on voit que le débit maximum est obtenu plus rapidement dans le cas de la buse arrondie par rapport à toutes les autres buses. On peut facilement conclure que cette buse représente le cas où les pertes de charges sont moins importantes, ce qui est physiquement plausible.

On peut aussi remarquer avec ces deux mêmes figures que la pression à la section d'arrêt s'atténue plus rapidement en fonction de la distance η pour, respectivement, les cas de la buse large, la buse normale, la buse étroite et la buse chanfreinée et tronquée et finalement la buse chanfreinée. On remarque également que le phénomène inverse se produit pour le débit, ce qui est tout à fait logique. On peut donc constater que pour les conditions étudiées, les pertes de charges sont plus importantes pour le cas de la buse chanfreinée. Ceci peut être expliqué par le fait que l'élargissement de la section d'écoulement se fait plus brusquement que dans les autres cas. En effet, on peut voir que le changement de section se fait beaucoup plus graduellement dans le cas d'une buse arrondie, figure 4.11, suivit par les cas d'une buse large, la buse classique, la buse étroite et la buse chanfreinée et tronquée et finalement la buse chanfreinée. On peut donc constater que, par exemple, pour le cas de la buse large, le changement de section moins brusque par rapport à celui de la buse chanfreinée donne une perte de charge totale moins importante.

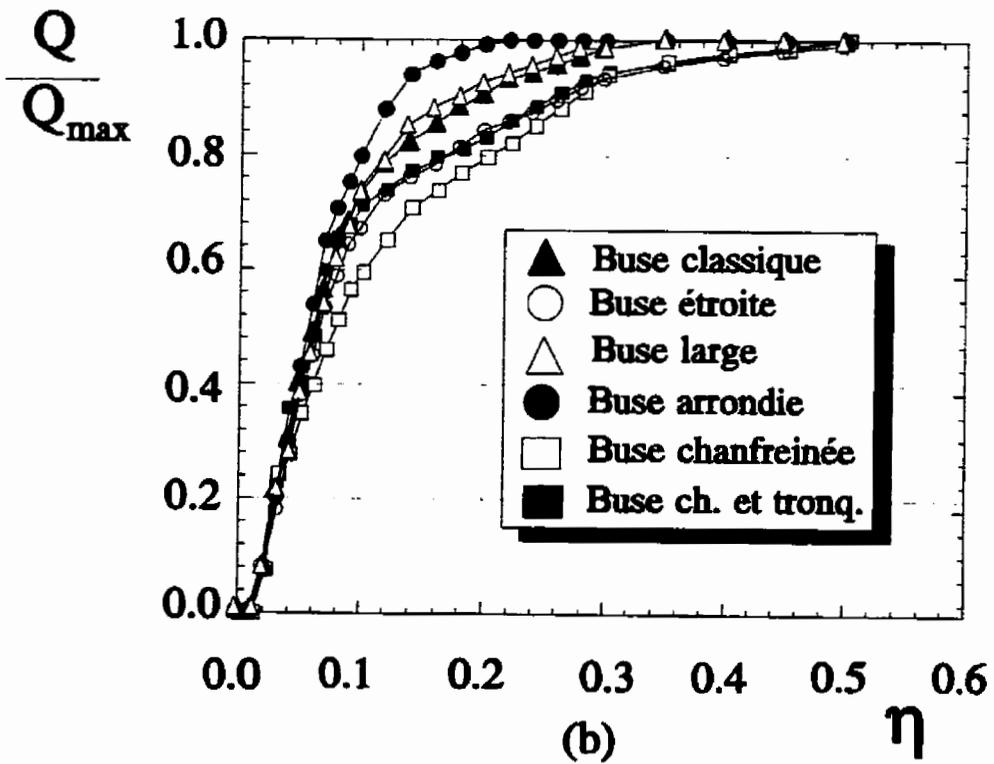
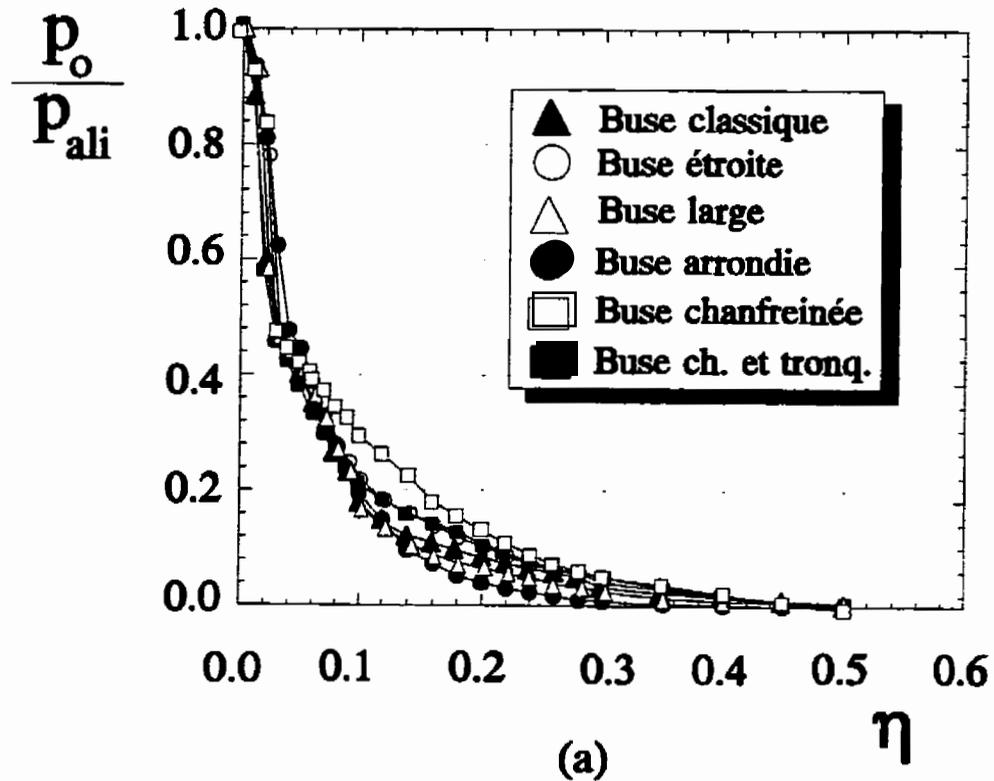


FIGURE 4.29: INFLUENCE DE LA DISTANCE η SUR LA PRESSION À LA SECTION D'ARRÊT ET SUR LE DÉBIT.

Il est également intéressant de noter que pratiquement les mêmes distributions de pression et de débit sont obtenues pour les cas d'une buse étroite et d'une buse chanfreinée et tronquée. L'influence de la largeur de la surface frontale de la buse de soufflage est donc le paramètre important dans ce cas car β dans le cas de la buse étroite est égale à β_1 dans le cas de la buse chanfreinée et tronquée (Rappelons que $\beta = R_o/R_i$).

Afin d'étudier de façon plus approfondie la sensibilité d'un appareil métrologique en fonction de la géométrie de la buse de soufflage, une courbe de la variation de la pression en fonction d'un changement dans la distance η , représentant donc le gradient de pression $\Delta p/\Delta \eta$ est tracée. La figure 4.30 (a) illustre les courbes de pression expérimentales des trois principaux cas soumises à un lissage numérique en fonction de la distance η et, figure 4.30 (b), le gradient en fonction de cette même distance. D'après cette dernière courbe, on voit qu'à partir de $\eta=0.12$, la buse qui offre un gradient de pression (négatif) plus important est celle qui est chanfreinée. Le gradient négatif provient du fait qu'une augmentation dans la distance η apporte une diminution de pression. Après cette dernière, on retrouve la buse classique et la buse arrondie. On voit donc que la buse arrondie est la moins bonne en terme de sensibilité.

On se souvient que dans les applications industrielles, on préfère utiliser la partie linéaire de la courbe caractéristique d'un appareil comme gamme d'utilisation (section 1.3.3). Puisque dans notre cas, les limitations du montage expérimental ne permettait pas une étude approfondie des effets des gicleurs, il nous est impossible de modifier la pente de la pression en fonction de la distance η . Les résultats obtenus nous donnent par contre un bon aperçu des effets de la géométrie des buses de soufflage sur la sensibilité d'un appareil métrologique.

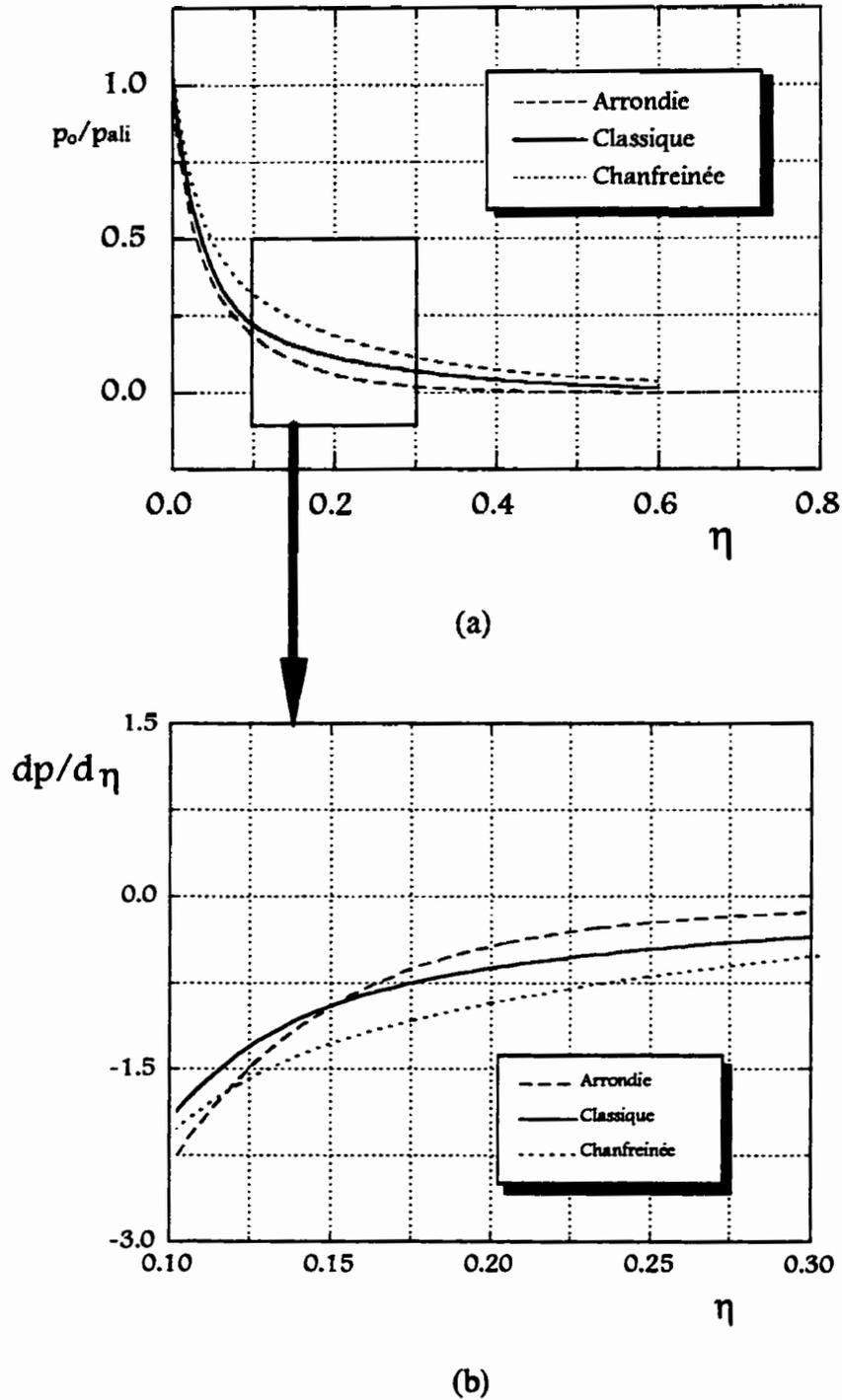


FIGURE 4.30: EFFET DE LA GÉOMÉTRIE DE LA BUSE DE SOUFFLAGE SUR LA SENSIBILITÉ.

4.5 RÉSUMÉ DU CHAPITRE

L'objectif principal de ce chapitre était d'étudier les différentes influences que peuvent avoir différentes géométries de buses de soufflage sur l'allure générale de l'écoulement entre la buse de soufflage et une paroi plane. Ces influences étaient surtout axées vers l'élimination des nappes tourbillonnaires et la sensibilité d'un appareil pneumatique.

Un des paramètres importants étudiés à l'intérieur de ce chapitre est la surface frontale de la buse de soufflage. Les résultats ont permis de conclure que pour des applications en métrologie pneumatique, il est préférable d'avoir la plus petite surface frontale possible. Dans tous les cas étudiés, une nappe tourbillonnaire a été détectée à la surface de la buse de soufflage, pouvant ainsi créer des dépôts de saleté en applications industrielles.

Un chanfrein ou arrondissement interne et celui d'un chanfrein externe complet avec $\alpha \geq 20^\circ$ peuvent permettre l'élimination des nappes tourbillonnaires, ce qui est souhaitable dans la présente application.

La buse qui semble offrir les meilleures conditions est celle qui est chanfreinée. Effectivement, en plus d'éliminer la zone de recirculation à la surface de la buse, la sensibilité d'un appareil métrologique ne semble pas être diminuée par une buse de ce type. En fait, il semblerait même qu'une telle buse apporte une augmentation de sensibilité, contrairement à la buse arrondie qui apporte une diminution par rapport à la buse classique.

On admet que pour des raisons pratiques, il serait quand même possible d'utiliser une buse chanfreinée et tronquée avec la plus petite surface frontale possible. Une telle buse permettrait de limiter la région dépressionnaire avec tourbillon sans pour autant apporter de baisses en sensibilité par rapport à la buse classique. Les résultats sont résumés dans le tableau suivant:

TABLEAU 4.4: RÉSUMÉ DES RÉSULTATS TROUVÉS DANS LE CHAPITRE 4

Cas étudié	Remarques générales
Buse chanfreinée à l'intérieur	
Augmentation de la largeur de coupe κ	<ul style="list-style-type: none"> • Diminution de la pression pariétale minimale • Élimination de la région tourbillonnaire
Buse arrondie à l'intérieur	
Augmentation du rayon de courbure R_{cb}	<ul style="list-style-type: none"> • Diminution de la pression pariétale minimale • Élimination de la région tourbillonnaire • Courbe de pression pariétale se rapproche plus de celle d'une buse classique en comparaison avec une augmentation dans la largeur de coupe κ du cas précédent.
Influence de la surface frontale	
Augmentation du rayon externe de la buse de soufflage	<ul style="list-style-type: none"> • Augmentation dans l'importance du minimum relatif de pression pariétale
Buse chanfreinée extérieurement	
Augmentation de l'angle de coupe α	<ul style="list-style-type: none"> • Diminution de la pression pariétale minimale jusqu'à $\alpha \geq 20^\circ$. À partir de cet angle, la pression pariétale minimale est zéro. • Zone tourbillonnaire disparaît pour $\alpha \geq 20^\circ$.
Buse chanfreinée et tronquée	
Diminution de la surface frontale	<ul style="list-style-type: none"> • Diminution de la pression pariétale minimale • Zone tourbillonnaire est complètement dépendante de la surface frontale. Plus la surface est importante, plus le tourbillon est important. On remarque que le tourbillon couvre toute la surface frontale.

CHAPITRE 5

ÉCOULEMENT RADIAL ENTRE UNE BUSE DE SOUFFLAGE ET UNE PLAQUE PLANE: CAS COMPRESSIBLE

5.1 GÉNÉRALITÉS

Dans les chapitres précédents, une étude du cas d'un écoulement incompressible entre une buse de soufflage et une plaque plane a été effectuée. Suivant le type d'appareil métrologique utilisé, les pressions d'alimentation peuvent être relativement importantes de sorte que l'écoulement résultant ne peut pas être considéré comme étant incompressible. Les appareils de pression différentiels décrits au premier chapitre en sont, dans certains cas, utilisés à des pressions pouvant atteindre 3 ou 4 bars [Molle (1956), Croche et Decool (1989), Florent (1989), ...]. De ce fait, en plus des sections d'écoulement très petites, il en résulte des écoulements à grandes vitesses, voire même soniques. On remarque également que la majorité des travaux portant sur ce type d'appareils, incluant les références citées ci-haut, considèrent l'écoulement résultant entre la buse de soufflage et la paroi comme étant de nature compressible.

L'étude présentée à l'intérieur de ce chapitre portera sur ce type d'écoulement. Une étude expérimentale sur la distribution de la pression pariétale pour différentes conditions d'opération de même que pour différentes géométries de buses de soufflage est effectuée en premier lieu. Une étude sur la sensibilité sera également effectuée dans cette partie expérimentale. Par la suite, une étude numérique exploratoire sera entreprise pour ce cas où l'effet de la compressibilité du fluide est tenu en compte.

5.2 ÉTUDES EXPÉRIMENTALES

Les résultats présentés dans ce chapitre seront en premier lieu expérimentaux. Le montage expérimental utilisé dans cette étude est celui du Laboratoire de mécanique des fluides de l'Université de Valenciennes et du Hainaut Cambrésis, France, en raison de sa disponibilité.

5.2.1 Description du montage expérimental

L'installation expérimentale de base, illustrée schématiquement à la figure 5.1, comprend une source d'air comprimé (AL), un régulateur de pression (RP), une buse de soufflage (B), une plaque plane (P). La buse de soufflage et la plaque plane sont montées sur le système de déplacement d'une machine-outil, permettant ainsi des déplacements très précis selon les trois axes [DH pour les deux axes horizontaux (pour la plaque) et DV pour les déplacements verticaux (pour la buse)]. Les déplacements étant effectués manuellement par l'entremise de manivelles, des capteurs de position à contact mécanique (CH et CV) sont prévus dans le montage afin de permettre des positionnements de précision d'environ 10 μm . Ces capteurs de position sont fabriqués par la société française ETAMIC. L'air comprimé est fourni par un compresseur couplé avec un réservoir dans lequel la pression est maintenue aux environs de 5 bars. Le système de régulation de pression permet des pressions manométriques d'alimentation variant entre 0 et 5 bars. Habituellement, les appareils industriels fonctionnent avec des pressions d'alimentation entre 1 et 3 bars (manométrique).

Plusieurs instruments de mesure sont également utilisés, incluant un débitmètre (DM) et un banc de capteurs de pression (CP). Le débitmètre de type orifice a une gamme d'utilisation de 0-300 litres/minute. Le banc de capteurs de pression (coffret de mesure RM12VP de la compagnie FGP Instrumentation) est constitué de 7 capteurs de pression ayant les étendues de mesure suivantes: 0-25 mbar, 0-70 mbar, 0-350 mbar, 0-1 bar, 0-2

de soufflage classique a été utilisée pour les essais, c'est-à-dire une buse de rayon interne de 1 mm et de rayon externe de 2 mm. D'après cette figure, on voit que l'allure générale des courbes de pression pariétale normalisée à la pression atmosphérique, qui est la pression à la sortie, est également la même que dans les cas étudiés aux chapitres précédents. On remarque par contre que la pression d'alimentation ne semble pas grandement influencé la région de pression négative. Les différences entre les cas étudiés sont plutôt remarquées dans la région près du centre d'injection, région qui affecte la sensibilité de l'appareil.

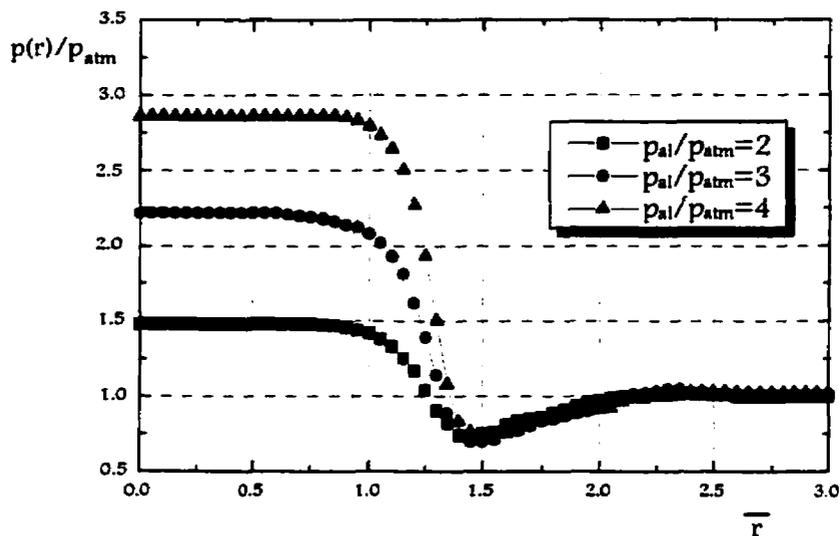
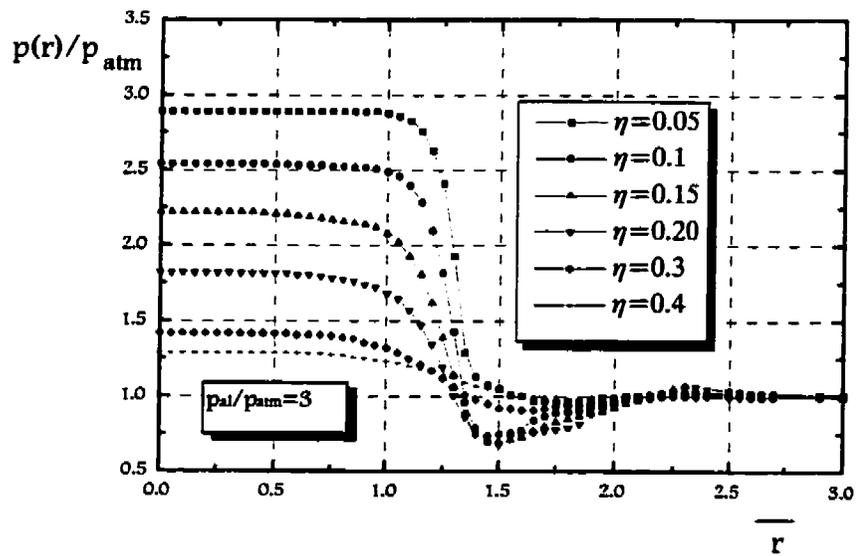


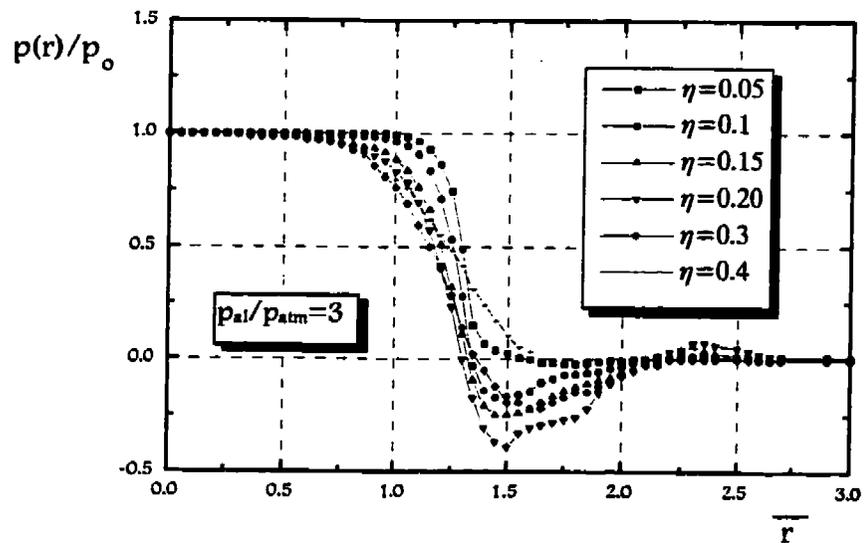
FIGURE 5.2: INFLUENCE DE LA PRESSION D'ALIMENTATION SUR LA PRESSION PARIÉTALE POUR LE CAS D'UNE BUSE CLASSIQUE: RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX POUR LE CAS OÙ $\eta=0.15$.

5.2.2.2 Influence de la distance séparant la buse de soufflage et la plaque plane

Les champs de pression pour différentes valeurs du paramètre $\eta = \delta/R_i$ séparant la buse et la plaque plane sont donnés aux figures 5.3 (a) et (b) ($p_{al}/p_{atm} = 3$ bars). La première figure présente les résultats normalisés par rapport à la pression atmosphérique et la deuxième par rapport à la pression au point d'arrêt. À première vue, on voit que les distributions de pression pariétale ont la même allure générale que celles trouvées à l'intérieur des chapitres 3 et 4.



(a)



(b)

FIGURE 5.3: INFLUENCE DE LA DISTANCE η SUR LA PRESSION PARIÉTALE POUR LE CAS D'UNE BUSE CLASSIQUE: RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX POUR LE CAS OÙ $P_{a1}=3$ BARS (ABSOLUE).

Effectivement, l'écoulement est accéléré dans l'espace entre la buse et la plaque plane et une chute de pression correspondante est remarquée. Logiquement, la vitesse de l'écoulement est donc à son maximum à cette section, pouvant atteindre celle du son. D'après les figures 5.3 (a) et (b), on voit que de façon générale le point de pression minimum diminue et se déplace vers la périphérie du domaine d'étude avec une augmentation dans la distance η pour la gamme d'utilisation habituelle en métrologie industrielle ($0.1 \leq \eta \leq 0.2$), ce qui avait été remarqué dans le cas incompressible. On remarque par contre que les cas où $\eta=0.05$ et $\eta=0.3$ et 0.4 méritent d'être analysés de plus près. Dans le premier cas, soit celui où $\eta=0.05$, c'est-à-dire lorsque la buse est très proche de la plaque, on s'aperçoit qu'il n'y a pratiquement pas de région de pression négative. Une explication possible est que, due à la compressibilité, la vitesse de l'écoulement soit quasi-constante en fonction de la coordonnée radiale, ce qui expliquerait le fait que la pression ne change pratiquement pas dans cette région. Dans les deux autres cas limites, soient ceux où $\eta=0.3$ et 0.4 , on se rapproche du cas général d'un jet frappant la paroi, c'est-à-dire que la surface frontale de la buse perd de l'influence sur l'écoulement résultant, ce qui est physiquement plausible. On voit donc l'importance de la présence de la surface frontale de la buse de soufflage dans ce type d'écoulement.

Les résultats présentés à la figure 5.3 (a) illustrent également la pression au point d'arrêt en fonction de la distance séparant la buse de la plaque. On voit très bien que cette pression diminue de façon significative avec une augmentation dans la distance η , ce qui est tout à fait prévisible. Dans les deux figures, on remarque qu'il existe une région de pression pariétale positive pour certains cas lorsque $\bar{r} \geq 2$. Ceci pourrait correspondre à la formation d'une deuxième nappe tourbillonnaire, cette fois ci à la surface de la plaque plane, figure 5.4.



FIGURE 5.4: DEUXIÈME RÉGION TOURBILLONNAIRE

5.2.2.3 Influence de la géométrie de la buse de soufflage:

De la même façon qu'au chapitre 4, on s'intéresse ici à l'influence de la géométrie de la buse de soufflage sur l'écoulement résultant entre la buse et la paroi. Trois buses sont considérées dans ce cas, soit la buse industrielle classique NS, la buse chanfreinée et tronquée N1 (palier de 500 μm) et la buse chanfreinée à 45° N2, figure 5.5. On remarque que ces buses correspondent aux mêmes formes géométriques que celles considérées au chapitre 4, avec $R_e = 4 \text{ mm}$, $R_t = 1.5 \text{ mm}$ et $R_i = 2 \text{ mm}$.

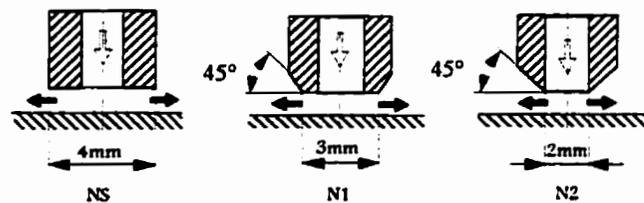


FIGURE 5.5: GÉOMÉTRIES DES BUSES DE SOUFFLAGE CONSIDÉRÉES

Les résultats concernant l'influence de la géométrie sont présentés à la figure 5.6. On peut facilement constater que la diminution de la surface frontale de la buse de soufflage diminue également la région dépressionnaire. Effectivement, on voit très bien que si on élimine complètement la surface frontale de la buse, c'est-à-dire un chanfreinage complet, la zone dépressionnaire disparaît également.

On remarque que ces résultats sont tout à fait similaires avec ceux obtenus au chapitre 4 en considérant un écoulement incompressible, figure 4.20. On voit donc que qualitativement, la gamme de pression d'alimentation n'a pas tellement d'importance sur les effets de l'influence de la géométrie de la buse de soufflage sur la forme générale de la distribution de pression pariétale.

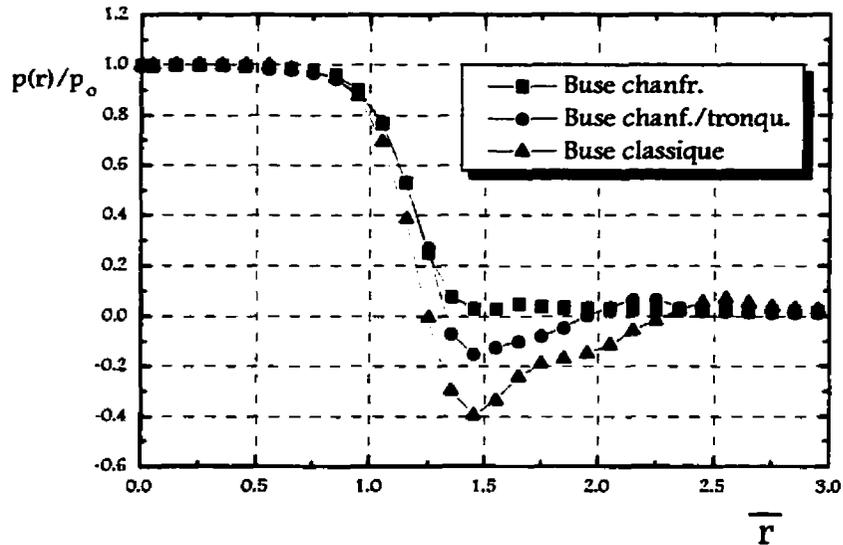
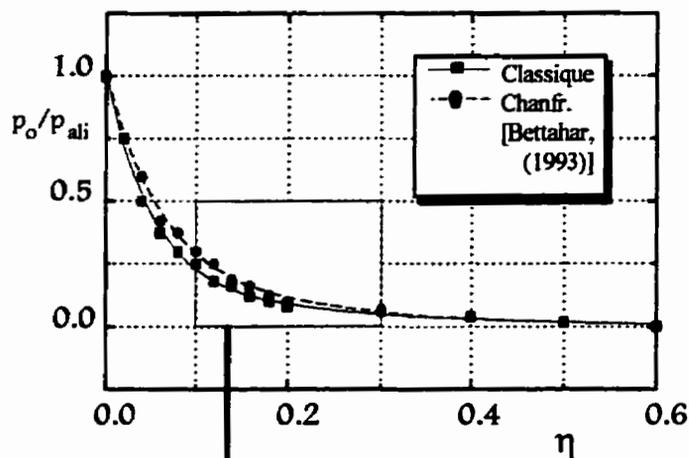


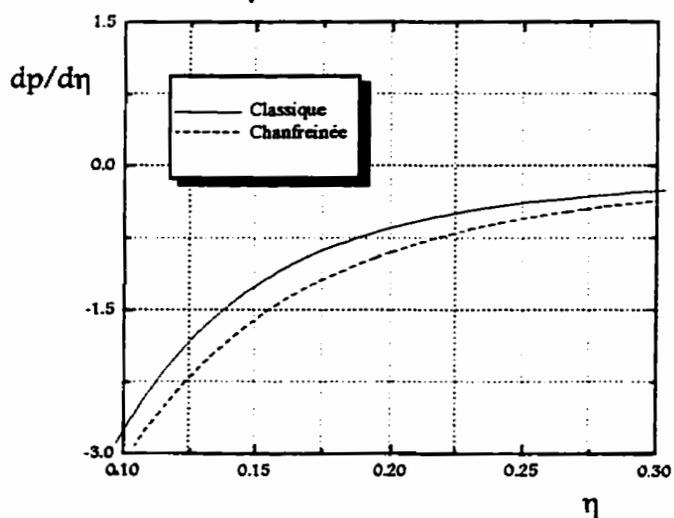
FIGURE 5.6: INFLUENCE DE LA GÉOMÉTRIE DE LA BUSE DE SOUFFLAGE: RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX.

5.2.2.4 Influence de la géométrie de la buse de soufflage sur la sensibilité:

La figure 5.7 illustre les résultats obtenus afin d'étudier les effets de la géométrie de la buse de soufflage sur la sensibilité. Les résultats présentés sur cette figure sur le cas d'une buse classique sont comparés avec des résultats pour une buse chanfreinée obtenus par Bétahar (1993), figure 5.7 (a). Le changement de la pression en fonction de la distance η ($\eta = \delta/R_i$) est par la suite tracé à la figure 5.7 (b) à partir des données obtenues par un lissage numérique de la figure 5.7 (a). D'après cette figure 5.7 (b), on voit qu'à partir des valeurs d'au moins $\eta = 0.10$, la buse qui offre un gradient de pression (négatif) plus important correspondant à une meilleure sensibilité de l'appareil en question est celle qui est chanfreinée. On se souvient que cette conclusion avait également été tirée dans le cas d'un écoulement incompressible.



(a)



(b)

FIGURE 5.7 (A), (B): INFLUENCE DE LA GÉOMÉTRIE DE LA BUSE DE SOUFLAGE SUR LA SENSIBILITÉ

Dans ce qui suit, une étude numérique exploratoire pour le cas d'un écoulement compressible pour diverses pressions sera entreprise.

5.3 ÉTUDE NUMÉRIQUE EXPLORATOIRE

Dans les paragraphes précédents, nous avons vu les mesures expérimentales des répartitions de pression pariétale pour des cas utilisant des buses de soufflages de dimensions industrielles soumises à des pressions d'alimentation élevées. L'écoulement résultant est considéré, par la plupart des auteurs, comme étant compressible dans ces cas [Molle, (1956), Florent, (1989), Béttahar (1993), ...]. Dans ce qui suit, une étude numérique exploratoire pour ce cas sera effectuée afin d'étudier le champ d'écoulement correspondant. Pour les besoins de cette thèse, nous négligeons à dessein les effets éventuels de la turbulence.

L'approche générale du problème de l'écoulement compressible entre une buse de soufflage et une plaque plane diffère quelque peu du cas incompressible étudié dans les chapitres précédents. La description mathématique du problème de même que l'approche numérique utilisée seront abordées dans ce qui suit.

5.3.1 Description mathématique

L'addition de deux équations supplémentaires pour considérer la variation de la masse volumique et la température fait en sorte qu'il existe maintenant 5 équations avec 5 inconnues (u , w , p , ρ , T). En plus des équations de conservation de quantité de mouvement et de masse (équations 5.1, 5.2 et 5.3) décrites au chapitre 2, les équations d'état et d'énergie (équations 5.4 et 5.6 respectivement) sont ajoutées:

Équation de conservation de quantité de mouvement (selon la direction radiale):

$$\rho \left(u \frac{\partial u}{\partial r} + w \frac{\partial u}{\partial z} \right) = -\frac{\partial p}{\partial r} + \mu \left[\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial u}{\partial r} \right) + \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} - \frac{u}{r^2} \right] \quad (5.1)$$

Équation de conservation de quantité de mouvement (selon la direction axiale):

$$\rho \left(u \frac{\partial w}{\partial r} + w \frac{\partial w}{\partial z} \right) = -\frac{\partial p}{\partial z} + \mu \left[\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial w}{\partial r} \right) + \frac{\partial^2 w}{\partial z^2} \right] \quad (5.2)$$

Équation de continuité:

$$\frac{\partial \rho r u}{\partial r} + \frac{\partial \rho r w}{\partial z} = 0 \quad (5.3)$$

Équation d'état:

$$p = \rho R T \quad (5.4)$$

En ce qui concerne l'équation d'énergie, on utilisera, par commodité, la quantité «h» que l'on appellera enthalpie totale:

$$h = C_p T + \frac{1}{2}(u^2 + w^2) \quad (5.5)$$

où $C_p T$ est définie comme l'enthalpie statique locale. L'équation d'énergie est donc:

Équation d'énergie:

$$\rho \left(u \frac{\partial h}{\partial r} + w \frac{\partial h}{\partial z} \right) = \frac{k}{C_p} \left[\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial h}{\partial r} \right) + \frac{\partial^2 h}{\partial z^2} \right] + S_h \quad (5.6)$$

où, S_h est le terme de source qui contient tous les termes qui ne figurent pas à l'intérieur des autres termes de l'équation. Une fois que l'enthalpie totale est obtenue, la température locale peut être déduite à partir de l'équation (5.5). Dans ces deux dernières équations, T est la température (en K), C_p est la chaleur spécifique (en J/kg·K), k est le coefficient de conductivité thermique (en W/m·K) et R est la constante des gaz parfaits (en J/kg·K).

Le système d'équation ci-haut nécessite évidemment des conditions aux limites appropriées. Dans le présent travail, les conditions aux limites suivantes sont utilisées [Innovative Research, 1993]:

- Condition de non-glissement aux parois,
- Pression et température totales imposées à la section d'entrée,
- Pression statique imposée à la section de sortie.

Une fois que la pression totale est imposée à la section d'entrée, il est possible de déterminer une pression statique initiale correspondante avec une valeur initiale du nombre de Mach «M» pour initier les calculs:

$$M = \frac{U}{\sqrt{\gamma RT}} \quad \text{et} \quad \frac{p}{p_T} = \left(1 + \frac{\gamma - 1}{2} M^2\right)^{\frac{\gamma}{\gamma - 1}}$$

où U est la vitesse définie comme étant $\sqrt{u^2 + w^2}$, p est la pression statique locale et p_T est la pression totale. La vitesse du son est dépendante des conditions thermiques locales. La température locale peut être obtenue en solutionnant l'équation (5.5) décrite précédemment:

$$T = \frac{h - 0.5(u^2 + v^2)}{C_p}$$

La température locale est également utilisée pour trouver la masse volumique locale de l'équation d'état (5.4):

$$\rho = \frac{p}{RT}$$

5.3.2 Particularités numériques

Contrairement aux résultats obtenus dans les chapitres précédents, les calculs effectués et présentés à l'intérieur de ce chapitre sont obtenus à l'aide du code microCOMPACT mis sur le marché par la compagnie Illustrative Adaptations [Référence manual, microCOMPACT, Illustrative adaptations 1993] utilisant le même algorithme SIMPLER comme moyen de solution des équations gouvernantes. Les détails concernant cet algorithme ont été élaborés au chapitre 2.

5.3.2.1 Cas test pour le code numérique utilisé

Afin d'assurer un bon fonctionnement du code numérique commercial utilisé, une comparaison numérique - expérimentale est effectuée pour le cas bien connu de l'écoulement compressible au travers d'un orifice, figure 5.8. Bien que ce cas diffère du cas étudié par le fait qu'il n'y a pas de changement brusque de direction d'écoulement, son choix vient du fait que cet écoulement comporte un système de coordonnées cylindriques avec symétrie de révolution semblable au cas qui nous intéresse. On doit s'assurer que les paramètres numériques du code qui sont à spécifier soient bien introduits dans le programme (i.e. indicateurs du régime d'écoulement, système de coordonnées, symétrie de révolution, conditions aux limites, contrôle du maillage, ...).

Les comparaisons sont effectuées par rapport aux résultats théoriques/expérimentaux obtenus par Brower et al. (1993). Ces auteurs ont construit un montage expérimental afin de valider la théorie qu'ils ont développée. Le but de leur travail était, entre autres, d'étudier les effets du rapport du rayon de l'orifice R_{ori} par rapport au rayon du tuyau cylindrique R_1 sur le coefficient de débit reliant le débit réel \dot{m}_a au débit théorique \dot{m}_t :

$$C = \frac{\dot{m}_a}{\dot{m}_t}.$$

Le domaine numérique utilisé dans ce travail est illustré sur la même figure (5.8). Les distances entre les sections amont et aval de l'orifice sont respectivement $L_1 = 2R_1$ et $L_2 = 4R_1$. Le domaine de calcul considère évidemment la symétrie de révolution. Le maillage non-uniforme utilisé dans ce test est de 30×45 dans les 2 directions axiale et radiale respectivement. Une centaine d'itérations était nécessaire pour une bonne convergence ($S_{max} < 10^{-7}$). On remarque que chaque point numérique sur la figure 5.9 représente la simulation d'un cas complet, ce qui peut également servir d'indicateur de concordance pour une large gamme d'applications et de différentes pressions entre les

limites du domaine. Les résultats expérimentaux et théoriques obtenus dans leur travail sont comparés dans cette section avec les résultats obtenus numériquement par microCOMPACT dans ce présent travail (figure 5.9).

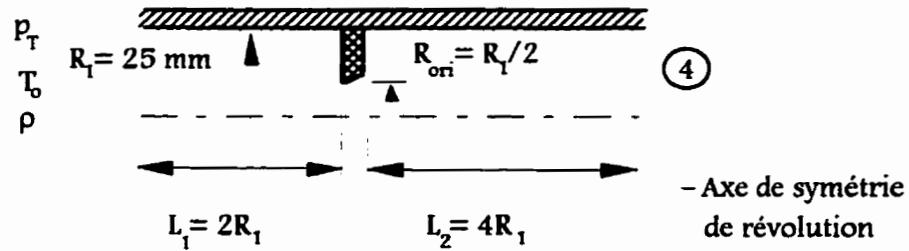


FIGURE 5.8: ÉCOULEMENT AU TRAVERS UN ORIFICE.

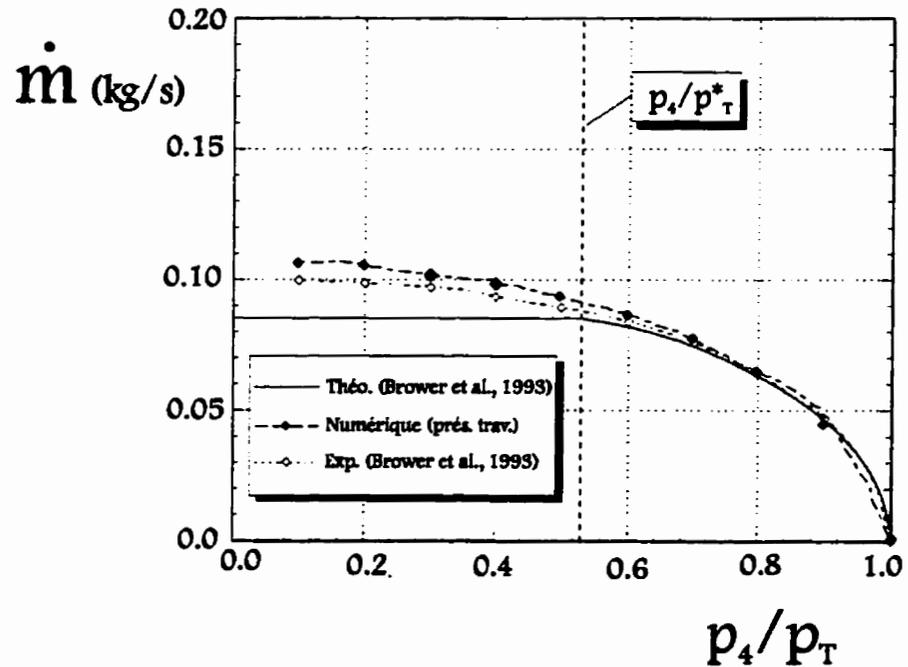


FIGURE 5.9: CAS TEST: RÉSULTATS DU CAS DE L'ÉCOULEMENT COMPRESSIBLE AU TRAVERS D'UN ORIFICE (MALLAGE 30 x 45).

Les courbes représentent le débit massique en fonction du rapport de pression totale et de la pression statique en aval de l'orifice (section 4). On remarque une bonne concordance entre les résultats obtenus dans ce travail en comparaison avec ceux de Brower et al., (1993). Dans le cas de l'étude théorique, les auteurs ont développé une relation pour l'écoulement isentropique (équation 5.9) pour $p_4/p_T > p_4/p_T^*$, où $p_4/p_T^* = 0.528$ représentant le rapport de pression critique, c'est-à-dire le rapport de pression pour lequel un régime sonique est obtenu à l'orifice. Lorsque ce rapport de pression critique est obtenu, ils utilisent l'équation du débit massique maximum (équation 5.10).

$$\dot{m} = \left[\left(\frac{2}{\gamma - 1} \right) \left(\frac{p_4}{p_T} \right)^{\frac{2}{\gamma}} * \left(1 - \left(\frac{p_4}{p_T} \right)^{\frac{\gamma - 1}{\gamma}} \right) \right]^{\frac{1}{2}} * \left[1 + \frac{2}{\pi} \left(\frac{p_4}{p_T} \right)^{\frac{1}{\gamma}} \right]^{-1} * A_2 * \rho_o * (\gamma * R * T_o)^{\frac{1}{2}} \quad (5.9)$$

$$\dot{m} = 0.4123 * A_2 * \rho_o * (1.4 * R * T_o)^{\frac{1}{2}} \quad (5.10)$$

Cette dernière équation est donnée pour le cas de l'air où $\gamma = C_p/C_v = 1.4$. Dans ces deux équations, l'indice «o» représente la condition d'arrêt à l'entrée du système. Les auteurs ont aussi remarqué que bien que la surface d'écoulement à l'intérieur du cylindre A_4 n'est pas représentée à l'intérieur de ces deux dernières équations, elle peut possiblement influencer les résultats obtenus.

Les lignes de courant pour ce cas test sont présentées à la figure 5.10. On voit très bien d'après cette figure qu'il existe des nappes tourbillonnaires en amont et en aval de l'orifice, ce qui est tout à fait prévisible.

Vue la bonne concordance expérimentale-numérique présentée ci-haut, ce code de calculs sera utilisé avec confiance pour le présent travail dont les résultats sont présentés dans ce qui suit.

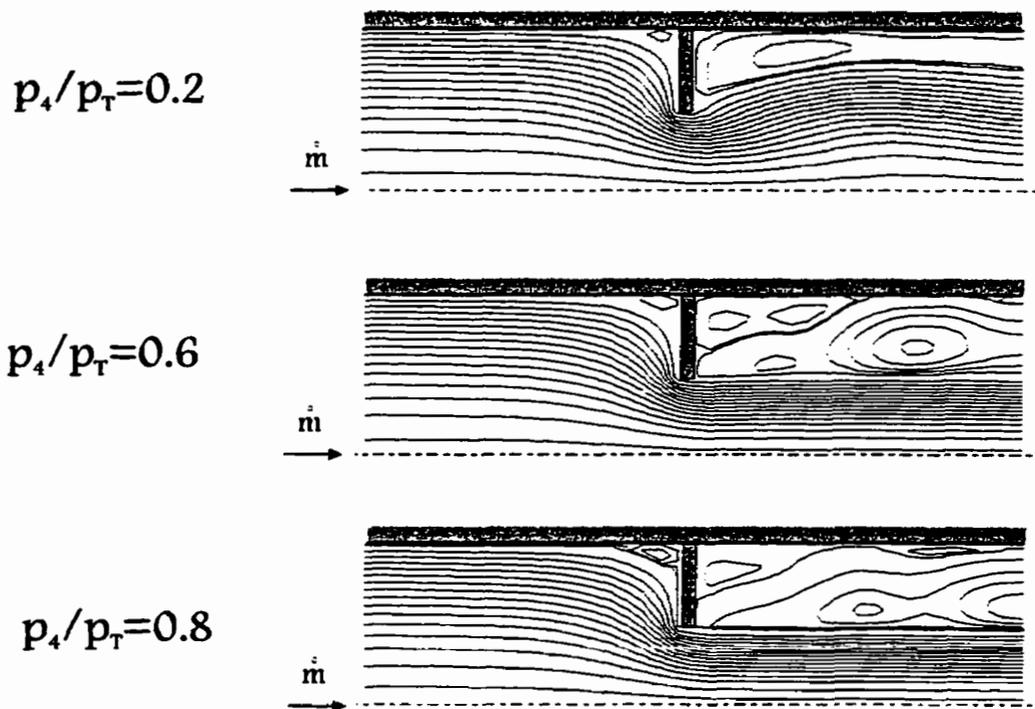


FIGURE 5.10: LIGNES DE COURANT POUR LE CAS TEST

5.3.2.2 Domaine de calcul, maillage et conditions aux limites

Tel que mentionné, les calculs à l'intérieur de ce chapitre sont effectués à l'aide du code commercial microCOMPACT, opérant sous le système d'opération DOS. Puisque ce programme fonctionne sur un micro-ordinateur, la mémoire ordinateur disponible devient un facteur très important. D'autre part, le nombre accru d'inconnues dans le cas présent fait en sorte que le nombre d'éléments de contrôle que l'on peut générer à l'intérieur du domaine de contrôle est plus limité. Ce nouveau domaine doit donc être choisi en tenant compte de ces facteurs. La figure 5.11 illustre les deux domaines de contrôle considérés dans cette section.

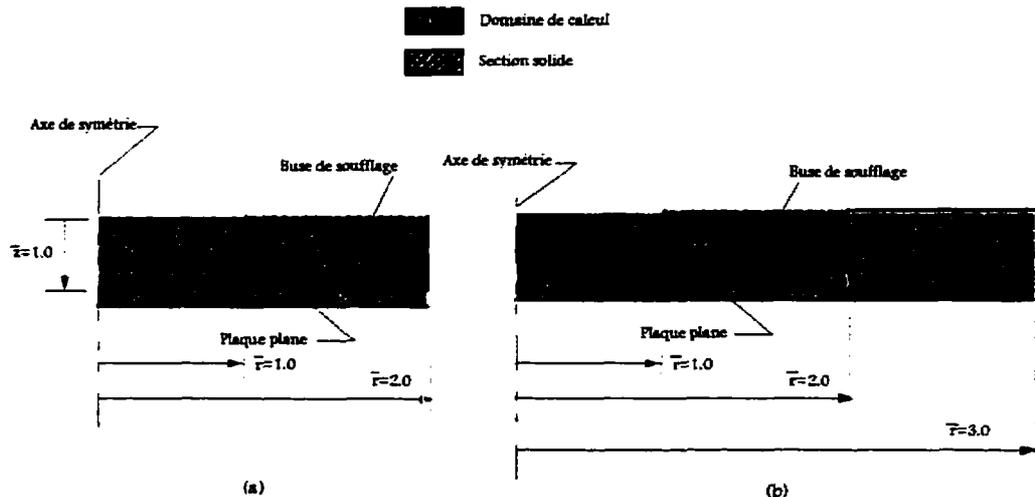


FIGURE 5.11: DOMAINES DE CALCUL

Tel que précédemment mentionné, une condition de pression statique est utilisée à la section de sortie pour les cas étudiés dans ce chapitre. Les deux différents domaines d'études illustrés dans la figure 5.11 sont considérés afin de déterminer l'influence de leurs grandeurs sur les résultats. Dans les deux cas, des maillages de 25×40 sont utilisés dans la zone entre $r=0$ et $r=2$, tandis que pour le cas illustré à figure 5.11 (b), 20 noeuds additionnels sont ajoutés pour la section entre $r=2$ et 3. Les tests sont effectués en utilisant un nombre de Reynolds de 1400 (équation 2.10, modifié: $Re=2\dot{m}/\pi\mu R_i$), ce qui nous permettra également de comparer les résultats obtenus avec ceux du cas incompressible. Tel que déjà mentionné, pour ce cas compressible, une condition de pression totale est utilisée à la section d'entrée et une condition de pression statique est imposée à la sortie. Bien qu'une modification des conditions aux limites à cette section soit possible, on désire garder les mêmes conditions qui seront utilisées plus tard pour le cas des grandes pressions d'alimentation où des conditions de vitesse à la section d'entrée ne sont pas imposées. Le nombre de Reynolds de 1400 est donc obtenu par essais successifs. Ces essais ont été fait en modifiant la condition de pression totale à la section d'entrée.

La figure 5.12 présente les courbes de distribution de pression pariétale pour ces mêmes deux cas. On voit très bien que les deux courbes sont pratiquement identiques, ce

qui indique que les calculs semblent être bons pour au moins ce cas ici présenté. Ceci permet de réduire considérablement le domaine de calcul et, par conséquent, le temps de calcul et la mémoire ordinateur. Cette partie de mémoire peut être utilisée pour raffiner le maillage dans la région d'intérêt.

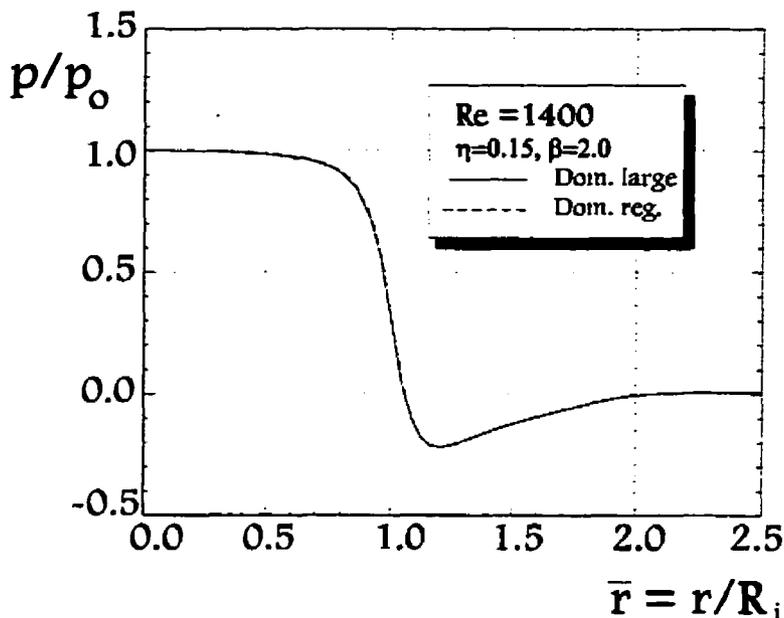


FIGURE 5.12: EFFETS DU DOMAINE SUR LA DISTRIBUTION DE PRESSION PARIÉTALE

La figure 5.13 illustre que l'allure générale de l'écoulement entre la buse et la plaque plane semble être la même. On remarque qu'une nappe tourbillonnaire couvrant toute la surface de la buse de soufflage est trouvée dans les deux cas. On se souvient que cette nappe avait également été retrouvée dans le cas incompressible au chapitre 3.

Le maillage choisi pour les simulations subséquentes en utilisant le domaine illustré à la figure 5.11 (a) est de 35×50 dans les directions axiale et radiale respectivement. Le maillage est généré de la même façon que celui décrit au chapitre 2, c'est-à-dire plus fin à proximité des parois. Ce maillage plus restreint est adopté en raison du plus grand nombre de variables dans le cas compressible. Il est à noter que dans les travaux précédents pour des cas d'écoulements incompressibles entre disques, les auteurs utilisent des maillages

semblables à celui utilisé dans cette section (maillages de l'ordre de 20×25 , par exemple [Prakash et al., 1984], [Eid Moussa et al., 1991] et [Nesradine et al. 1995]). Ces travaux ont produit de bons résultats numériques.

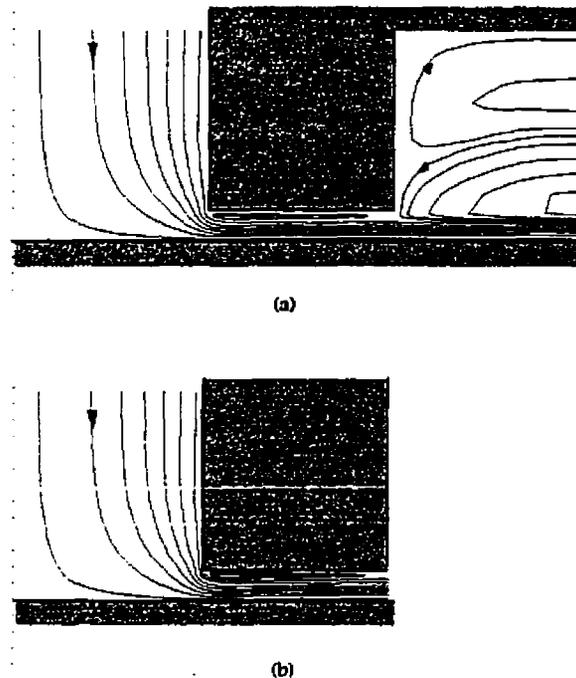


FIGURE 5.13: EFFETS DU DOMAINE SUR L'ALLURE GÉNÉRALE DE L'ÉCOULEMENT

De façon analogue au cas incompressible, le critère de convergence se base sur la conservation de masse dans le domaine. Tel que mentionné à l'intérieur du chapitre 2, cette conservation est exprimée par la valeur du bilan massique sur chaque volume de contrôle. Pour un cas typique, 200 itérations portent ce bilan à des valeurs inférieures à 10^{-7} .

5.3.3 Résultats numériques

5.3.3.1 Cas où $Re=1400$

Avant de poursuivre l'étude à des nombres de Reynolds relativement plus élevés, il est intéressant de considérer le cas de la buse classique où $Re=1400$ (étudié au chapitre 3),

cette fois en considérant le fluide comme étant compressible. La figure 5.14 illustre une comparaison de courbes de pression pariétale pour les cas où le fluide est considéré comme étant incompressible (chapitre 3) avec le cas compressible.

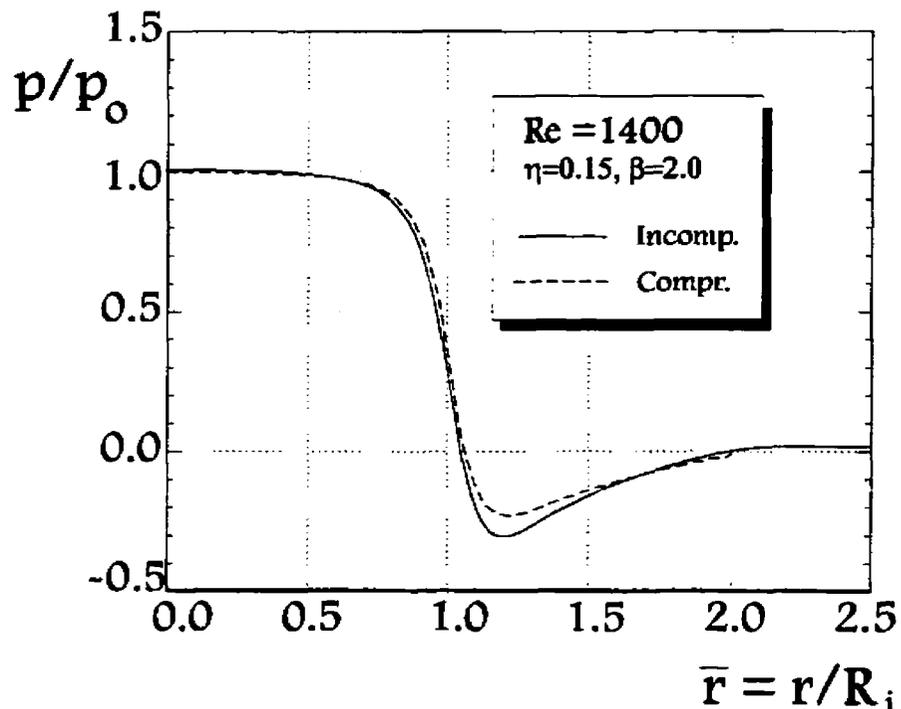


FIGURE 5.14: CAS OÙ $Re=1400$

Bien que l'allure générale soit la même, les résultats montrent qu'il existe une différence entre les résultats présentés dans le chapitre 3 avec les nouveaux résultats obtenus en considérant le fluide comme étant compressible. Il est possible d'attribuer cette différence à deux facteurs. En premier lieu, cette différence entre les cas compressible et incompressible peut être expliquée par le fait qu'il soit possible que l'influence de la compressibilité du fluide soit déjà présente à un nombre de Reynolds de 1400. La figure 5.15 illustre les lignes Iso-Mach pour ce cas. On voit très bien qu'il existe des régions où le nombre de Mach local peut atteindre des valeurs avoisinantes $M=0.2$ dans les régions correspondantes au point de pression minimum. Ceci, bien que la valeur de la pression soit

encore relativement faible. Il est donc possible que la compressibilité du fluide ait déjà une influence sur l'écoulement à ce nombre de Reynolds.

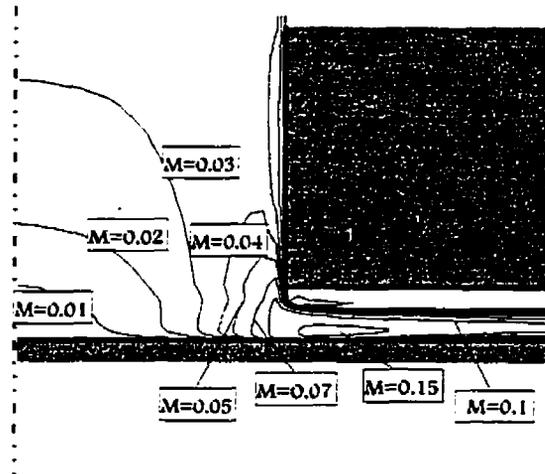


FIGURE 5.15: LIGNES ISO-MACH POUR LE CAS OÙ $Re=1400$

En deuxième lieu, le maillage utilisé dans le cas incompressible est beaucoup plus raffiné que celui utilisé dans le cas compressible. Cette limitation dans le cas compressible est due à la mémoire d'ordinateur limitée du micro-ordinateur. Effectivement, en regardant la figure 2.18 illustrant les influences du maillage pour le cas incompressible, on voit que le cas où un maillage de 15×40 dans la région d'intérêt a un minimum semblable à celui du cas compressible illustré à la figure 5.14. Dans ce qui suit, les cas où des pressions élevées sont imposées à l'entrée seront discutés.

5.3.3.2 Cas des pressions élevées

Les figures 5.16 et 5.17 montrent les résultats pour des cas illustrant les influences de la distance séparant la buse et la paroi de même que sur la pression d'arrêt. Ces deux cas seront traités séparément dans ce qui suit.

a) Influence du paramètre η :

À la figure 5.16, on voit que pour une pression d'arrêt constante, soit ici 2 bars, la variation dans le paramètre η peut apporter quelques changements dans l'allure générale de l'écoulement. Effectivement, on voit que pour une augmentation de η , c'est-à-dire augmentation de la distance séparant la buse et la plaque, la région de nappe tourbillonnaire devient plus grande. Ceci est également reflété dans les profils de vitesse radial. On voit très bien que le gradient de vitesse à la paroi de la buse de soufflage devient de moins en moins important en fonction du paramètre η et devient négatif pour toute la largeur pour $\eta=0.25$. On voit que le nombre de Mach moyen dans les sections axiales ne dépassent pas l'unité pour les cas étudiés. On remarque par contre que la vitesse locale peut dépasser celle du son ($M > 1$) entre la buse et la plaque plane.

b) Influence de la pression à la section d'entrée:

L'influence de la pression totale à la section d'entrée est illustrée à la figure 5.17. On voit très bien que, qualitativement, l'allure générale de l'écoulement n'est pas grandement influencée par ce paramètre. Effectivement, on voit que pour une distance η constante, l'écoulement est sensiblement le même pour les trois cas étudiés bien que la zone de dépression semble s'atténuer avec l'augmentation de la pression à l'entrée. Ceci peut possiblement être expliqué par le fait que la vitesse de l'écoulement ne change pas considérablement en fonction de la coordonnée radiale (effet dû à la compressibilité). Ceci est d'autant plus vrai avec une augmentation dans la pression à l'entrée. Il est également intéressant de noter que plus cette pression à l'entrée est élevée, plus le gradient de vitesse à la paroi de la buse est important. Pour le cas où $p_T/p_{atm}=3$, on peut observer que le nombre de Mach moyen atteint pratiquement l'unité à une position radiale $r \cong 1.25$. Localement, le nombre de Mach peut atteindre 1.2 à cette section.

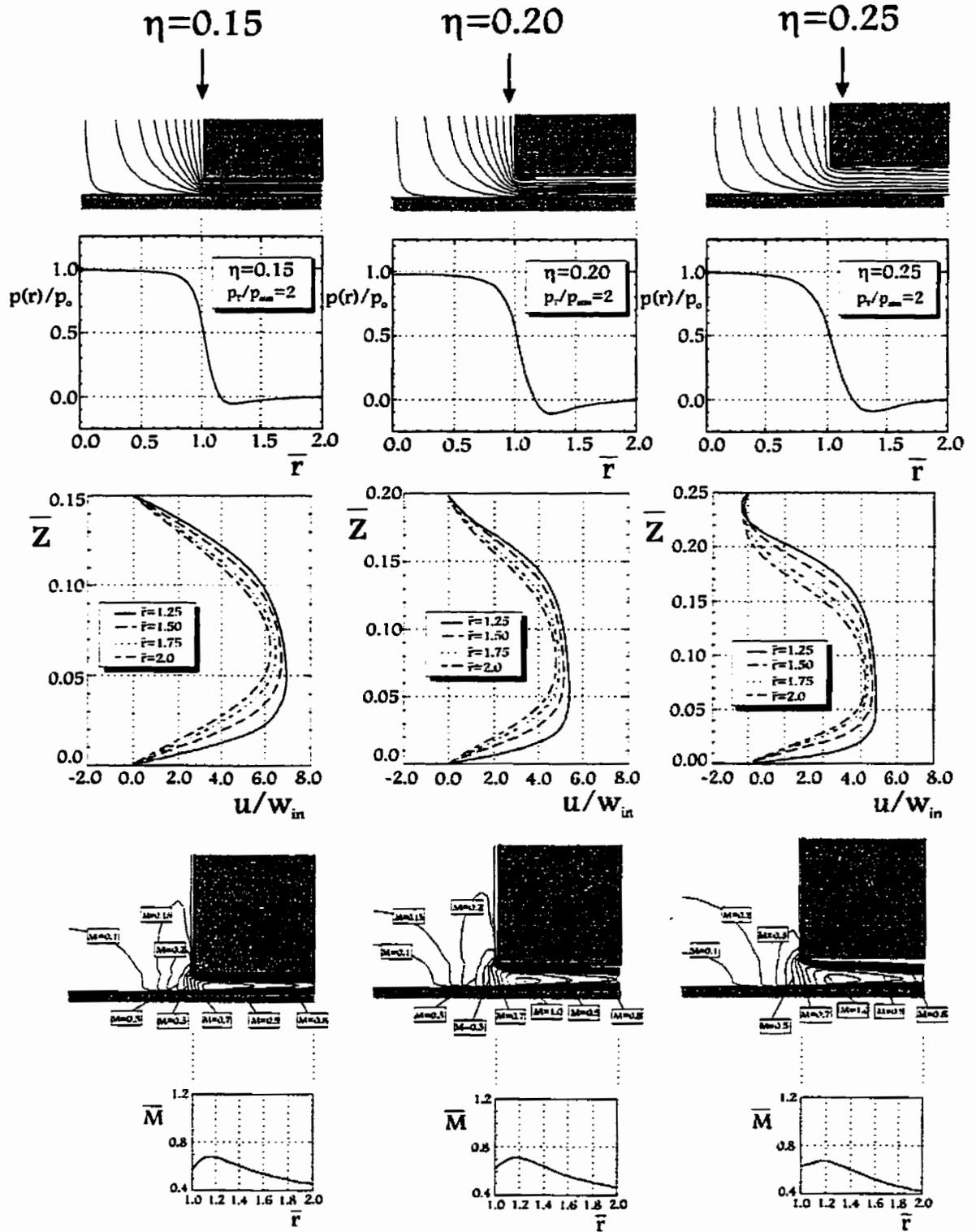


FIGURE 5.16: INFLUENCE DU PARAMÈTRE η

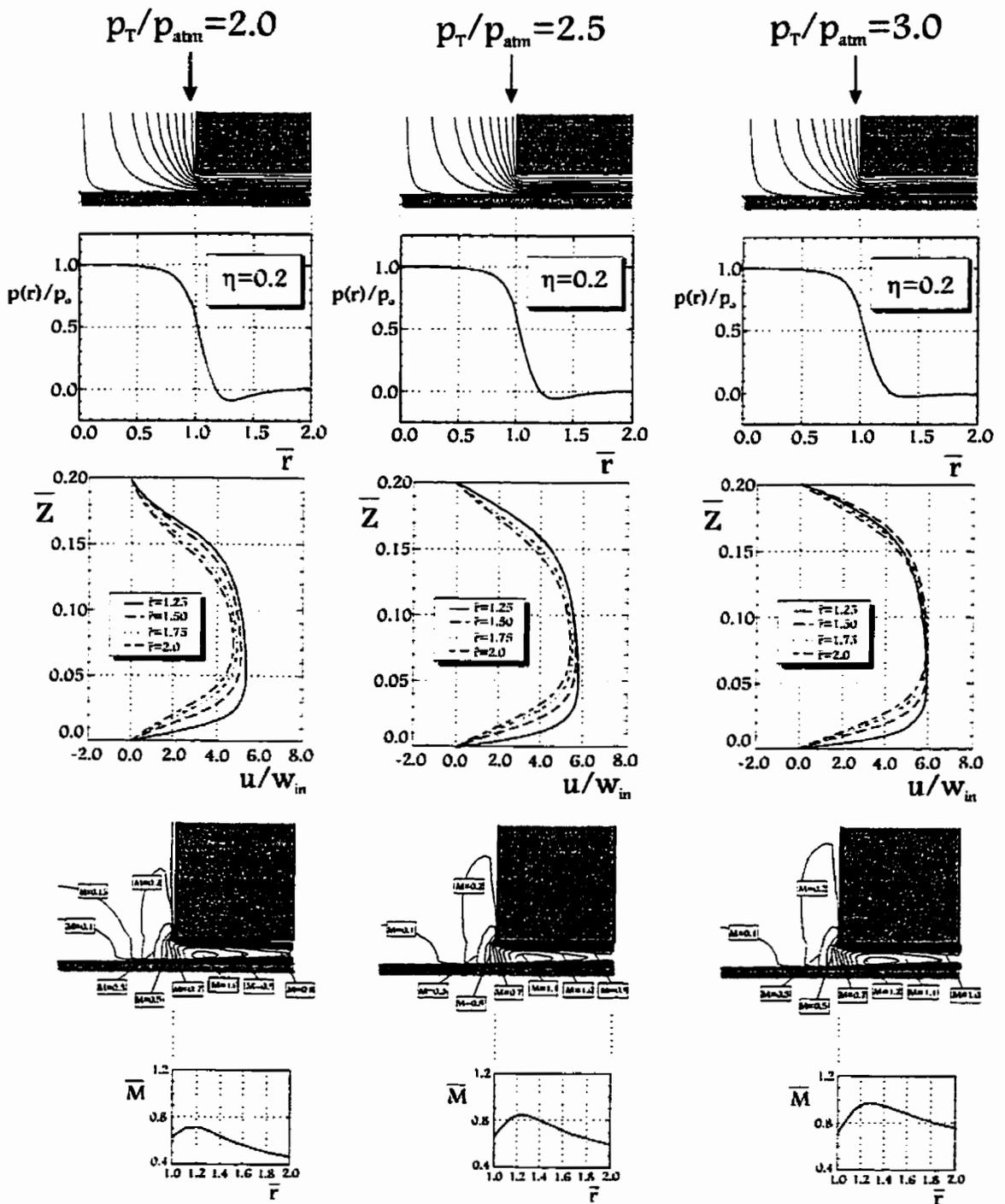


FIGURE 5.17: INFLUENCE DE LA PRESSION D'ENTRÉE

Les tableaux 5.1 et 5.2 suivant indiquent les valeurs des nombres de Reynolds et de Mach à la section d'entrée pour tous les cas illustrés aux figures 5.16 et 5.17.

TABLEAU 5.1: NOMBRES DE REYNOLDS ET MACH À L'ENTRÉE POUR LES CAS PRÉSENTÉS À LA FIGURE 5.16

$p_T/p_{atm}=2.0$	Re_{in}	Ma_{in}
$\eta=0.15$	12041	0.14
$\eta=0.20$	16141	0.18
$\eta=0.25$	19952	0.22

TABLEAU 5.2: NOMBRES DE REYNOLDS ET MACH À L'ENTRÉE POUR LES CAS PRÉSENTÉS À LA FIGURE 5.17

$\eta=0.20$	Re_{in}	Ma_{in}
$p_T/p_{atm}=2.0$	16141	0.18
$p_T/p_{atm}=2.5$	20866	0.188
$p_T/p_{atm}=3.0$	25390	0.19

La figure 5.18 illustre le nombre de Reynolds local en fonction de la position radial pour trois différents cas, selon la définition du nombre de Reynolds local défini par Moller, (1963), tel que décrit à l'équation (3.1):

$$Re_l = \frac{\dot{m}}{\pi \mu r}$$

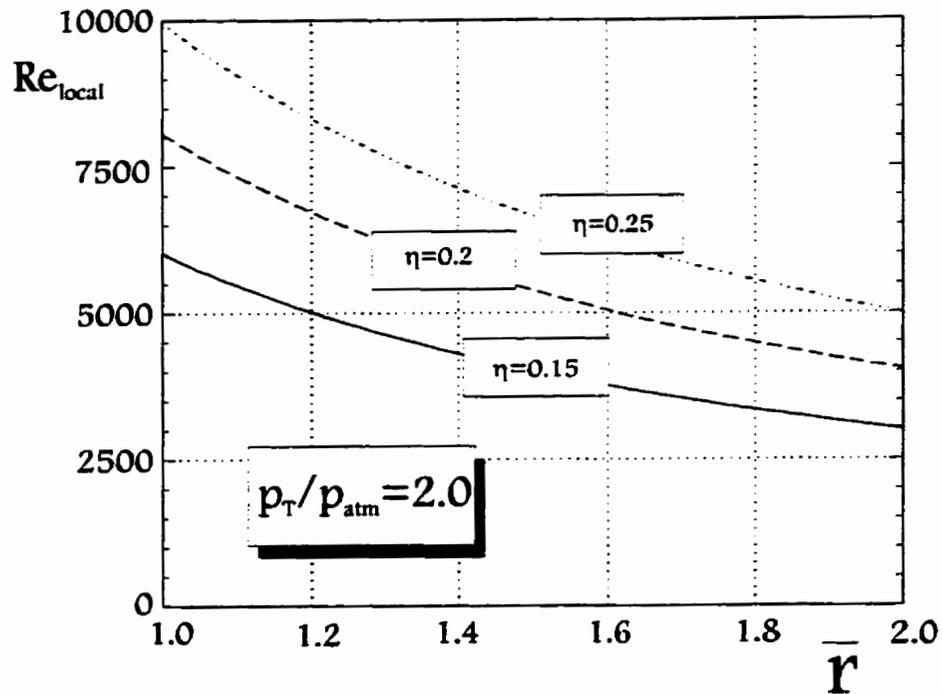
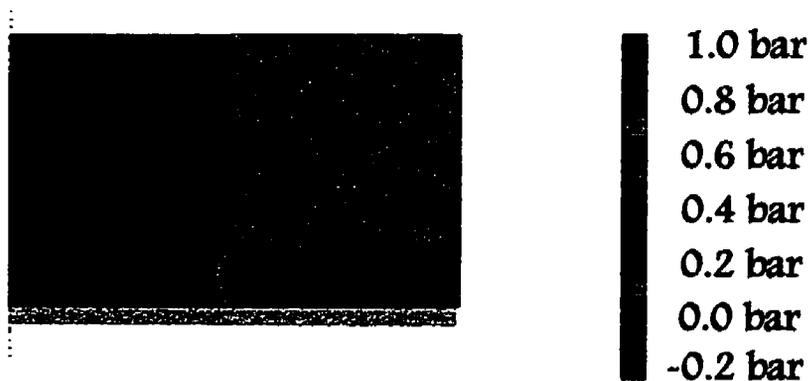


FIGURE 5.18: NOMBRE DE REYNOLDS LOCAL EN FONCTION DE LA COORDONÉE RADIALE

La figure 5.19 illustre les champs de température et de pression pour un cas type ($\eta=2.0$, $p_T/p_{atm}=2.0$). On voit très bien à l'aide de cette figure que la température et la pression varient considérablement dans la région entre la buse et la plaque plane. Effectivement, on voit que la température change de façon non-négligeable, caractérisant ainsi un écoulement compressible. D'autre part, on voit très bien que la pression est pratiquement constante dans la région d'entrée de la buse de soufflage (partie rouge), ce qui semble être physiquement plausible, vue la petite distance séparant la buse et la plaque. De la même façon, la température est constante dans cette région. Ceci correspond bien avec une région de vitesse d'écoulement relativement faible ($M < 0.2$).

Pour des pressions à la section d'entrée plus élevées, soient $p_T/p_{atm} \geq 4$, on remarque que la convergence des calculs devient plus difficile.

Pression



Température

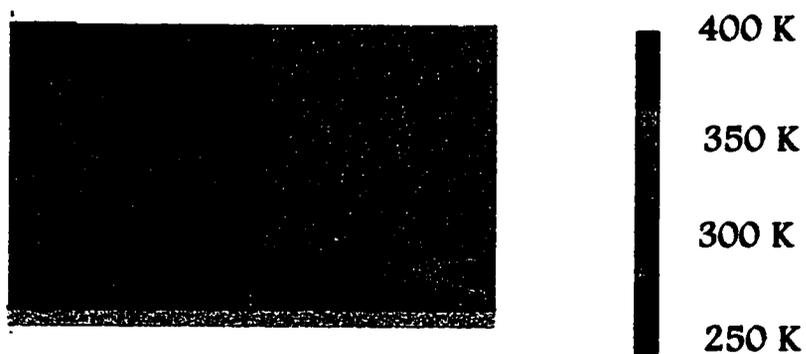


FIGURE 5.19: CHAMPS DE TEMPÉRATURE ET DE PRESSION POUR UN CAS TYPE

Tel que mentionné à l'intérieur du premier chapitre, il existe plusieurs différents types d'appareils en métrologie pneumatique. La gamme des pression est très large et, suivant le type d'appareil, les pressions d'alimentations peuvent varier entre 1.5 kPa jusqu'à environ 400 kPa. Les études effectuées dans les premiers chapitres de cette thèse correspondent surtout au bas de cette gamme et ceux présentés dans ce chapitre, le haut. Afin de vérifier la fiabilité de la méthode numérique sur toute la gamme d'application et d'avoir une idée du comportement de l'écoulement à des pressions modérées, un cas intermédiaire est donc présenté à l'intérieur de la prochaine section.

5.3.3.4 Cas intermédiaire, $Re=7100$

Les résultats pour un cas intermédiaire où $Re=7100$ correspondant à une pression totale imposée à la section d'entrée de $1.4 p_{atm}$ sont présentés à la figure 5.20.

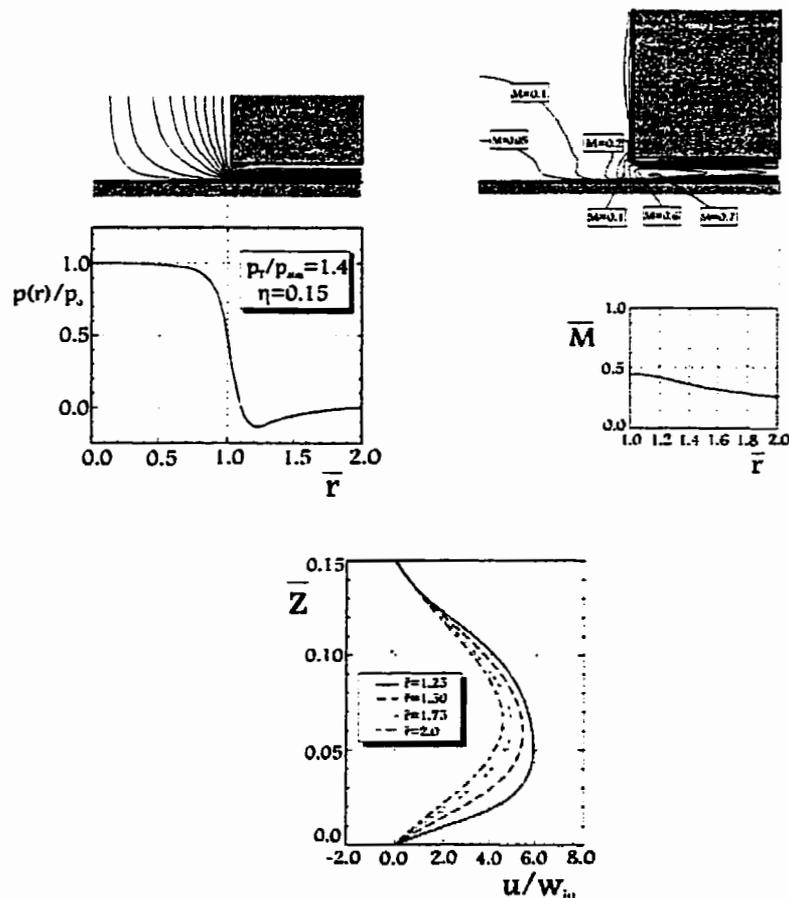


FIGURE 5.20: CAS OÙ $Re=7100$

On voit très bien à l'aide de cette dernière figure que, qualitativement, l'écoulement ne diffère pas tellement des autres cas étudiés à l'intérieur de ce travail. On note par contre que le nombre de Mach moyen local atteint à peine 0.5. Le creux de la pression pariétale est également plus important en comparaison avec les autres cas étudiés dans ce chapitre et se rapproche d'avantage à ceux obtenus au chapitre 3.

La courbe du nombre de Reynolds local (équation 3.1) en fonction de la position radiale pour ce cas est donnée à la figure 5.21. On voit très bien que le nombre de Reynolds local est relativement faible et, tel que mentionné, ce type d'écoulement mériterait d'être étudié en détail dans de futures études en considérant la turbulence. Effectivement, pour les conditions données, un nombre de Reynolds local aux environs de 2000 est obtenu près de la périphérie de la buse. On se souvient que Moller (1963) avait remarqué la relaminarisation de l'écoulement aux environs de cette valeur.

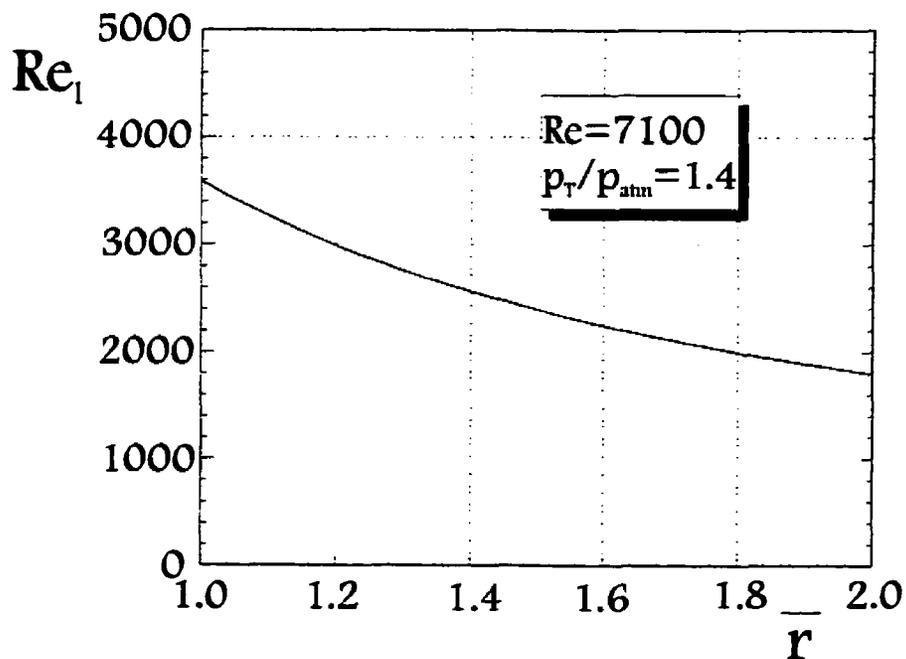


FIGURE 5.21: NOMBRE DE REYNOLDS LOCAL EN FONCTION DE LA COORDONNÉE RADIALE POUR $Re=7100$

5.4 RÉSUMÉ

L'étude de l'écoulement compressible entre une buse de soufflage et une plaque plane a été effectuée à l'intérieur de ce présent chapitre:

- Les résultats expérimentaux ont permis de voir qu'un changement dans la géométrie de la buse de soufflage a la même influence sur le champ de pression que dans le cas d'un écoulement incompressible. Dans le cas d'une buse chanfreinée à l'extérieur, la région de pression négative disparaît complètement. L'utilisation industrielle de telles buses pourront possiblement éliminer le problème d'encrassement des buses de soufflage. Les résultats expérimentaux ont également permis de constater que les buses de soufflage chanfreinées offrent une meilleure sensibilité à un changement dans la distance séparant la buse de la plaque plane.
- L'étude numérique exploratoire présentée est à notre connaissance originale et représente un point de départ pour l'étude de l'écoulement compressible entre une buse de soufflage et une plaque plane avec faible espacement. Les résultats ont montré que pour des pressions d'alimentation suffisamment élevées, la vitesse locale de l'écoulement peut atteindre celle du son. Les résultats numériques ont aussi illustré que les effets de la compressibilité peuvent possiblement être remarqués à des nombres de Reynolds relativement faibles, voir même aussi bas que $Re=1400$. On remarque qu'il a été possible de couvrir pratiquement toute la gamme des pressions retrouvées dans les applications industrielles.

Dans le cadre d'études futures, il serait intéressant, voire même important, de considérer l'effet de la turbulence sur le champ d'écoulement résultant.

CONCLUSION GÉNÉRALE

Une étude numérique et expérimentale de l'écoulement entre une buse de soufflage et une plaque plane a été effectuée dans cette thèse. La cible de cette étude était l'application de ce type d'écoulement dans le domaine du contrôle dimensionnel pneumatique. Le principe de fonctionnement des appareils de métrologie pneumatique est bien connu depuis longtemps et cette méthode est populaire encore aujourd'hui dans des applications de haute technologie. Il existe par contre certains problèmes liés à l'encrassement des buses de soufflage dans l'environnement des ateliers. Entre autres, cette thèse avait donc pour but de comprendre l'écoulement entre la buse de soufflage et la paroi à mesurer afin d'avancer différentes solutions possibles à ce problème. L'étude de différentes géométries de buses de soufflage s'est donc avérée importante.

Deux cas ont été considérés dans ce présent travail. Dans la première partie de cette thèse, le fluide est considéré comme étant incompressible. Dans les cas où les pressions d'alimentation sont plus élevées, la compressibilité n'est plus négligeable et, par conséquent, ce cas est étudié dans la deuxième partie. Dans ces deux cas, une étude à la fois numérique et expérimentale est effectuée.

L'algorithme SIMPLER était à la base de l'étude numérique. Cette méthode, bien connue en mécanique des fluides, a permis la solution des équations gouvernantes pour les cas des écoulements incompressibles et compressibles. Il a été possible de couvrir pratiquement toute la gamme des conditions utilisées dans les appareils de métrologie pneumatique.

La partie expérimentale de ce travail a été rendue possible grâce à deux montages. Le premier a été construit afin de non seulement vérifier les résultats obtenus numériquement dans le cas incompressible, mais a également été utilisé pour étudier les effets de la géométrie de la buse de soufflage sur la sensibilité. Le deuxième, celui du

Conclusion générale

laboratoire de mécanique des fluides de l'Université de Valenciennes, servit à l'étude des cas où la pression d'alimentation était importante. En raison de la faible distance séparant la buse de la plaque, les mesures de la pression pariétale sur la plaque sont les seules pratiquement mesurables.

Dans le cas d'un écoulement incompressible, les résultats ont montré qu'il existait une nappe tourbillonnaire à la surface frontale de la buse de soufflage classique. Cette nappe tourbillonnaire est vraisemblablement à la base des problèmes d'encrassement des buses de soufflage. Les influences de plusieurs géométries de buse de soufflage ont été étudiées et les résultats ont montré que des buses de soufflage arrondies intérieurement ayant des rayons de courbure d'au moins $R_{cb}=0.25$ de même que des buses de soufflage chanfreinées avec $\alpha \geq 20^\circ$ permettent d'éliminer ces nappes tourbillonnaires. Les résultats numériques sont en très bon accord avec ceux obtenus expérimentalement. On remarque par contre qu'il semblerait qu'une buse de soufflage arrondie peut nuire à la sensibilité d'un appareil de métrologie industrielle. La buse chanfreinée est donc proposée comme alternative à la buse de soufflage classique. Cette buse de soufflage a récemment été utilisée dans des applications industrielles et ne semble pas connaître les mêmes problèmes d'encrassement trouvés dans le cas de la buse classique.

Dans le cas d'un écoulement compressible, les résultats numériques et expérimentaux ont permis d'arriver aux mêmes conclusions que dans le cas d'un écoulement incompressible. Effectivement, il a été remarqué qu'une buse de soufflage chanfreinée permet d'éliminer la région de pression négative à la surface de la plaque plane et peut même offrir une meilleure sensibilité. Dans le cas des résultats numériques, il a été remarqué que les nappes tourbillonnaires diminuent en dimension avec une augmentation dans la pression d'alimentation. Par contre, avec une augmentation dans la distance séparant la buse de la plaque, les nappes deviennent plus prononcées.

On remarque par contre qu'il est également possible que des régions à faibles gradients de vitesse soient à la source des problèmes d'encrassement des buses de

Conclusion générale

soufflage. Avec le temps, il est concevable que des dépôts de saletés se font à la paroi des régions où les gradients de vitesse sont faibles.

Ce travail a permis de conclure que l'écoulement entre une buse de soufflage et une plaque plane est très complexe et dépend étroitement des paramètres gouvernants. L'étude de l'écoulement radial dans cette application particulière est très récente et, par conséquent, il existe encore plusieurs possibilités au niveau d'études futures intéressantes. Tout d'abord, il serait intéressant de considérer la turbulence. Il a été remarqué que dans les cas où la pression d'alimentation est relativement importante, le nombre de Reynolds local entre la buse et la plaque plane peut se situer entre 1500 et 10000.

Les pièces mécaniques qui sont soumises à un contrôle en atelier sont habituellement en mouvement (translation, rotation, ...). Il serait donc intéressant de poursuivre cette étude dans le cas où la paroi à mesurer n'est pas stationnaire, par exemple, celui d'un jet frappant un cylindre en rotation. Ce type de problème est considérablement plus difficile à simuler en raison de sa nature tridimensionnelle. Le régime instationnaire pourrait également être considéré dans ce genre de problème.

BIBLIOGRAPHIE

Abrahamson, S., S. Lonnes, "An Integral Method for Turbulent Boundary Layers on Rotating Disks", Trans. ASME: J. Fluids Eng., Vol. 115, 1993, pp. 614-619.

Abrahamson, S., S. Lonnes, "An Improved Model for Radial Injection Between Corotating Disks", Trans. ASME: J. Fluids Eng., Vol. 116, 1994, pp. 225-257.

Adams, M.L., A.Z. Szeri, "Incompressible Flow Between Finite Disks", Journal of Applied Mechanics, Vol. 49, 1982, pp. 1-9.

Albert, C., "Inelastic Flow from a Tube into a Radial Slit", Ind. Eng. Chem. Fundam., Vol. 20, 1981, pp.340-346.

Ansley, A., Manufacturing Methods and Processes, Revised Edition, Chilton Book Company, Philadelphia, U.S.A.

Anthony, D.M., Engineering Metrology, Pergamon Press, Oxford, R.U., 1986, 222 pages.

Batchelor, G. K., "Note on a Class of Solutions of the Navier-Stokes Equations Representing Steady Rotationally-Symmetric Flow", Quart. Journal of Mechanics and Applied Math., Vol. IV, Part 1, 1951, pp. 29-41.

Bayley, F. J., J.M. Owen, "The Fluid Dynamics of a Shrouded Disk System with a Radial Outflow of Coolant", Journal of Engineering for Power, July, 1970, pp. 335-341.

Bazzi, H., C.T. Nguyen, D. Vo-Ngoc, "Laminar Flow and Heat Transfer in an Enclosure with Swirling Throughflow", Comptes-Rendus CANCEM, 1995.

Béttahar, A., "Application des écoulements radiaux à la métrologie pneumatique dimensionnelle", Thèse de doctorat, Université de Valenciennes, 1993.

Bodewadt, U. T., "Die Drehströmung über festem Grunde", ZAMM 20:241, 53, 1940.

Brady, J. F., L. Durlofsky, "On Rotating Disk Flow", Journal of Fluid Mechanics, Vol. 175, 1987, pp. 363-394.

Brower, W.B., E. Eisler, E.J. Filkom, J. Gonenc, C. Plati, J. Stagnitti, "On the Compressible Flow Through an Orifice", Trans. ASME: J. Fluids Eng., Vol. 115, 1993, pp. 660-664.

Chakraborty, S., S. P. Sengupta, G. Biswas, "Fluid Flow and Heat Transfer in a Laminar Radial Impinging Jet", Int. J. Num. Meth. Heat and Fluid Flow, Vol.4, 1994, pp.173-185.

Bibliographie

- Chawla, S.S., A.R. Verma, "Free Convection from a Disk Rotating in a Vertical Plane", J. Fluid Mech., Vol. 126, 1983, pp.307-313.
- Chuang, S., M. Chen, S. Lii, F. Tai, "Numerical Simulation of Twin-Jet Impingement on a Flat Plate Coupled With Cross-Flow", Int. J. Num. Meth. in Fluids., Vol. 14, 1992, pp. 459-475.
- Coombs, J. A., D. Dowson, "An Experimental Investigation of the Effects of Lubricant Inertia in a Hydrostatic Thrust Bearing", Proc. Inst. Mech. Engrs., Vol. 179, Pt. 3, 1965, pp. 96-108.
- Crnojevic, C., G. Roy, A. Bettahar, P. Florent, "Influence of Regulator Diameter and Injection Nozzle Geometry on Flow Structure in Pneumatic Dimensional Control Systems", Article soumis pour publication dans Trans. ASME, 1995.
- Croche, R, Decool, F. "La métrologie pneumatique", Société Silec et Société Étamic, 1989.
- Daily, J. W., W.D. Ernst, V.V. Asbedian, "Enclosed Rotating Disks with Superposed Throughflow: Mean Steady and Periodic Unsteady Characteristics of Induced Flow", Hydrodynamics Laboratory Report No. 64, MIT Department of Civil Engineering, April, 1964.
- Deshpande, M.D., R. N. Vaishnav, "Submerged Laminar Jet Impingement on a Plane", J. Fluid Mech., Vol. 114, 1982, pp. 213-236.
- Dijkstra, D., G.J.F. van Heijst, "The Flow Between Two Finite Rotating Disks Enclosed By A Cylinder", J. of Fluid Mech., Vol. 128, 1983, pp. 123-154.
- Dijkstra, D., P.J. Zandbergen, "von Kármán Swirling Flows", Ann. Rev. Fluid Mech., Vol. 19, 1987, pp. 465-491.
- Downs, S.J., E.H. James, "Jet Impingement Heat Transfer-A Literature Survey", ASME paper 87-HT-35, 1987.
- Eid Moussa, S., C.T. Nguyen, D. Vo-Ngoc, "Laminar Incompressible Flow Between Two Finite Rotating Disks", Proc. CANCAM, Winnipeg, Manitoba, June, 1991, pp. 426-427.
- Eid Moussa, S., C.T. Nguyen, D. Vo-Ngoc, "Numerical Investigation of the Laminar Flow Between Two Finite Rotating Disks With Uniform Suction", Proc. 7th International Conference on Numerical Methods in Laminar and Turbulent Flow, Stanford, California, July, 1991, pp. 34-44.
- Elger, D.F., S.J. Taylor, C.P. Liou, "Recirculation in an Annular-Type Jet Pump", Trans. ASME: J. of Fluids Eng., Vol. 116, 1994, pp. 735-740

Bibliographie

- Florent, P., N.D. Nguyen, D. Vo-Ngoc, "Écoulement Instationnaire Entre Disques Coaxiaux", Journal de Mécanique, Vol. 12, No. 4, 1973, pp. 555-580.
- Florent, P., "Une étude du comparateur pneumatique ETAMIC", 1^{er} rapport de contrat entre la société Silec et le Laboratoire de mécanique des fluides de l'Université de Valenciennes, juin, 1989.
- Florent, P., "Importance de la géométrie des buses de soufflage dans le contrôle dimensionnel pneumatique", 2^{ème} rapport de contrat entre la société Silec et le Laboratoire de mécanique des fluides de l'Université de Valenciennes, janvier, 1990.
- Florent, P., "L'optimisation des canaux d'évacuation de l'air dans les buses de soufflage du contrôleur pneumatique ETAMIC", 3^{ème} rapport de contrat entre la société Silec et le Laboratoire de mécanique des fluides de l'Université de Valenciennes, juin, 1990.
- Florent, P., C. Crnojevic, 4^{ème} rapport de contrat entre la société Silec et le Laboratoire de mécanique des fluides de l'Université de Valenciennes, 1993
- Fortier, A., "Perfectionnement aux appareils pneumatiques différentiels de mesure et d'asservissement", Paris, 1967/68.
- Galyer, J.F.W., C.R. Shotbolt, Metrology for Engineers, Fifth Edition, Cassell, 1990, 291 pages.
- Greenspan, D., "Numerical Studies of Flow Between Rotating Coaxial Disks", J. Inst. Maths Applics, Vol. 9, 1972, pp. 370-377.
- Hagiwara, T., "Studies on the Characteristics of Radial-Flow Nozzles (1st Report, Theoretical Analysis of Outward Flow)", Bulletin of JSME, Vol. 5, 1962.
- Hagiwara, T., "Studies on the Characteristics of Radial-Flow Nozzles (2nd Report, Theoretical Analysis of Inward Flow)", Bulletin of JSME, Vol. 5, 1962.
- Hagiwara, T., "Studies on the Characteristics of Radial-Flow Nozzles (3rd Report, Experimental Results)", Bulletin of JSME, Vol. 5, 1962.
- Haynes, C. M., J.M. Owen, "Heat Transfer from a Shrouded Disk System with a Radial Outflow of Coolant", J. of Eng. for Power, 1975, pp. 28-36.
- Higuera, F.J., "The Hydraulic Jump in a Viscous Laminar Flow", J. Fluid Mech., Vol. 274, 1994, pp. 69-92.
- Ho, C., N.S. Nosseir, "Dynamics of an Impinging Jet, Part 1: The Feedback Phenomenon", J. Fluid Mech., vol 105, 1981, pp.119-142.

Bibliographic

Holodniok, M., M. Kubicek, V. Hlavacek, "Computation of the Flow Between Two Rotating Coaxial Disks", J. Fluid Mech., Vol. 81, 1977, pp. 689-699.

Holodniok, M., M. Kubicek, V. Hlavacek, "Computation of the Flow Between Two Rotating Coaxial Disks: Multiplicity of Steady-State Solutions", J. Fluid Mech., Vol. 108, 1981, pp. 227-240.

Ishizawa, S., "The Axi-Symmetric Laminar Flow in an Arbitrarily Shaped Narrow Gap (1st Report, Theoretical Analysis for the Inlet Region)", Bulletin of JSME, Vol. 8, No. 31, 1965, pp. 353-367.

Ishizawa, S., "The Axi-Symmetric Laminar Flow in an Arbitrarily Shaped Narrow Gap (2nd Report, Theoretical Analysis for the Downstream Region)", Bulletin of JSME, Vol. 9, No. 33, 1966, pp. 86-103.

Ishizawa, S., T. Watanabe, K. Takahashi, "Unsteady Viscous Flow Between Parallel Disks With a Time-Varying Gap Width and a Central Fluid Source", Trans. ASME: J. Fluids Eng., Vol. 109, 1987, pp. 395-402.

Itoh, M., I. Hasegawa, "Turbulent Boundary Layer on a Rotating Disk in Infinite Quiescent Fluid", JSME Int. J. Series B: Fluids and Thermal Eng., Vol. 37, No. 3, 1994, pp. 449-456.

Jackson, J. D., G.R. Symmons, "An Investigation of Laminar Radial Flow Between Two Parallel Discs", Applied Sci. Res., Section A, Vol. 15, 1965, pp. 59-75.

Jackson, J. D., G.R. Symmons, "The Pressure Distribution in a Hydrostatic Thrust Bearing", Int. J. Mech. Sci., Pergamon Press Ltd, Vol. 7, 1965, pp. 239-249.

Kalpakjian, S., Manufacturing Processes for Engineering Materials, 2nd Edition, Addison-Wesley Publishing Company, Reading Massachusetts, U.S.A.

Lai, C.-Y., K.R. Rajagopal, A.Z. Szeri, "Asymmetric Flow Between Parallel Rotating Disks", J. Fluid Mech., Vol. 146, 1984, pp. 203-225.

Lance, G. N., M.H. Rogers, "The Axially Symmetric Flow of a Viscous Fluid Between Two Infinite Rotating Disks", Proc. Roy. Soc. A, 266, 1961, pp. 109-121.

Lewis, A.J., A.D. Brent, "A Comparison of Coarse and Fine Grain Parallelization Strategies for the Simple Pressure Correction Algorithm", Int. J. Num. Meth. in Fluids, Vol. 16, 1993, pp. 891-914.

Livesey, J. L., "Inertia Effects in Viscous Flow", Int. J. Mech. Sci., Pergamon Press Ltd., 1060, Vol. 1, 1960, pp. 84-88.

Bibliographie

- Lytle, D., B.W. Webb, "Secondary Heat Transfer Maxima for Air Jet Impingement at Low Nozzle-to-Plate Spacings", Experimental Heat Transfer, Fluid Mechanics and Thermodynamics, Elsevier Science Publishing Co. Inc., 1991, pp. 776-783.
- Lytle, D., B.W. Webb, "Air Jet Impingement Heat Transfer at Low Nozzle-Plate Spacings", Int. J. Heat Mass Transfer, Vol. 17, No12, 1994, pp. 1687-1697.
- Masuda, W., T. Nakamura, M. Kobayashi, H. Saito, "An Experimental Study on an Underexpanded Annular Impinging Jet", JSME Int. J. Series II, Vol. 33, No. 4, 1990, pp. 674-679.
- Masuda, W., E. Moriyama, "Aerodynamic Characteristics of Underexpanded Coaxial Impinging Jets", JSME Int. J., Series B, Vol. 37, No.4, 1994, pp. 769-775.
- McGinn, J.H., "Observations on the Radial Flow of Water Between Fixed Parallel Plates", Appl. Sci. Res., Section A, Vol. 5, 1956.
- Meola, C., L. de Luca, G.M. Carlomagno, "Azimuthal Instability in an Impinging Jet: Adiabatic Wall Temperature Distribution", Exp. in Fluids, Vol. 18, 1995, pp. 303-310.
- Mellor, G. L., P.J. Chapple, V.K. Stokes, "On the Flow Between a Rotating and a Stationary Disk", J. of Fluid Mech., Vol. 31, Part 1, 1968, pp. 95-112.
- Mochizuki S., W.-Y. Yang, "Self-Sustained Radial Oscillating Flows Between Parallel Disks", J. Fluid Mech., Vol. 154, 1985, pp.377-397.
- Molle, R., "Étude comparée des dispositifs à Écoulement à vitesses subsonique et sonique utilisés en métrologie pneumatique", Microtechnique, Vol. X, N° 1, Paris, 1955.
- Molle, R., "Les récentes tendances de la métrologie pneumatique", Communication présentée à la 4^{ième} biennale de la mécanique de haute précision, Microtechnique, Vol. X, N° 4, Paris, 1955.
- Moller, P. S., "Radial Flow Without Swirl Between Parallel Discs", The Aeronautical Quarterly, May 1963, pp. 163-186.
- Morgan, P.G., A. Saunders, "An Experimental Investigation of Inertia Effects in Viscous Flow", Int. J. Mech. Sci., Pergamon Press Ltd., Vol. 2, 1960, pp. 8-12.
- Nesraddine, H., C.T. Nguyen et Vo-Ngoc, "Laminar flow between a stationary and a rotating disk with radial throughflow", Num. Heat Trans., Part A, Vol. 27, 1995, pp.537-557.
- Nosseir, N.S., C. Ho, , "Dynamics of an Impinging Jet, Part 2: The Noise Generation", J. Fluid Mech., vol. 116, 1982, pp. 379-391.

Bibliographie

- Nguyen, C. T., D. Vo-Ngoc, "Unsteady Laminar Flow Between Coaxial Rotating Disks at High Suction Reynolds Numbers", Proc. IASTED Int. Sym. Modelling Simulation and Optimization, 1990, pp. 149-153.
- Nguyen, N. D., Ribault, J. P., Florent, P., "Multiple Solutions for Flow Between Coaxial Disks", J. of Fluid Mechanics, Vol. 68, 1975, pp. 369-488.
- C.M. Haynes, F.J. Bayley, "Heat Transfer from an Air-Cooled Rotating Disk", Proc. Roy. Soc. London, Vol. 336, 1974, pp. 453-473.
- Owen, J. M., "The Effect of Forced Flow on Heat Transfer From a Disc Rotating Near a Stator", International Journal of Heat Mass Transfer, Vol. 14, 1971, pp. 1135-1147.
- Patankar, S.V., Numerical Heat Transfer and Fluid Flow, Hemisphere Publishing Corporation, 1980.
- Patrat, J.-C., "Contribution à l'étude des pressions dans un écoulement radial divergent", J. de Mécanique, Vol. 14, No. 3, 1975.
- Pearson, C.E., "Numerical Solutions for the Time Dependent Viscous Flow Between Two Rotating Coaxial Disks", J. of Fluid Mech., Vol. 21, Part 4, 1965, pp. 623-633.
- Phadke, U.P. et J.M. Owen, "Aerodynamic aspects of the sealing of gas turbine rotor-stator systems. Part 1: The behavior of simple shrouded rotating disk systems in a quiescent environment", Int. J. Heat and Fluid Flow, Vol. 9, No. 2, 1988, pp.98-105.
- Pinault, F., "Modélisation de l'écoulement entre disques coaxiaux de rayons finis", Thèse de Ph.D., Département de génie mécanique, Université Laval, Québec, 1992.
- Pozzi, A., F. Manzo, L. Mazzei, "Compressible Two-Dimensional Solid Jets in Proximity to the Ground", AIAA Journal, Vol. 31, No.12, 1993, pp. 2195-2196.
- Prakash, C., U.S. Powle, N.V. Suryanarayana, "Analysis of Laminar Radially Outward Flow and Heat Transfer Between a Stationary and a Rotating Disk", American Institute of Aeronautics and Astronautics, Inc., 1984.
- Raal, J. D., "Radial Source Flow Between Parallel Disks", Journal of Fluid Mechanics, Vol. 85, Part 3, 1978, pp. 401-416.
- Reshotko, E., R.L. Rosenthal, "Laminar Flow Between Two Infinite Disks, One Rotating and the Other Stationary", Israel Journal of Technology, Vol. 9, Nos 1-2, 1971, pp. 93-103.
- Riahi, A. et P.G. Hill, "Turbulent Swirling Flow in Short Cylindrical Chambers", Transactions of the ASME, Vol. 115, 1993, pp.444-451.

Bibliographie

Roberts, S. M., J.S. Shipman, "Computation of the Flow Between a Rotating and a Stationary Disk", J. of Fluid Mechanics, Vol. 73, 1976, pp. 53-63.

Roy, G., Nguyen, C.T., Vo-Ngoc, D., "Ecoulement laminaire entre disques parallèles avec débit axial", Comptes rendus 13^{ème} Congrès Canadien de Mécanique Appliquée, Vol.2, Winnipeg, Manitoba, 1991, pp. 430-431.

Roy, G., Contribution à l'étude numérique de l'écoulement entre disques coaxiaux avec source de débit axial, Thèse de maîtrise, École de génie, Université de Moncton, 226 pages, 1992.

Roy, G., D. Vo-Ngoc, C. T. Nguyen, "Laminar Incompressible Flow between Finite Rotating Disks with Axial Injection", Proc. of the 8th International Conference on Numerical Methods in Laminar and Turbulent Flow, Vol. 8, Part 1, pp.58-69, 1993.

Roy, G., C. Crmojevic, A. Bettahar, P. Florent, D. Vo-Ngoc, "Influence of Nozzle Geometry in Pneumatic Metrology Application", Proc. 1st Int. Conf. Fluid and Thermal Energy Conversion, Vol. 1, Bali, Indonésie, 1994, pp. 363-368..

Roy, G., D. Vo-Ngoc, D. N. Nguyen, "Behavior of radial flow in industrial metrology", Proc. 9th Int. Conf. Num. Meth. in Laminar and Turbulent Flow, Atlanta, Georgia, 1995.

Savage, S.B., "Laminar Radial Flow Between Parallel Plates", Transactions of the ASME, December, 1964, pp. 594-596.

Savoie, R., D. Vo-Ngoc, C.T. Nguyen, "On The Multiplicity Of Solutions For The Laminar Flow Between Rotating Disks At High Suction Reynolds Numbers", Proc. 7th International Conference on Numerical Methods in Laminar and Turbulent Flow, Stanford, California, July, 1991.

Schlichting, H., Boundary Layer Theory, McGraw-Hill, 7^{ème} Édition, 1979.

Schneider, S.J., Flow Between Finite Rotating Disks: An Experimental Study of the Basic Motion and Stability, University of Pittsburgh, 1982.

Sheriff, H.S., D.A. Zumbrennen, "Effect of Flow Pulsations on the Cooling Effectiveness of an Impinging Jet", Trans. ASME: J. of Heat Transf., Vol. 116, 1994, pp. 886-895.

Société BOSH, "La métrologie dimensionnelle I, II et III", Machine moderne, septembre 1973.

Stewartson, K., "On the Flow Between Two Rotating Coaxial Disks", Proc. Cambr. Phil. Soc., Vol. 49, 1953, pp. 333-341.

Streeter, V.L., E.B. Wylie, Fluid Mechanics, First SI Metric Edition, McGraw-Hill, 1981.

Bibliographie

- Szeri, A. Z., S.J. Shneider, F. Labbe, H.N. Kaufman, "Flow Between Rotating Disks. Part 1: Basic Flow", J. of Fluid Mech., Vol. 134, 1983, pp. 103-131.
- Szeri, A. Z., A. Giron, S.J. Shneider, H.N. Kaufman, "Flow Between Rotating Disks. Part 2: Stability", Journal of Fluid Mechanics, Vol. 134, 1983, pp. 133-154.
- Szeri, A. Z., M.L. Adams, "Laminar Throughflow Between Closely Spaced Rotating Disks", Journal of Fluid Mechanics, Vol. 86, Part 1, 1978, pp. 1-14.
- Tabatabai, M., A. Pollard, "Turbulence in Radial Flow Between Parallel Disks at Medium and Low Reynolds Numbers", J. Fluid Mech., Vol. 185, 1987, pp. 483-502.
- Takahashi, T., "Flow Beneath a Rotating Annulus", Physics of Fluids, Vol. 6, No. 5, 1994, pp.1677-1683.
- Torii, S., W.-J. Yang, "Numerical Prediction of Fully Developed Turbulent Swirling Flows in an Axially Rotating Pipe by Means of a Modified $k-\varepsilon$ Turbulence Model", Int. J. Num. Meth. Heat and Fluid Flow, Vol. 5, 1995, pp. 175-183.
- Usry, W.R., J.A.C. Humphrey, R. Greif, "Unsteady Flow in the Obstructed Space Between Disks Corotating in a Cylindrical Enclosure", Trans. ASME: J. of Fluids Eng., Vol. 115, 1993, pp.620-626.
- Vo-Ngoc, D., Thèse de M.Sc.A.: Contribution à l'étude des écoulements radiaux en régime instationnaire, Département de génie mécanique, Université Laval, 1972
- Vo-Ngoc, D., Thèse de doctorat: Contribution à l'étude numérique de l'écoulement radial entre disques avec débit axial, Département de génie mécanique, Université Laval, 1977
- von Kármán, T., "Uber Laminare Und Turbulente Reibung Z.", Angew. Math. Mech., 1921, pp. 1-233.
- Wattebot, L., "L'amplification pneumatique - Principe - Théorie", J. de Mécanique, 1937.
- Wen X., D.B. Ingham, "A New Method for Accelerating the Rate of Convergence of the SIMPLE-like Algorithm", Int. J. Num. Meth. in Fluids, Vol. 17, 1993, pp. 385-400.
- Wilson, S. D. R., "A Note on Laminar Radial Flow Between Parallel Plates", Applied Scientific Research, Vol. 25, 1972, pp. 349-354.
- Yamamoto, I., "Dynamic Performance of Pneumatic Micrometer Related to its Supply Pressure and Operating Point", Bull. Japan Soc. of Prec. Engg., Vol. 12, No.4, 1978, pp. 195-200.

Bibliographie

Yamauchi, Y., H. Somaya, Y. Adachi, K. Sato, T. Shindo, R. Oba, R. Oshima, M. Yamabe, "Suitable Region of High-Speed Submerged Water Jets for Cutting and Peening", JSME International Journal, Series B, Vol. 38, No. 1, 1995, pp. 31-38.

Yang, Y.-T., "Numerical Computation of an Impinging Jet With Uniform Wall Suction", Int. J. Num. Meth. in Fluids, Vol. 20, 1995, pp. 641-648.

Yu, J. P., E.M. Sparrow, E.R.G. Eckert, "Experiments on a Shrouded Parallel Disk System with Rotation and Coolant Throughflow", Int. J. of Heat Mass Transfer, Vol. 16, No. 2, 1973, pp. 311-328.

Zandbergen, P.J., D. Dijkstra, "von Kármán Swirling Flows", Ann. Rev. Fluid. Mech., Vol. 19, 1987, pp. 465-491.

Zauner, E., "Visualisation of the Viscous Flow Induced by a Round Jet", J. Fluid Mech., Vol. 154, 1985, pp. 111-119.

Zhu, J., T.-H. Shih, "A Numerical Study of Confined Turbulent Jets", Trans. of the ASME: J. of Fluids Eng., Vol. 116, 1994, pp. 702-706.

Reference Manual for microCompact Version 1.1, Innovative Research, Inc., Maple Grove, MN., 1988.

ANNEXE A

CLASSIFICATION DES APPAREILS DE MÉTROLOGIE PNEUMATIQUE

A.1 GÉNÉRALITÉS:

Tel que mentionné à l'intérieur du premier chapitre, on retrouve trois grandes familles d'appareils en métrologie pneumatique, soient celles qui relèvent d'une mesure de pression, celles qui relèvent d'une mesure de débit et celles qui relèvent d'un montage en pont, [Fortier, 1968], [Société BOSH, 1973] et [Galyer and Shotbolt, 1990]. On note par contre que les appareils se basant sur des mesures de pression sont utilisés dans la presque totalité des applications industrielles de grande envergure aujourd'hui, en particulier les appareils différentiels présentés à l'intérieur de ce premier chapitre. Les appareils retrouvés dans les deux autres familles seront quand même présentés dans cette annexe pour fins historiques. D'autre part, le montage des appareils de contrôle de type «SOLEX» est également présenté en raison de son utilisation à grande échelle pendant plusieurs années. Les principes de fonctionnement de chacune de ces familles seront décrits brièvement dans ce qui suit.

A.2 APPAREIL SOLEX

L'appareil «SOLEX» est un des premiers appareils pneumatiques utilisés pour faire le contrôle dimensionnel. Bien que son application soit relativement limitée de nos jours, il est quand même intéressant d'en faire une brève présentation dans ce qui suit.

L'appareil «SOLEX», illustré à la figure A1 est en fait un appareil à une branche tel que décrit à la section 1.3. Un des désavantages importants des appareils à une branche est qu'il doit exister un stricte contrôle de la pression d'alimentation à l'entrée du système. Le montage élaboré par la société SOLEX permet un contrôle de cette pression d'alimentation. L'air comprimé (tiré, par exemple, du système d'air comprimé de l'usine) est filtré et est acheminé vers l'appareil de contrôle. Sa pression est ensuite réduite et gardée constante par l'entremise d'un tube inséré dans un réservoir d'eau. La pression est

déterminée par la charge d'eau déplacée «H» et l'excès d'air échappé à l'atmosphère. L'air à pression réduite et constante passe maintenant au travers de l'orifice de contrôle et sort par l'orifice de mesure. La pression de mesure est lue par l'entremise d'un tube manométrique gradué qui permet de voir les changements de la pression en fonction de changements dans la distance « δ » séparant la surface de l'orifice de mesure et la surface à contrôler. On note que des amplifications allant jusqu'à 50 000 sont possibles avec ce type d'appareil.

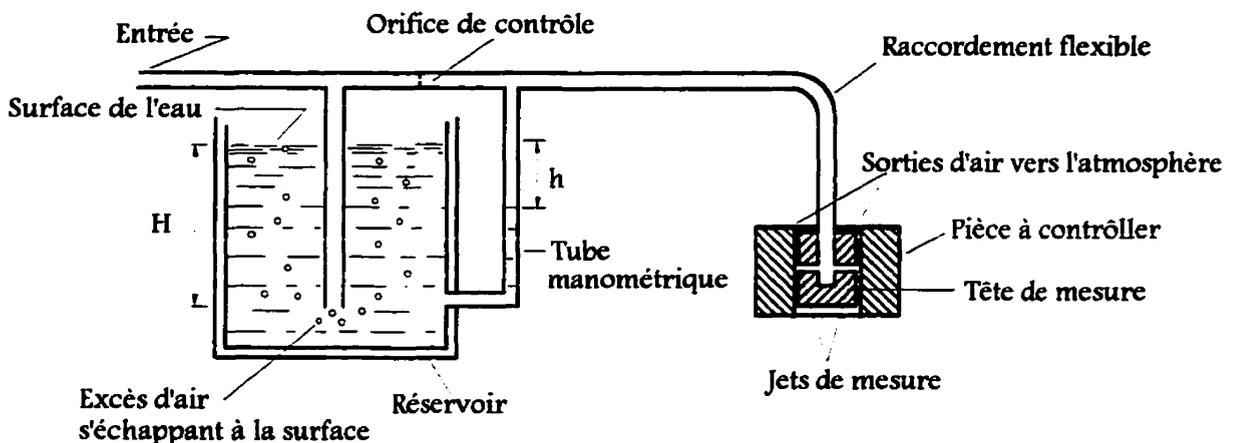


FIGURE A1: SCHÉMA DE L'APPAREIL «SOLEX»

Il existe également différents appareils semblables à celui développé par SOLEX qui utilisent différents moyens pour régulariser la pression d'alimentation au contrôleur. Par exemple, les comparateurs fabriqués par la Société Mercer utilisent un régulateur de type diaphragme.

A.3 APPAREILS FONCTIONNANT PAR MESURE DE DÉBIT

Dans la deuxième famille de méthodes de contrôle dimensionnel pneumatique, on retrouve les appareils qui fonctionnent par mesure de débits. Les deux méthodes les plus connues utilisent soit un rotamètre pour la mesure du débit ou un Venturi. Il en existe

également un troisième type, soit celui qui fonctionne à l'aide d'anémométrie à fil chaud. De la même façon que pour les appareils fonctionnant par mesure de pression, il existe des appareils à une branche et d'autres à deux branches pour augmenter la précision des appareils. Dans ce qui suit, quelques-unes de ces méthodes seront brièvement décrites.

Le premier type d'appareil dans cette famille est celui qui utilise un rotamètre comme instrument de mesure de débit (figure A2). Le principe de fonctionnement du rotamètre est simple et très bien connu. Il consiste d'un tube de verre conique dans lequel est placé un flotteur qui se positionne en fonction de la quantité d'air qui s'écoule par unité de temps, donc par débit. De façon analogue au cas fonctionnant par mesure de pression, le débit qui passe dans le rotamètre sera fonction de la distance « δ » séparant la buse de soufflage et la paroi à mesurer. Un simple étalonnage donnera la valeur de la distance δ en fonction du débit indiqué par le rotamètre.

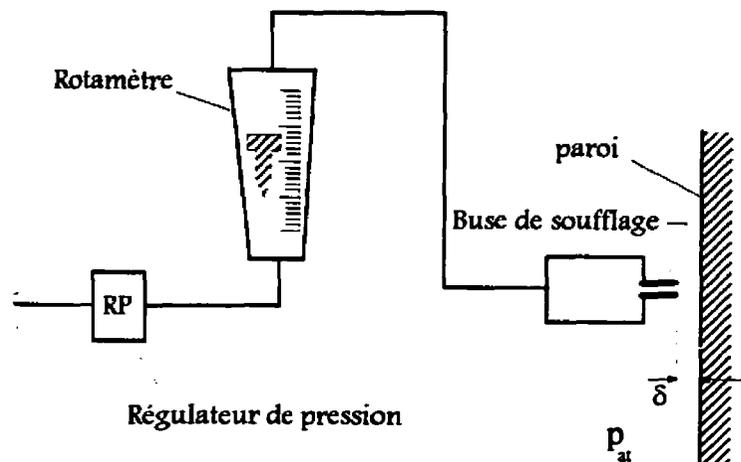


FIGURE A2: APPAREIL DE CONTRÔLE DIMENSIONNEL PNEUMATIQUE AVEC ROTAMÈTRE

Le deuxième type d'appareil fonctionnant par mesure de débit utilise un Venturi comme moyen de mesure à la place du rotamètre (Figure A3). Dans ce cas, on mesure la différence de pression créée par le venturi entre l'amont et le col. Cette différence de

pression Δp est fonction du débit au travers de l'appareil et par conséquent de la distance de soufflage « δ ».

L'utilisation d'un Venturi est également appliquée dans un système avec deux branches, semblable au cas illustré à la figure A3 a. Effectivement, le système, tel qu'illustré à la figure A3 b, est composé de deux branches comportant chacune un Venturi. La différence de pression aux deux cols est utilisée comme indicateur de changements dans la distance « δ ». Le principe de fonctionnement et d'étalonnage est semblable à celui décrit pour le système différentiel de la section 1.2.1.1. De façon analogue, ce système est beaucoup moins sensible aux changements dans la pression d'alimentation.

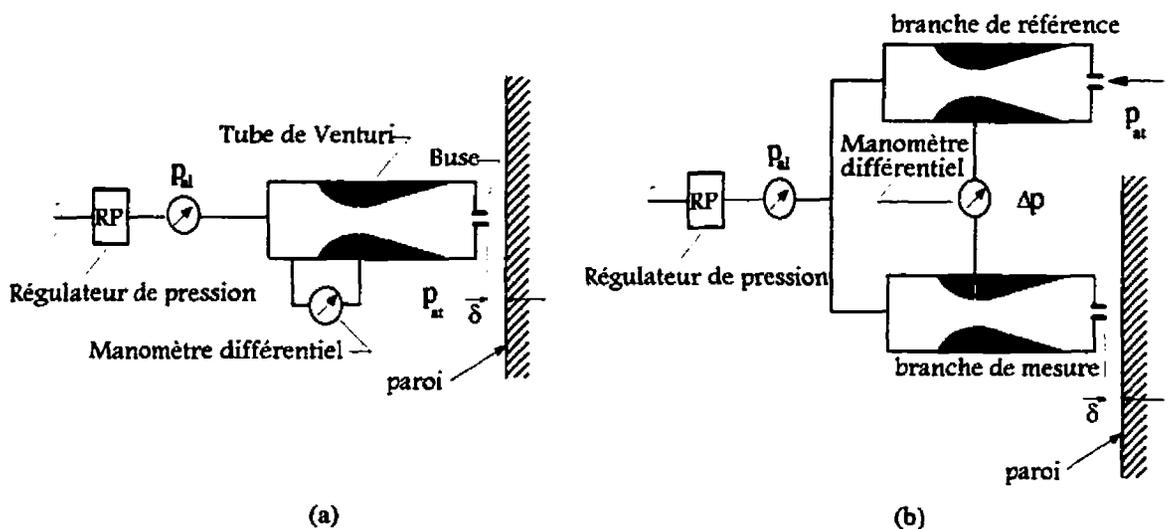


FIGURE A3: EXEMPLES D'APPAREILS DE CONTRÔLE DIMENSIONNEL PNEUMATIQUE FONCTIONNANT PAR MESURE DE DÉBIT: (A) APPAREIL SIMPLE AVEC VENTURI (B) APPAREIL DIFFÉRENTIEL AVEC VENTURI.

Le dernier exemple de systèmes utilisant une mesure de débit comme principe de fonctionnement, soit celui incorporant un système d'anémométrie à fil chaud (figure A4), est également simple de fonctionnement. L'utilisation du système anémométrique est également très bien connu dans le milieu expérimental en mécanique des fluides et se base

sur l'introduction dans l'écoulement d'air d'une résistance métallique ou semi-conductrice chauffée. En fonction de la tension nécessaire pour garder la tige à température constante, il est possible, moyennant un étalonnage, de déterminer la vitesse de l'écoulement. Dans ce cas, c'est en fait la vitesse de l'écoulement qui est mesurée et peut également être exprimée comme fonction de la distance de soufflage. Dans l'application d'un système d'anémométrie à fil chaud dans le cas d'un appareil de métrologie industrielle, un simple étalonnage donnera donc la différence $\delta - \delta_0$ en fonction de la vitesse de l'écoulement.

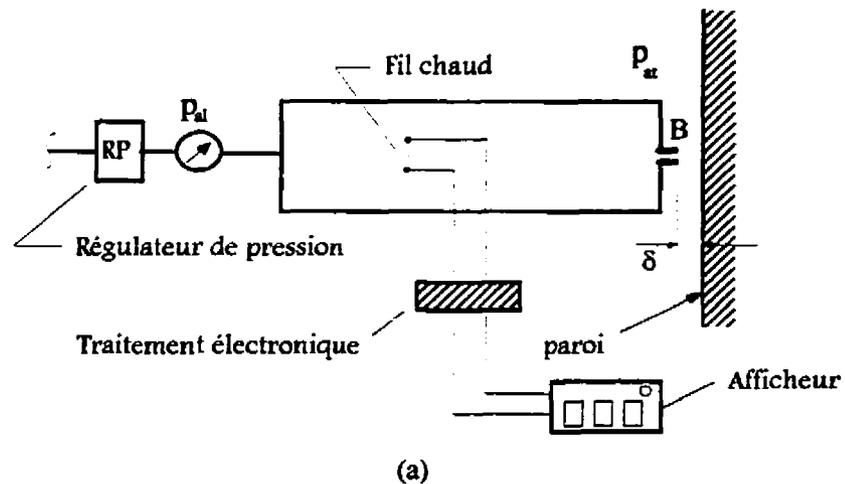


FIGURE A4: APPAREIL SIMPLE PAR ANÉMOMÉTRIE À FIL CHAUD.

A.4 APPAREILS FONCTIONNANT AVEC UN MONTAGE EN PONT

Le dernier groupe d'appareils de contrôle dimensionnel pneumatique relève d'un montage en pont (figure A5). Ce type de montage est en fait un système asservi dont le principe de fonctionnement repose sur le positionnement de la membrane pour que la pression soit la même des deux côtés (branche mesure et branche référence). Un pointeau «P» fait contact avec la membrane et pour chaque valeur de δ de la distance de soufflage correspondra une seule position du pointeau pour laquelle l'égalité des pressions des deux branches, mesure et réglage, sera obtenue. Une fois que l'appareil est réglé avec un

étalon, tout déplacement du pointeau sera fonction de l'écart des cotes $\Delta\delta$. Évidemment, il existe une relation de proportionnalité entre le déplacement du pointeau et l'écart de la cote $\Delta\delta$ dont des explications supplémentaires peuvent être obtenues en consultant la référence [Société BOSH, 1973]. Ce type de montage a vu le jour chez la Société française ETAMIC.

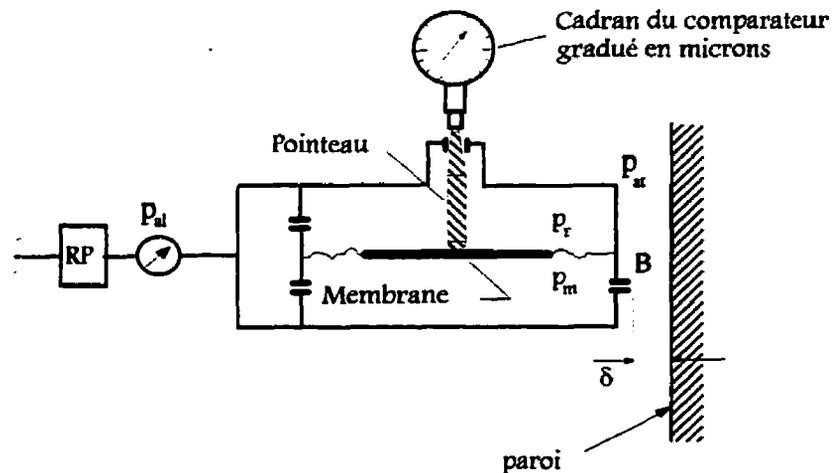


Figure A5: Exemple d'appareil de contrôle dimensionnel pneumatique fonctionnant par un montage en pont.

La précision des appareils de contrôle dimensionnel pneumatique varie selon l'appareil utilisé de même qu'en fonction de plusieurs facteurs dont les dimensions des gicleurs et les conditions d'opérations. Il est quand même commun d'avoir des précisions impressionnantes de l'ordre du micron.

ANNEXE B

RÉSULTATS SUPPLÉMENTAIRES SUR L'INFLUENCE DU DOMAINE DE CALCUL

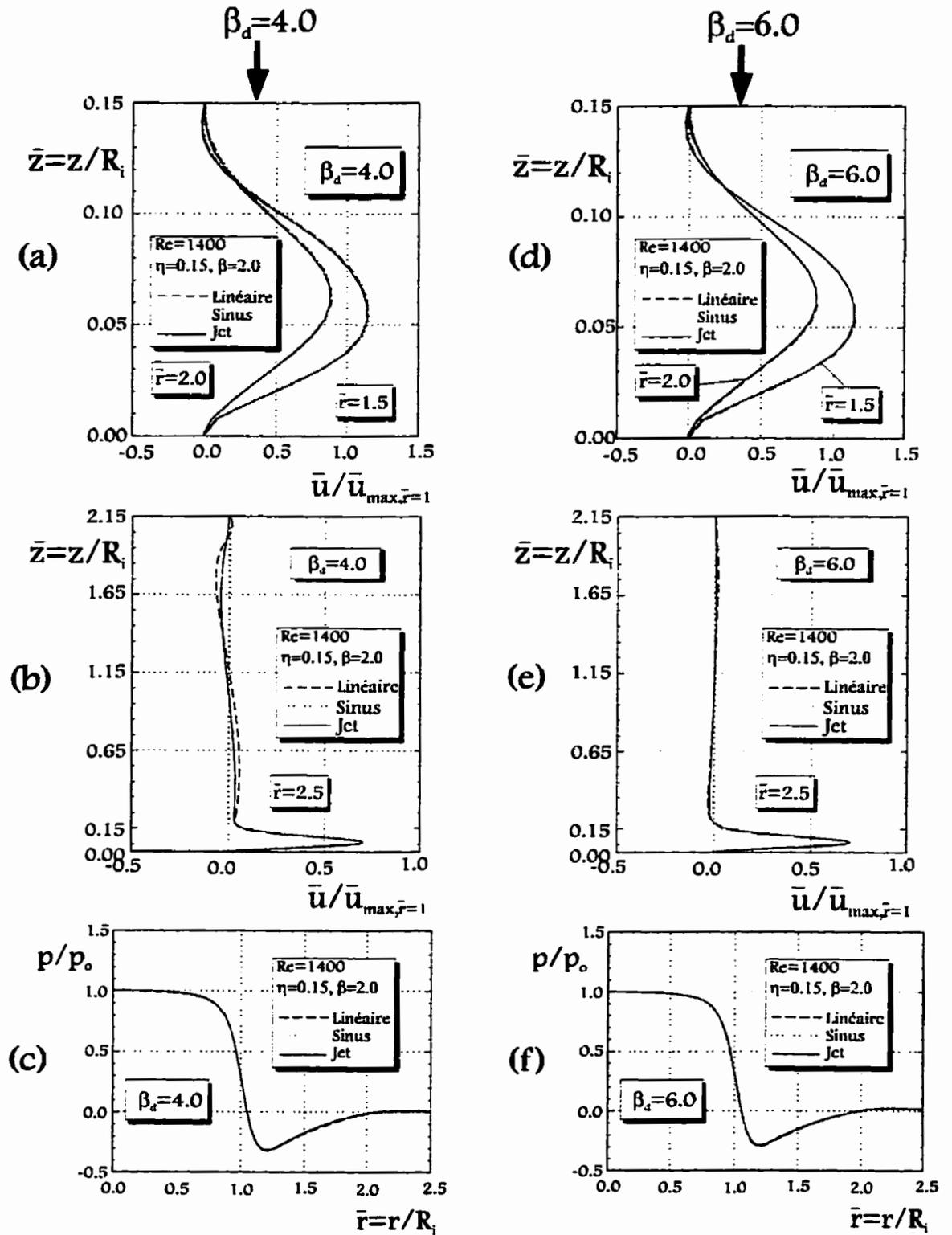


FIGURE B1: INFLUENCE DES CONDITIONS AUX LIMITES SUR LE DOMAINE D'ÉTUDE

ANNEXE C

RÉSULTATS SUPPLÉMENTAIRES SUR L'INFLUENCE DU NOMBRE DE REYNOLDS

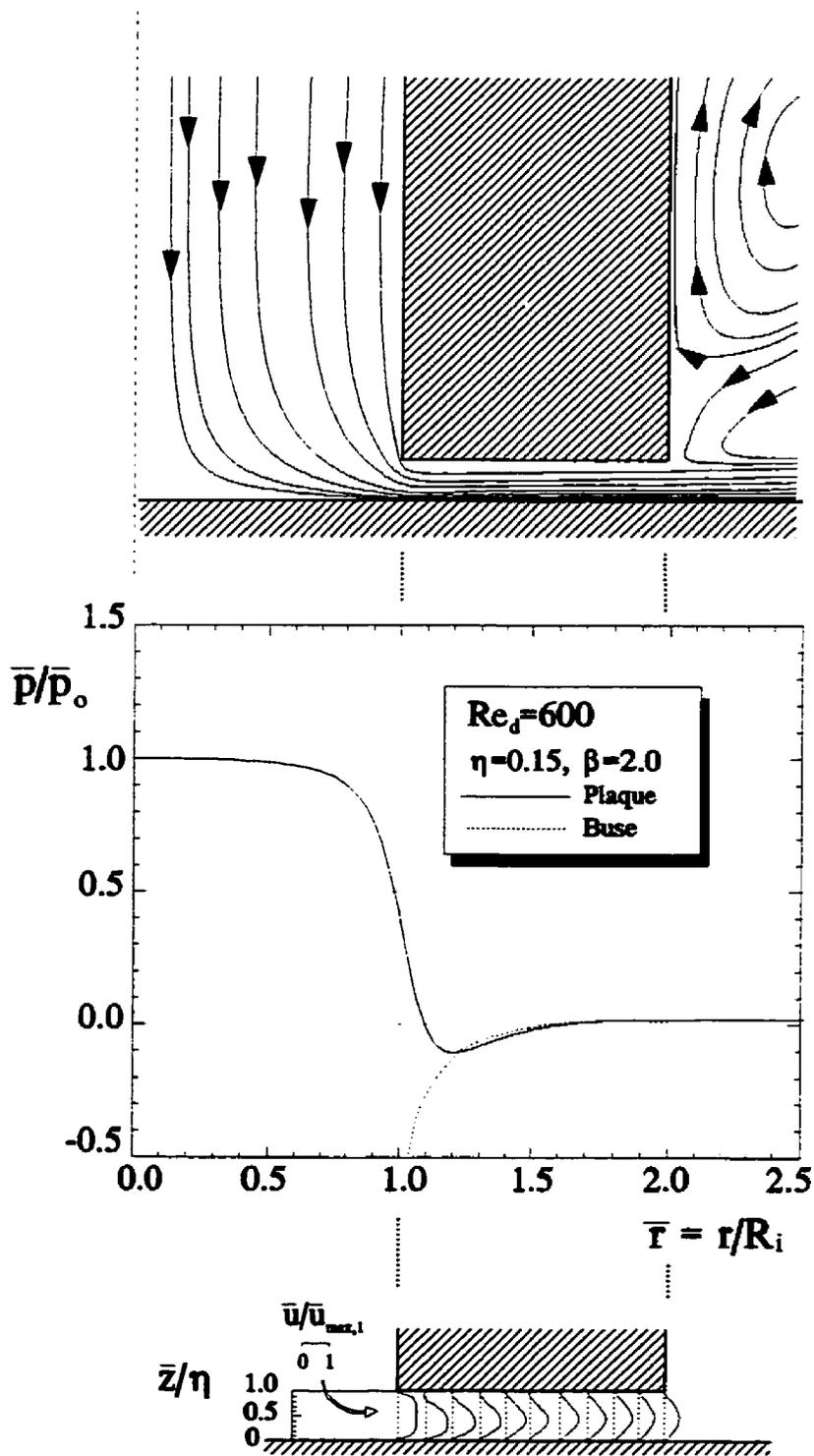
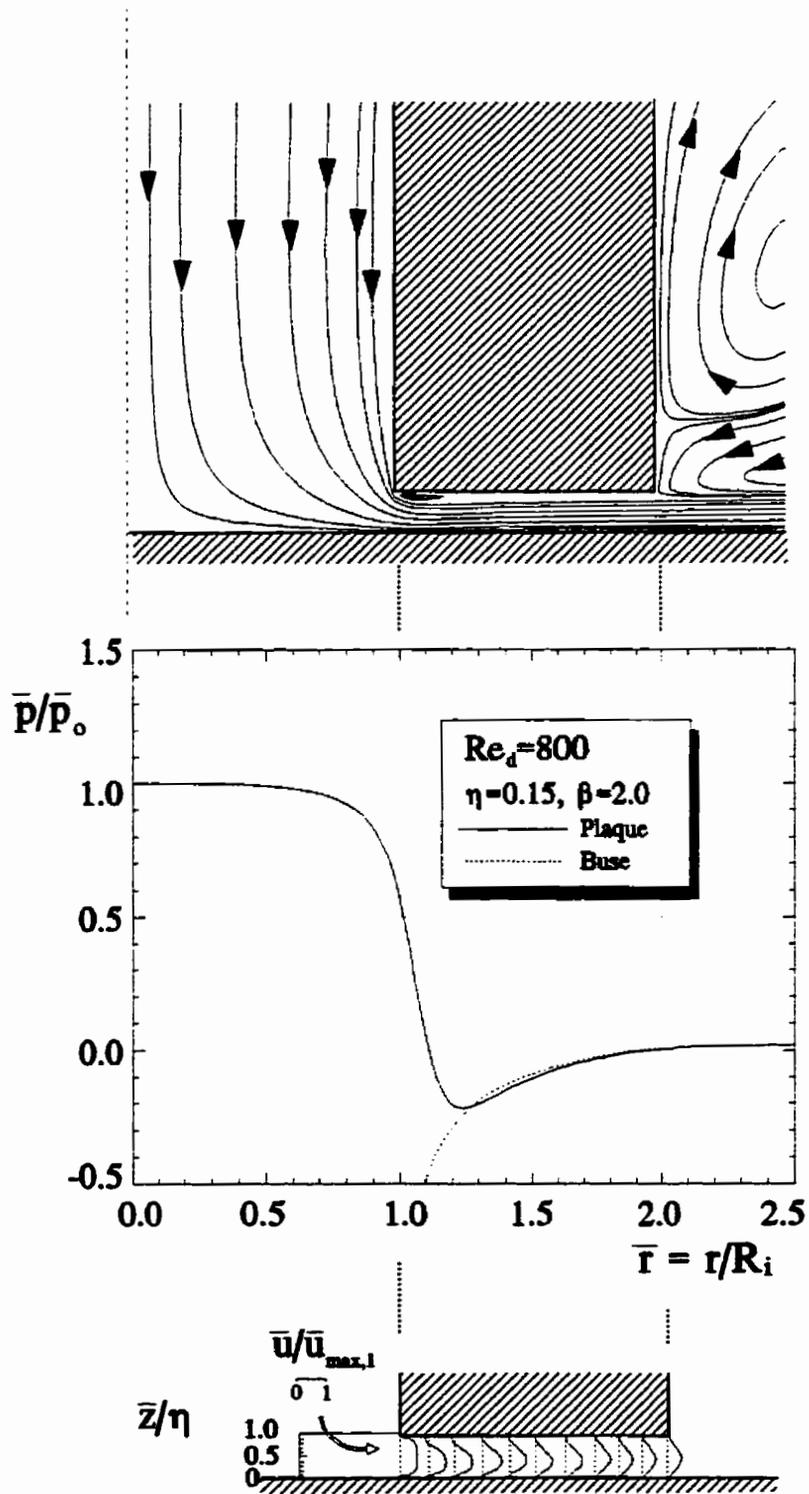
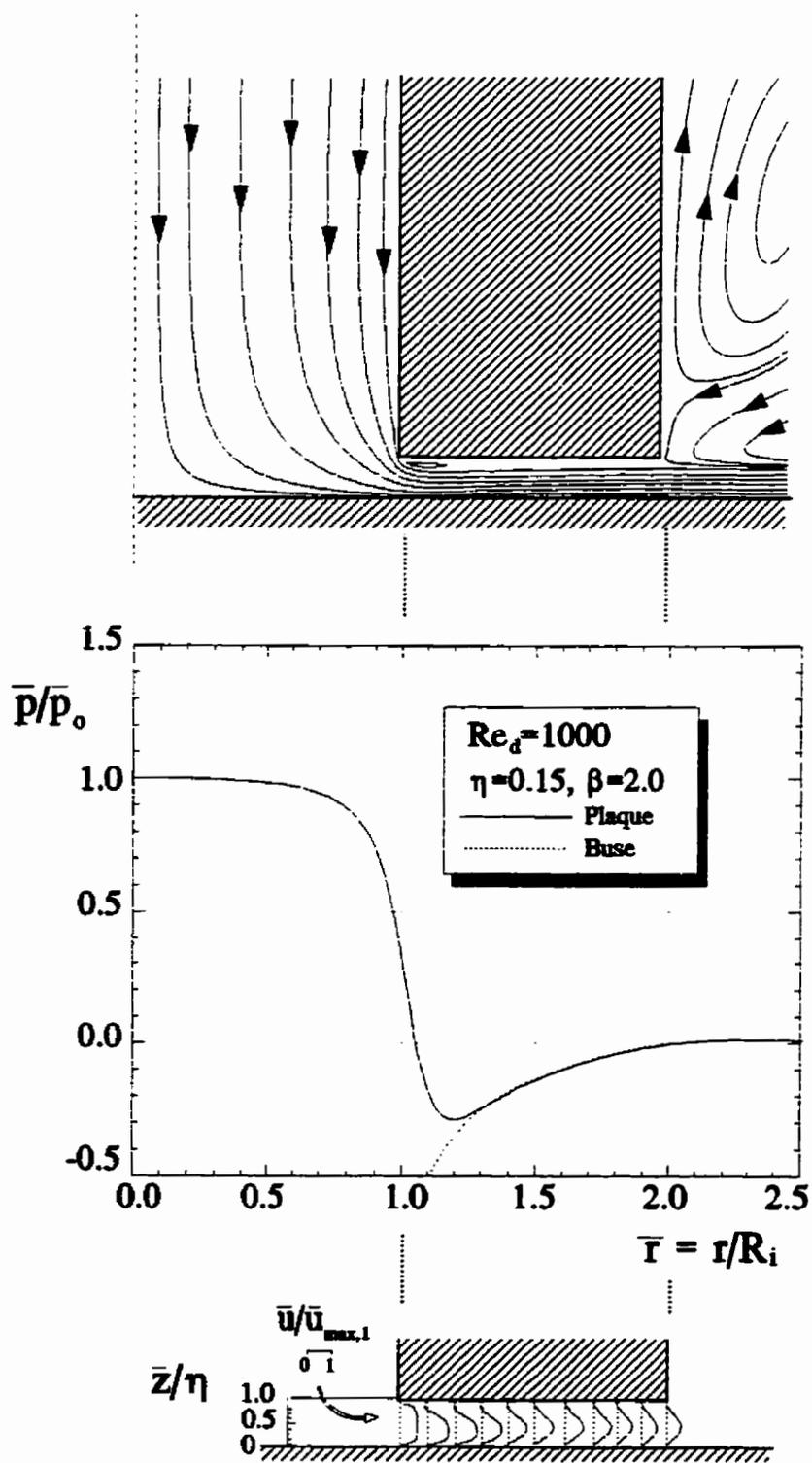


FIGURE C1: CAS OÙ $Re_d = 600$

FIGURE C2: CAS OÙ $Re_d = 800$

FIGURE C3: CAS OÙ $Re_d = 1000$

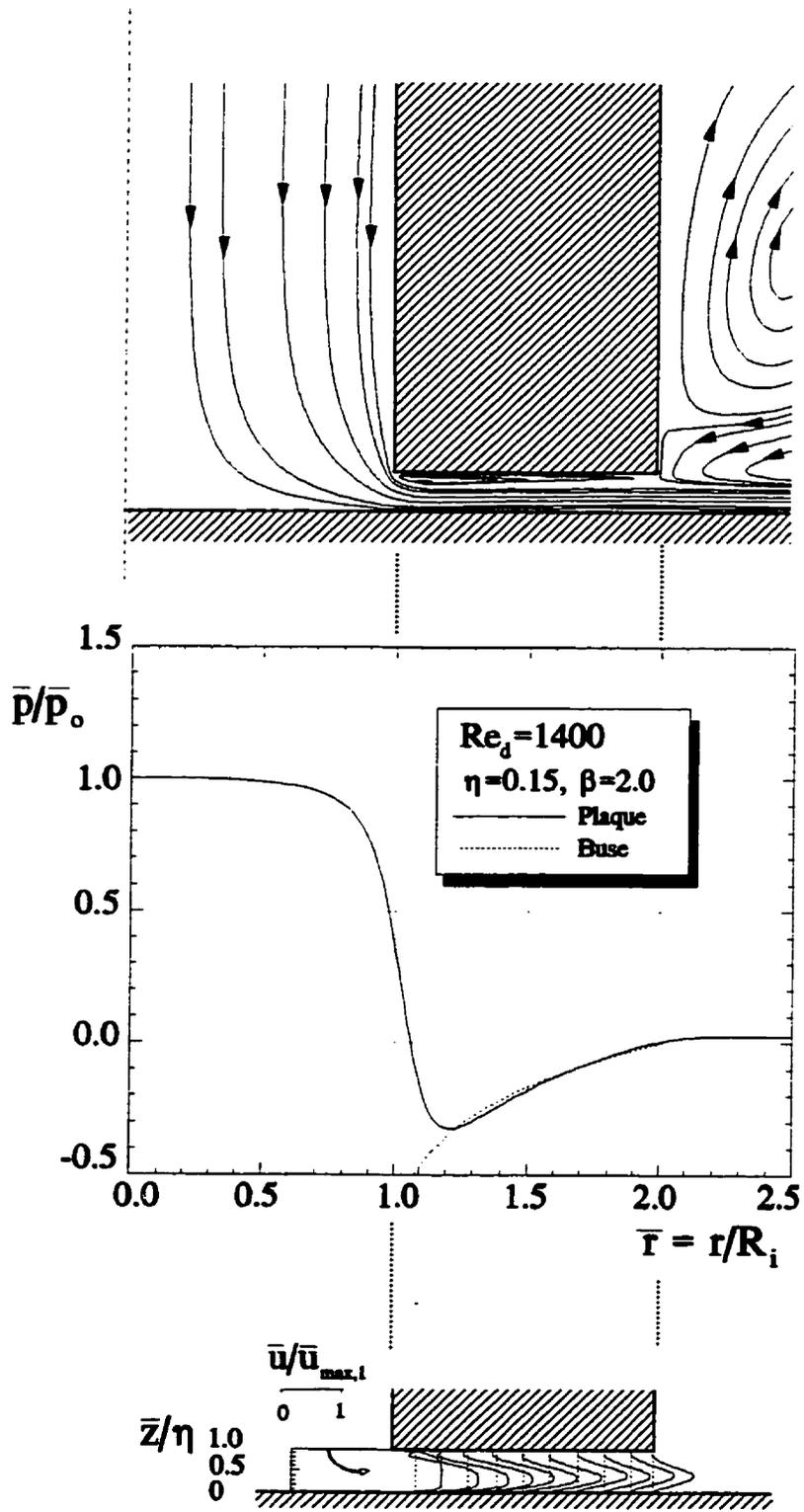


FIGURE C4: CAS OÙ $Re_d = 1400$

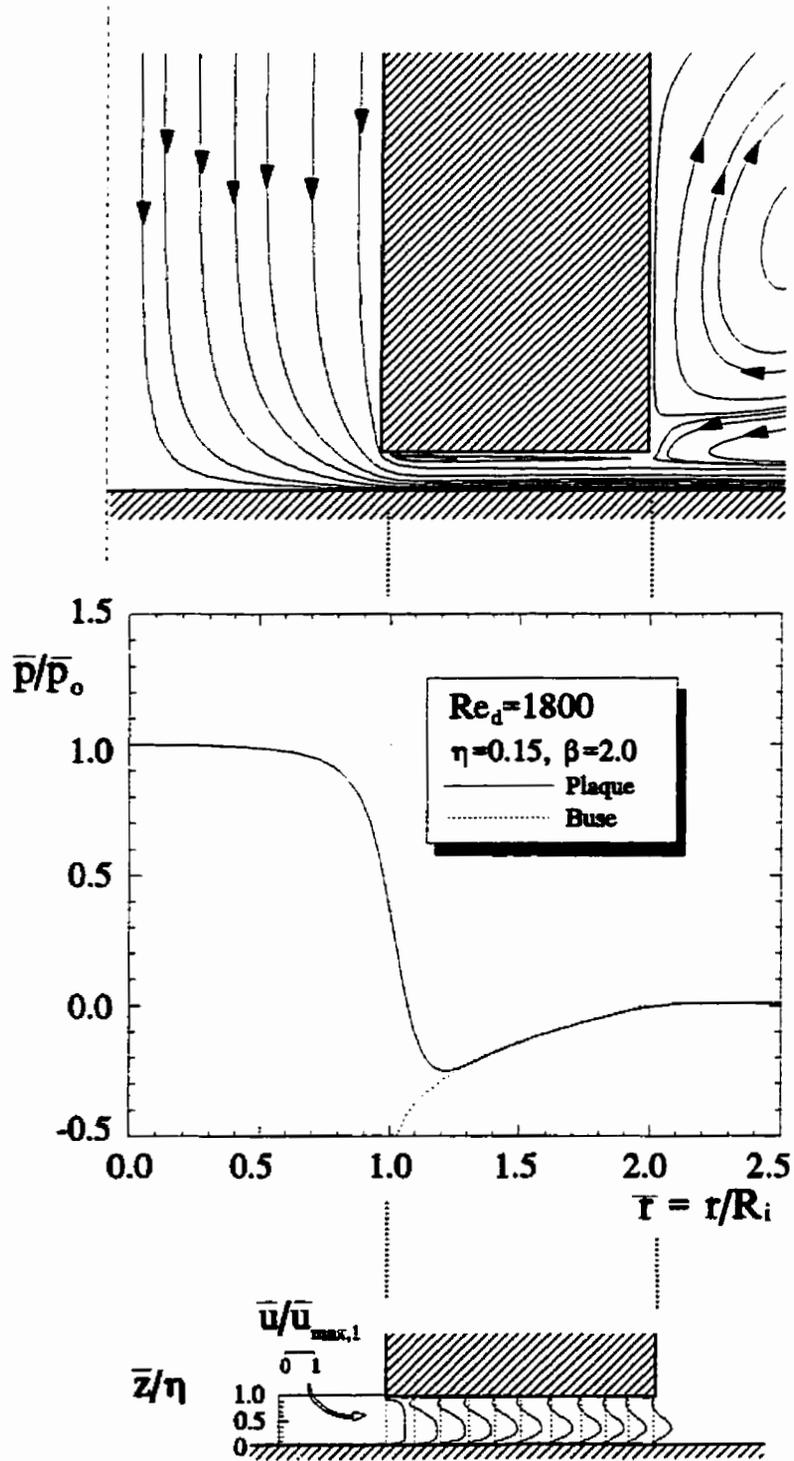


FIGURE C5: CAS OÙ $Re_d = 1800$

ANNEXE C: Résultats supplémentaires sur l'influence du nombre de Reynolds

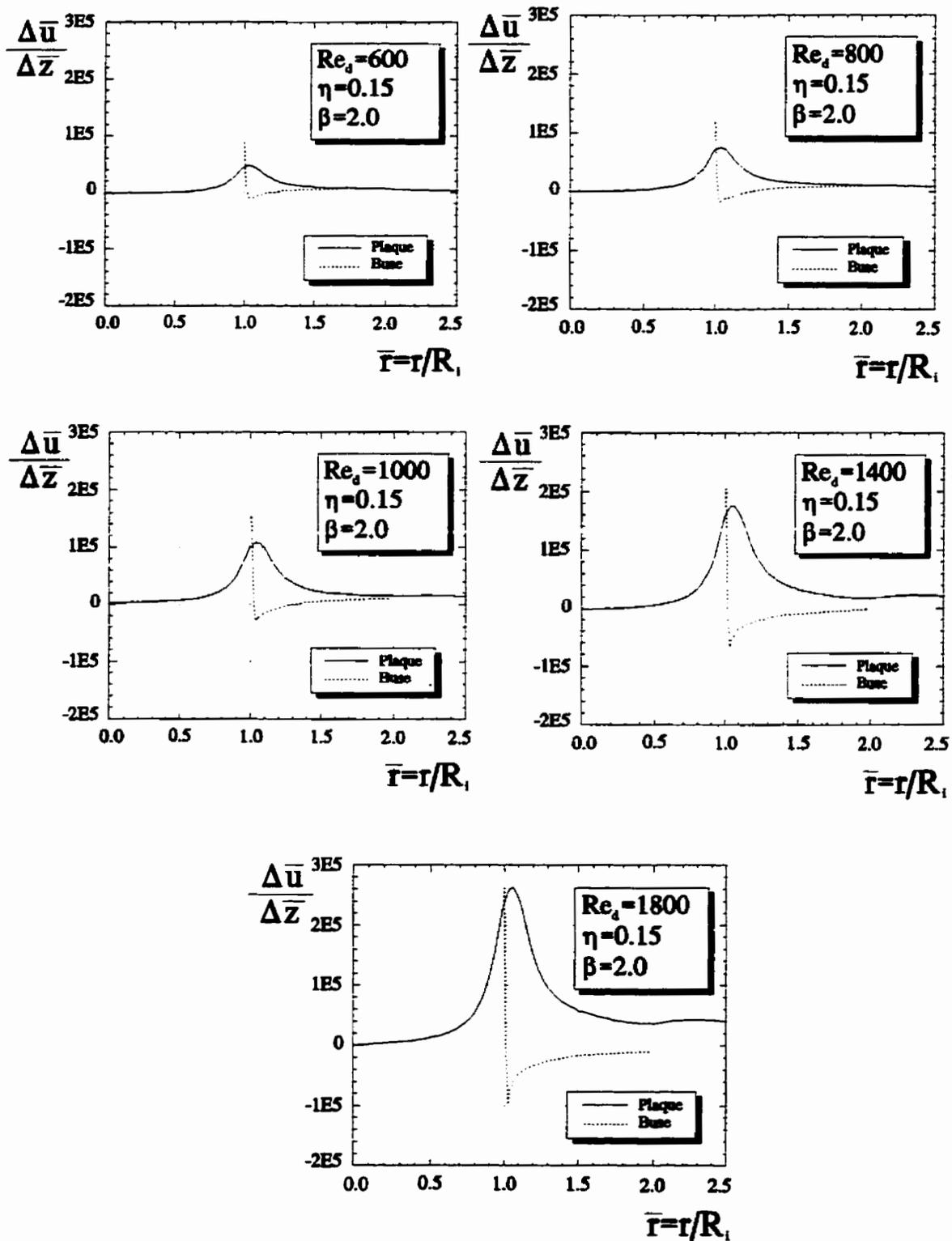
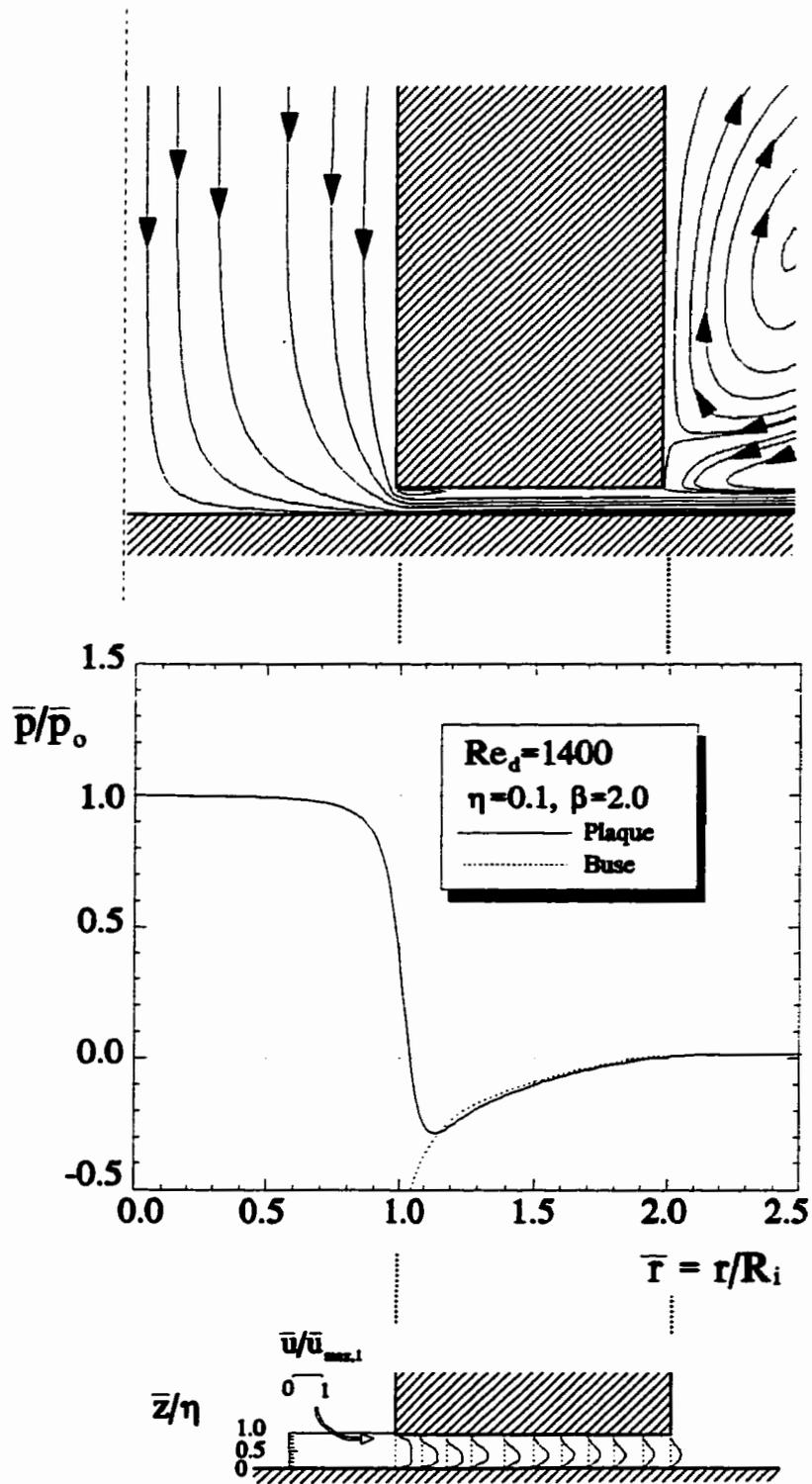
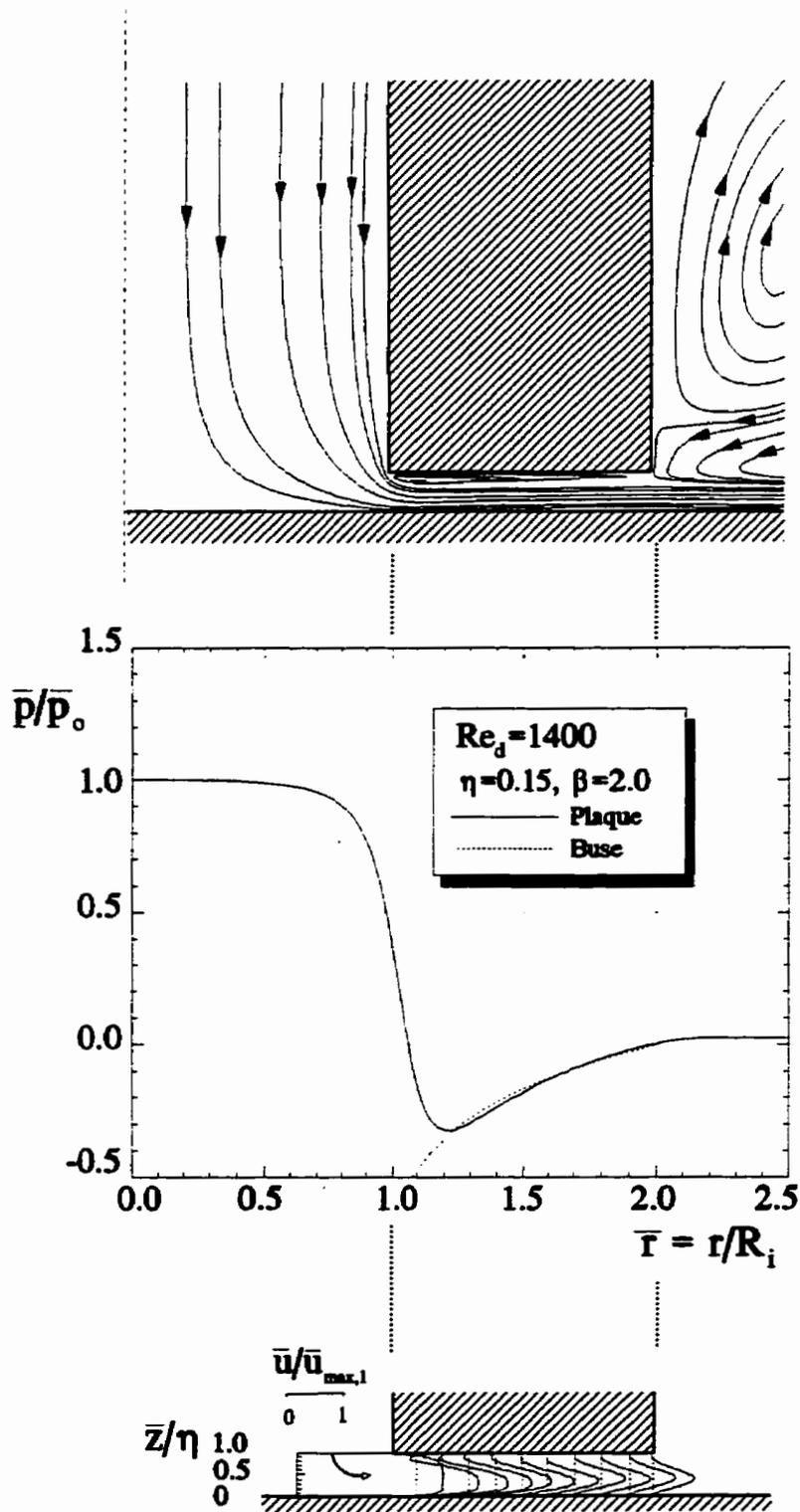


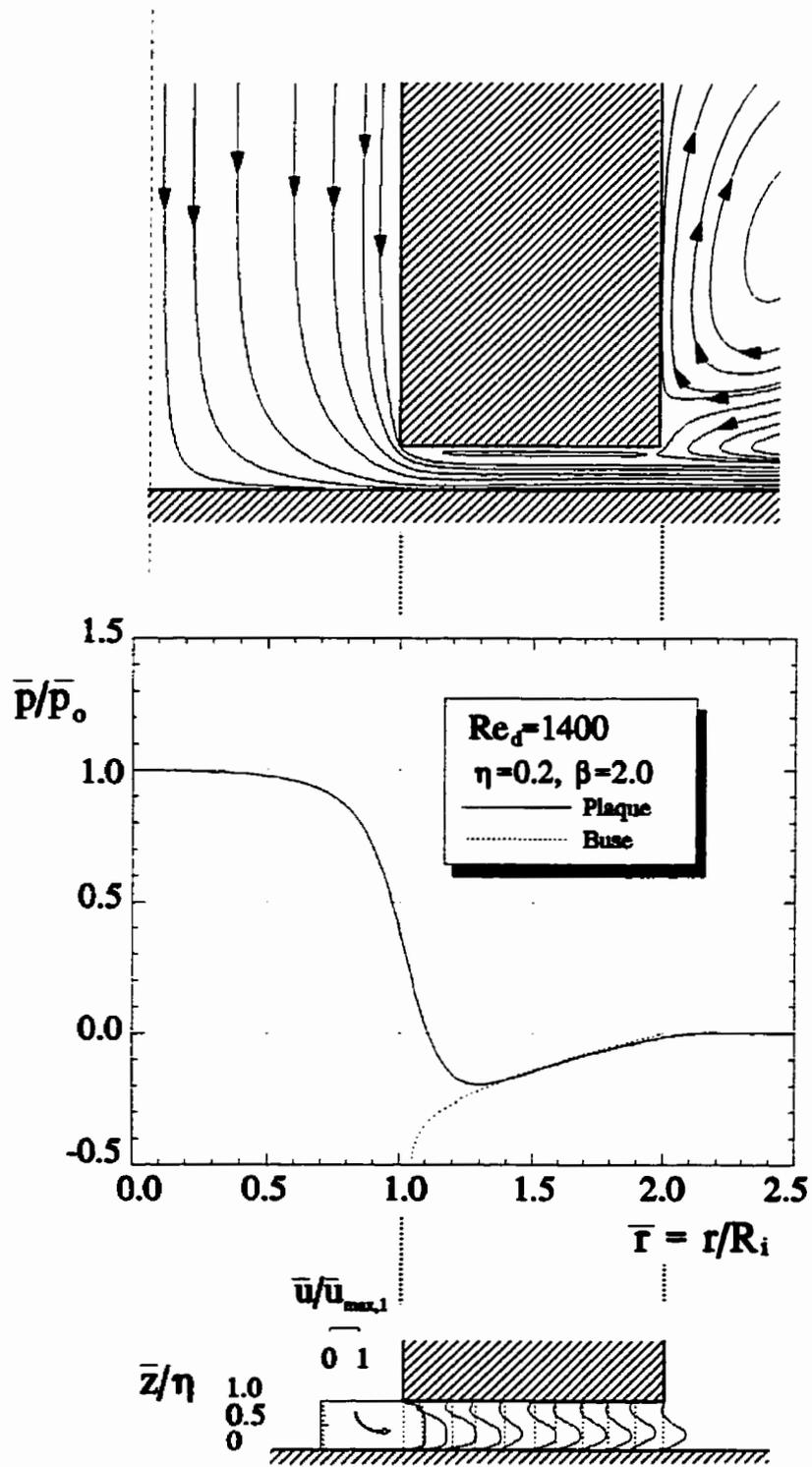
FIGURE C6: GRADIENTS DE VITESSE À LA PAROI

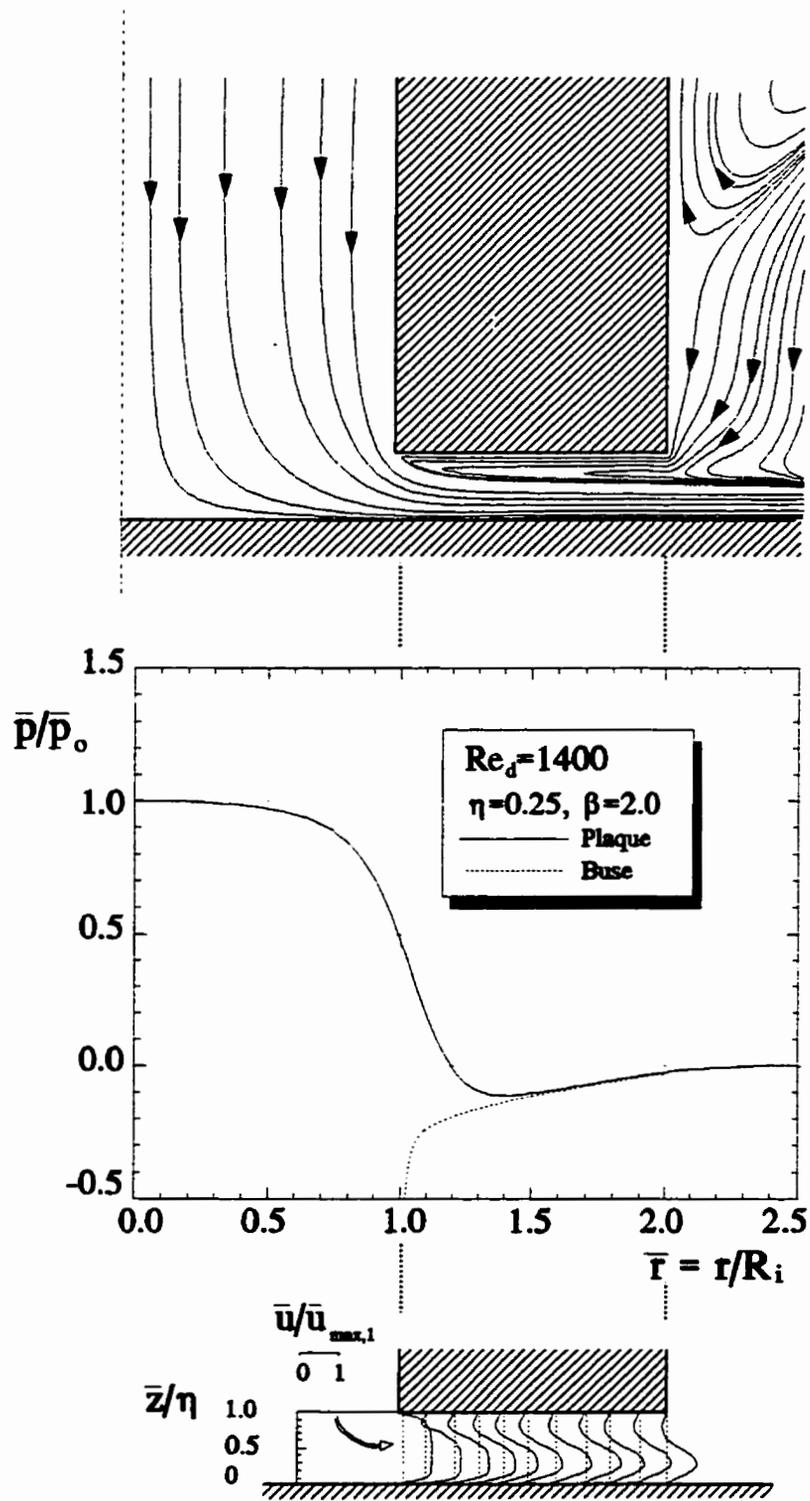
ANNEXE D

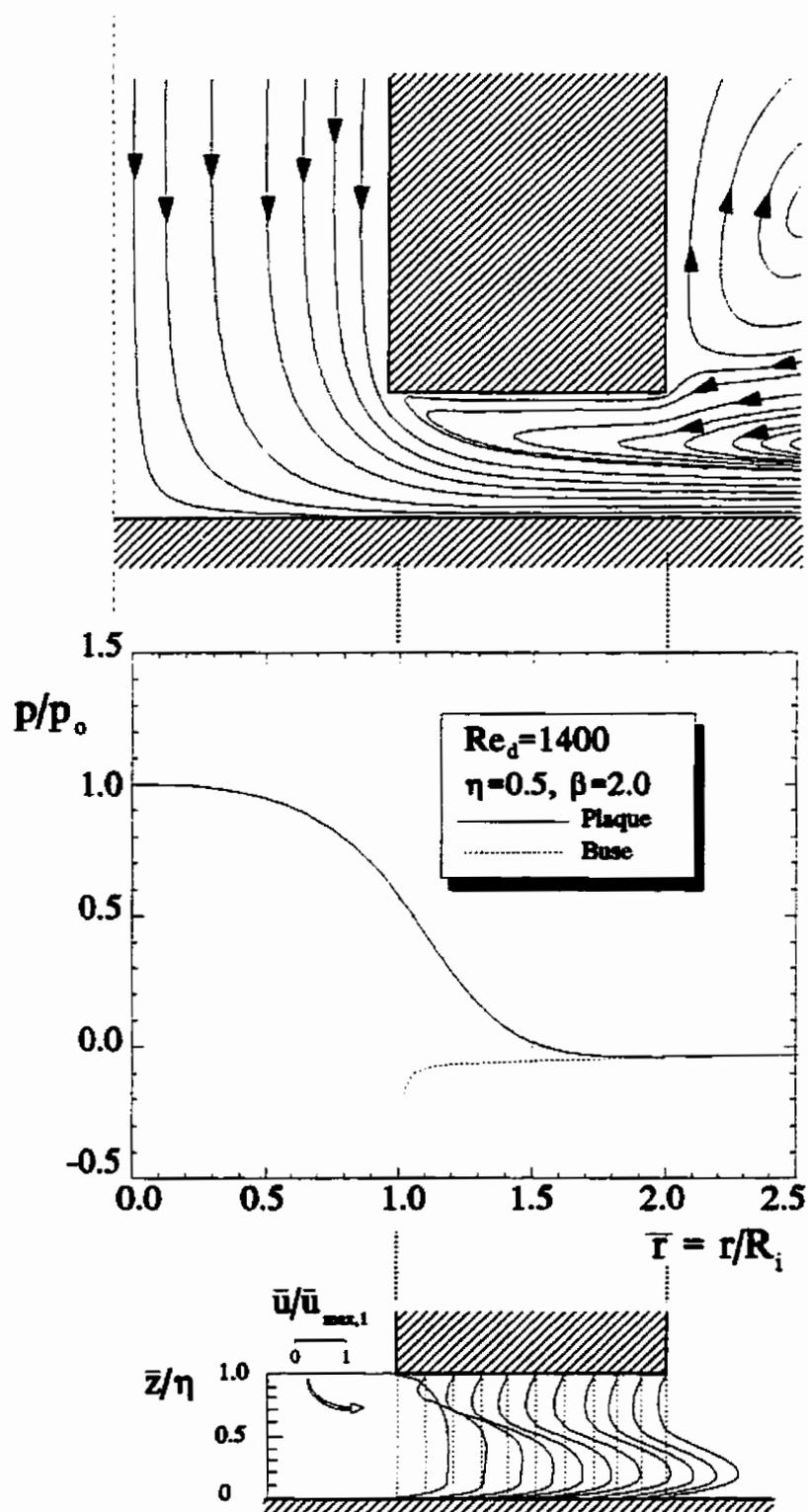
RÉSULTATS SUPPLÉMENTAIRES SUR L'INFLUENCE DE LA DISTANCE η ENTRE LA BUSE ET LA PAROI

FIGURE D1: CAS OÙ $\eta = 0.1$

FIGURE D2: CAS OÙ $\eta = 0.15$

ANNEXE D: Résultats supplémentaires sur l'influence de la distance η entre la buse et la paroiFIGURE D3: CAS OÙ $\eta=0.2$

ANNEXE D: Résultats supplémentaires sur l'influence de la distance η entre la buse et la paroiFIGURE D4: CAS OÙ $\eta = 0.25$

FIGURE D5: CAS OÙ $\eta = 0.5$

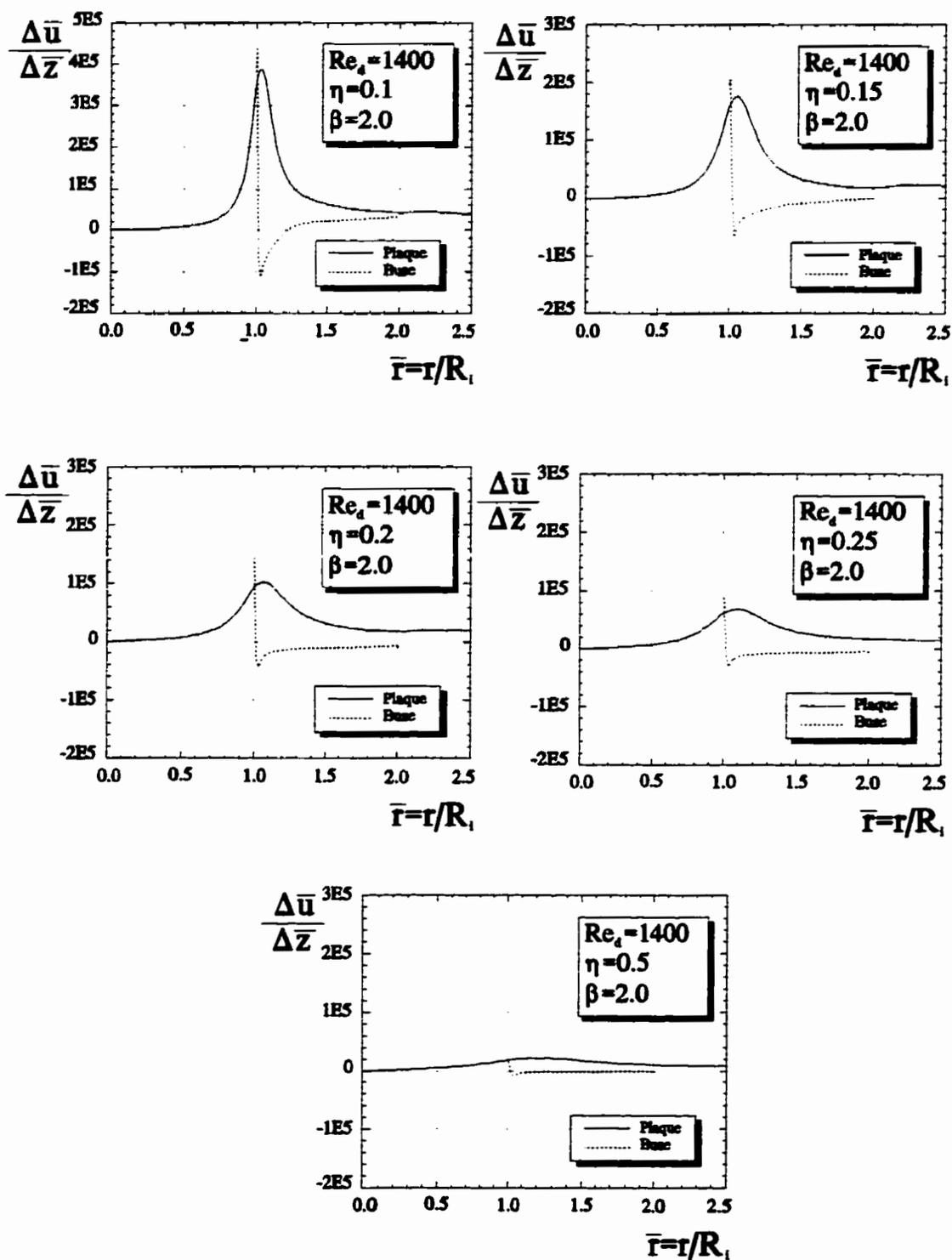
ANNEXE D: Résultats supplémentaires sur l'influence de la distance η entre la buse et la paroi

FIGURE D6: GRADIENTS DE VITESSE À LA PAROI

ANNEXE E

RÉSULTATS SUPPLÉMENTAIRES SUR LA BUSE AVEC **CHANFREIN INTERNE**

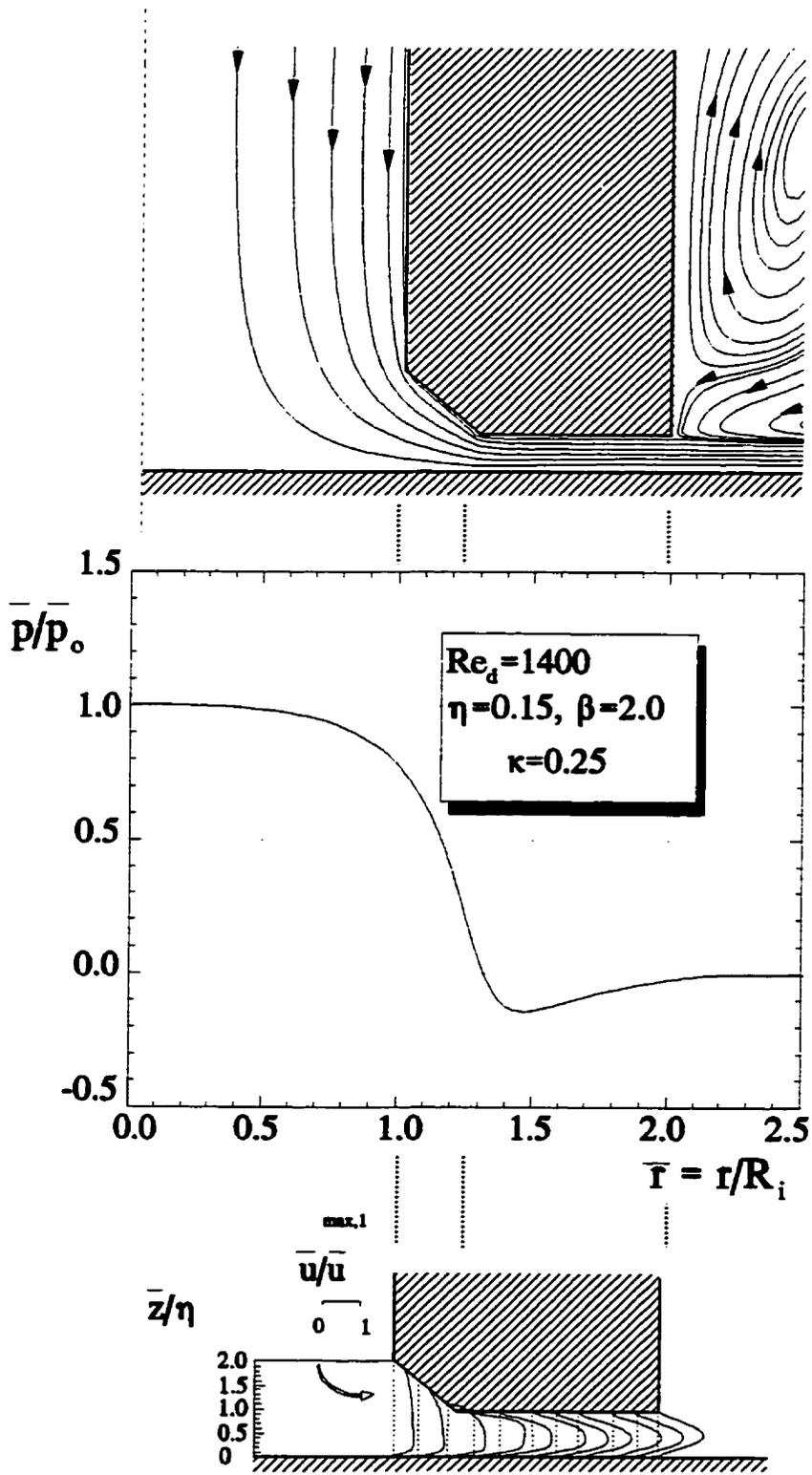
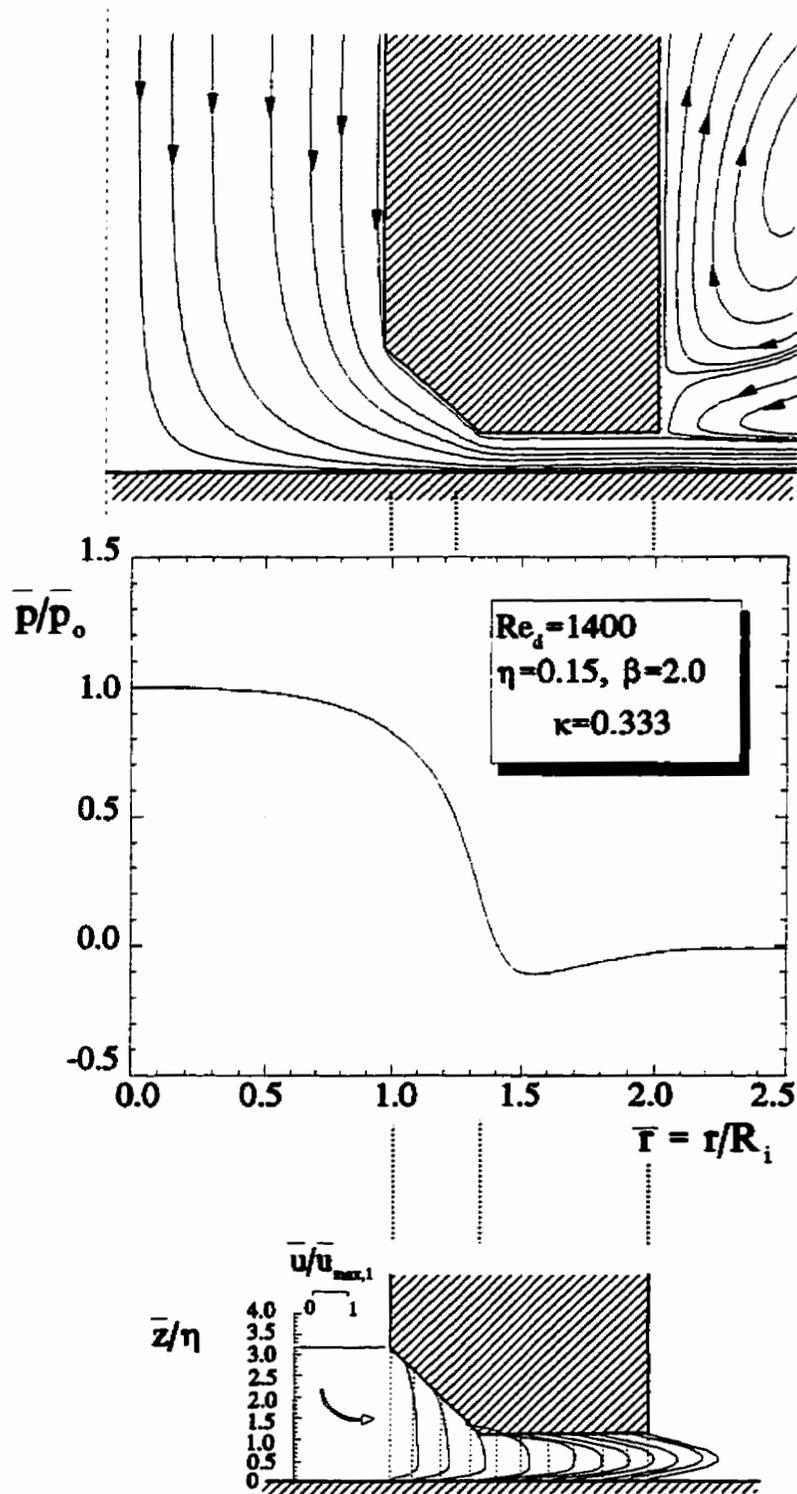
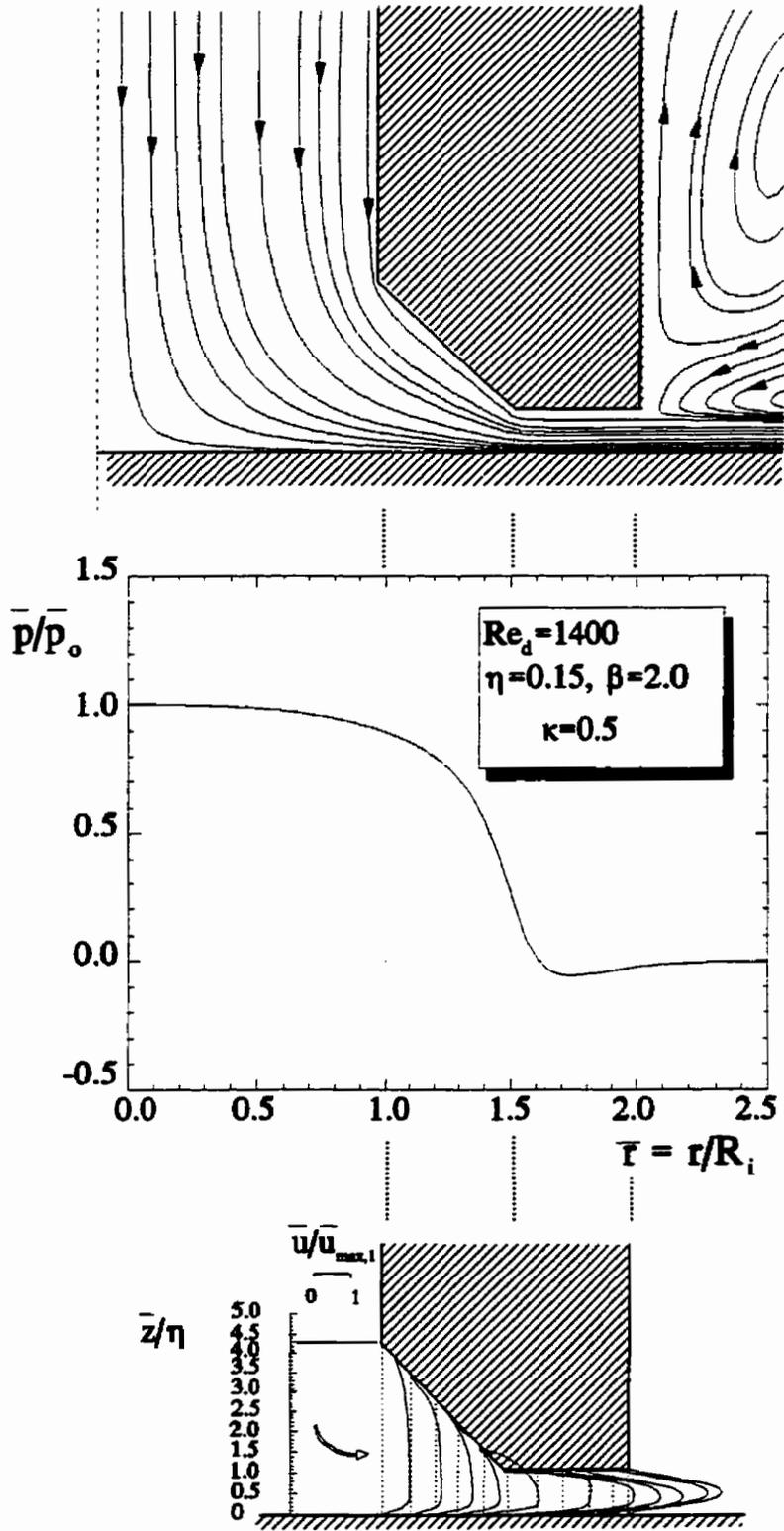


FIGURE E1: CAS OÙ $\kappa=0.25$

FIGURE E2: CAS OÙ $\kappa=0.333$

FIGURE E3: CAS OÙ $\kappa=0.5$

ANNEXE F

RÉSULTATS SUPPLÉMENTAIRES SUR LA BUSE ARRONDIE

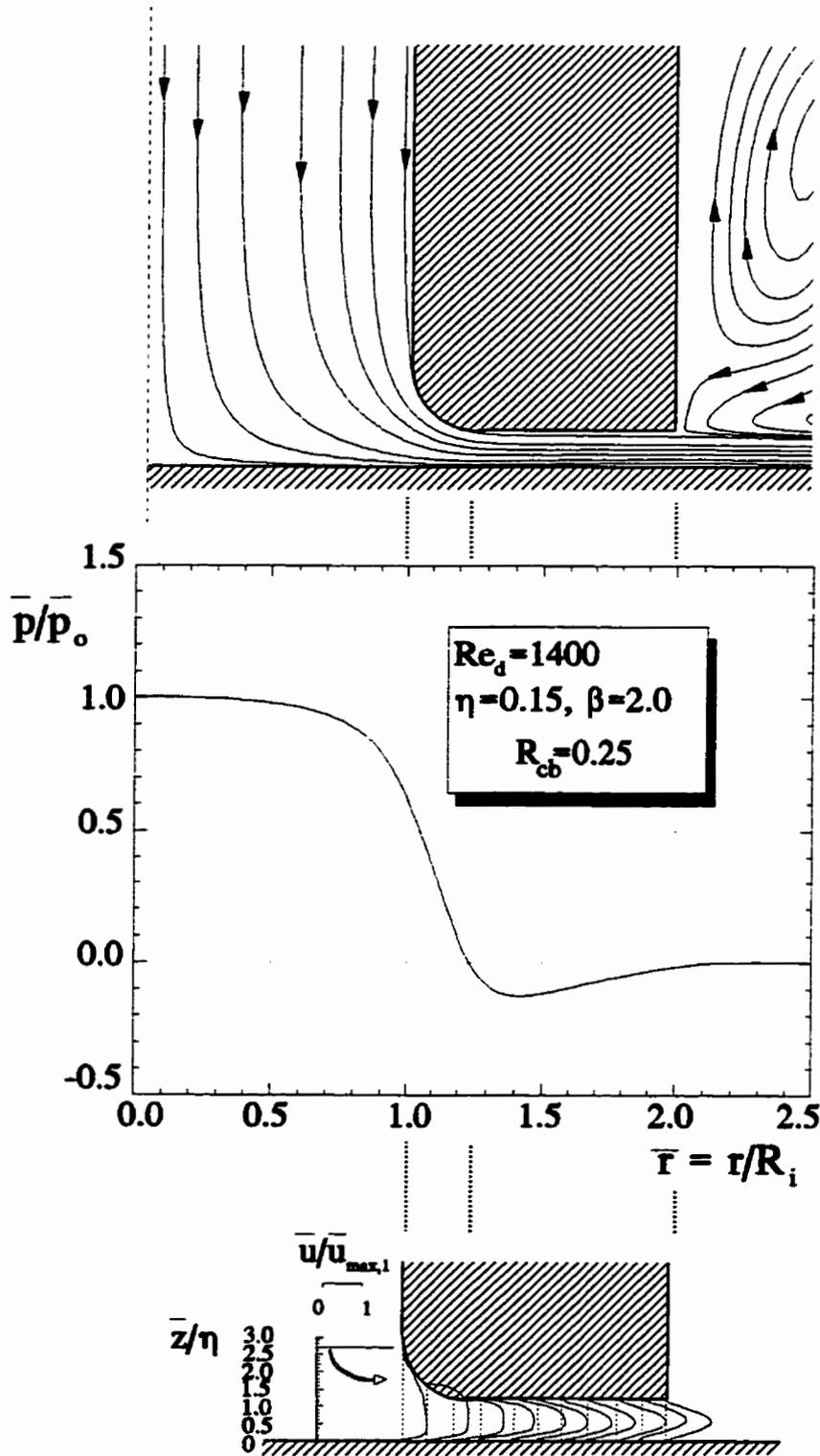
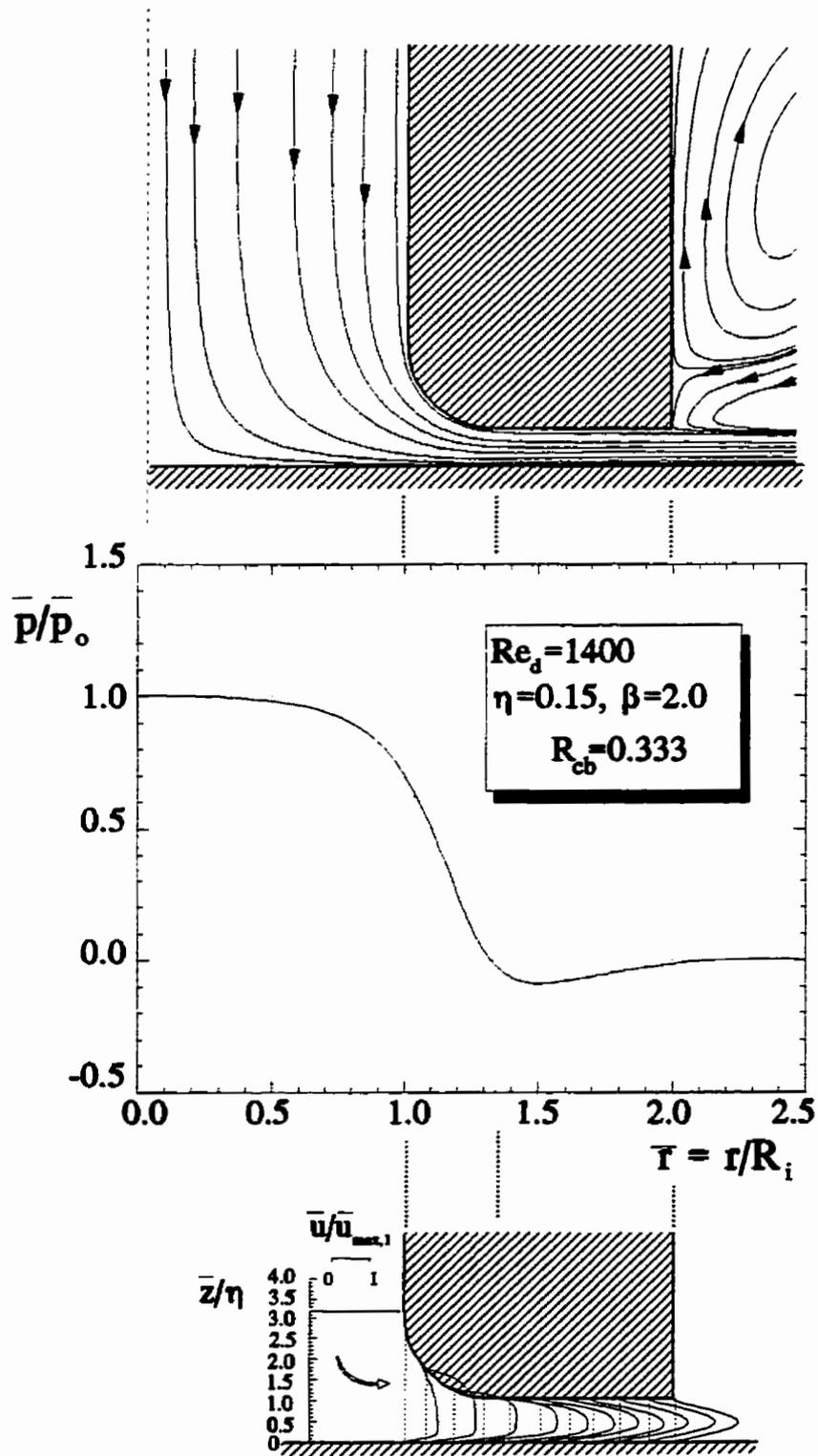


FIGURE F1: CAS OÙ $Re_b = 0.25$

FIGURE F2: CAS OÙ $R_{cb} = 0.333$

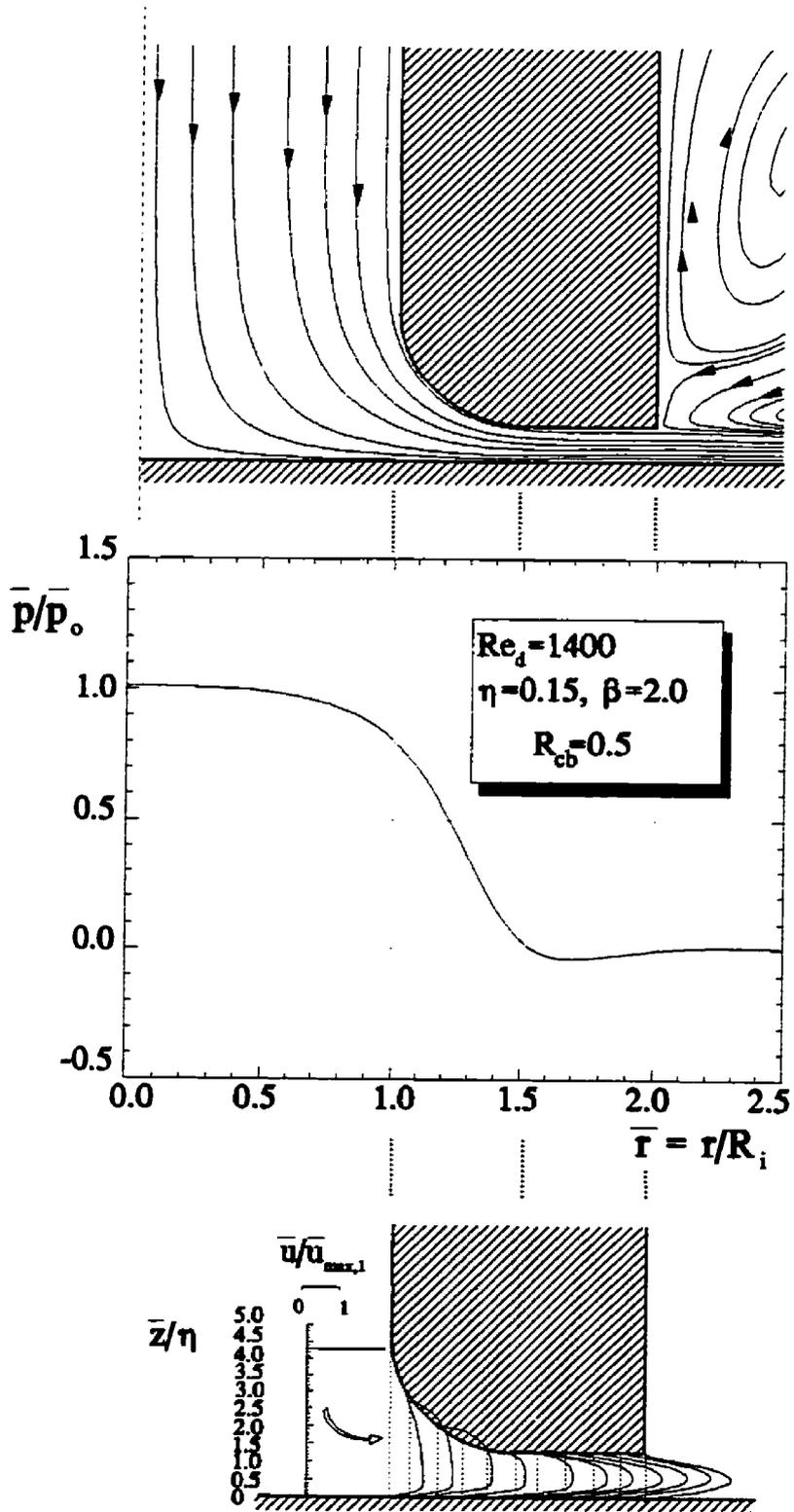


FIGURE F3: CAS OÙ $R_{cb} = 0.5$

ANNEXE G

RÉSULTATS SUPPLÉMENTAIRES SUR L'INFLUENCE DE LA SURFACE FRONTALE

ANNEXE G: Résultats supplémentaires sur l'influence de la surface frontale

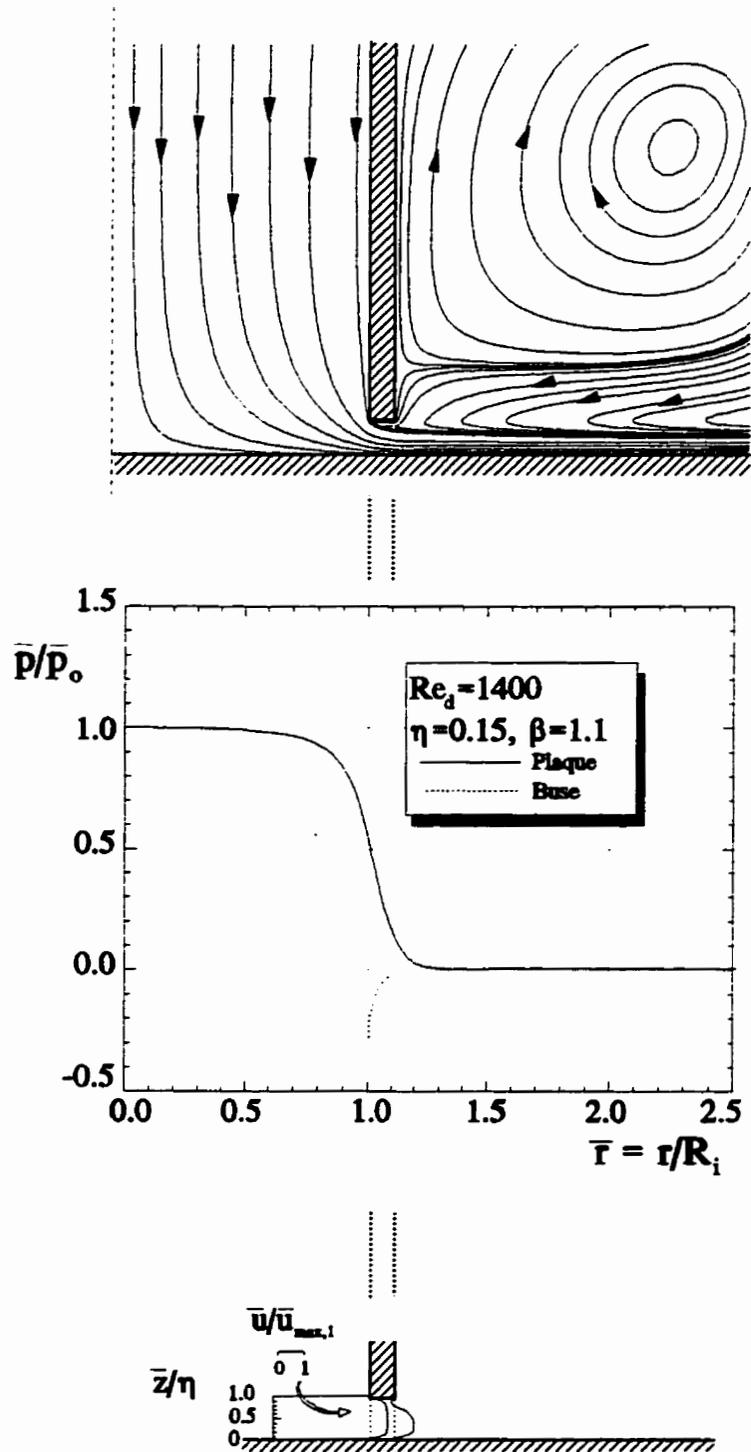
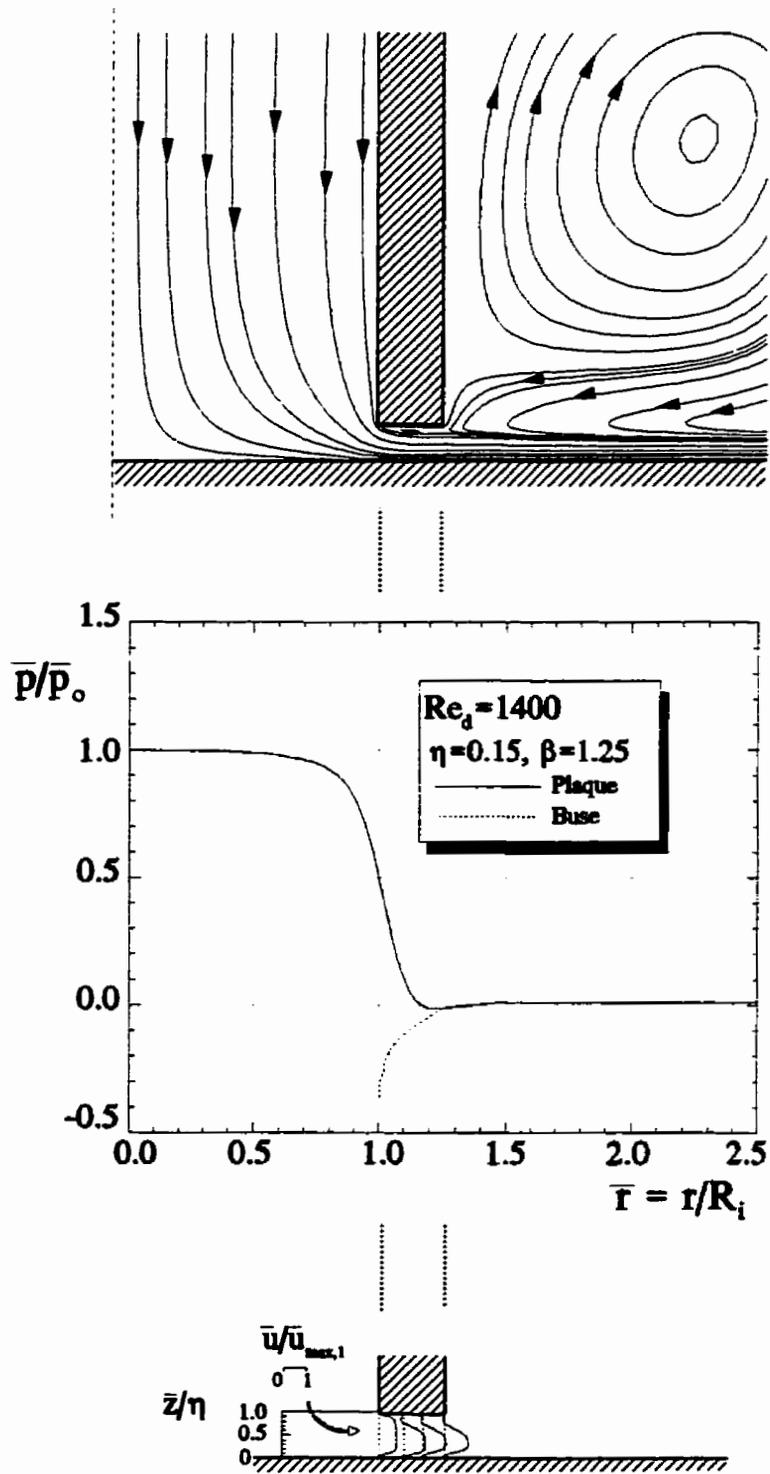
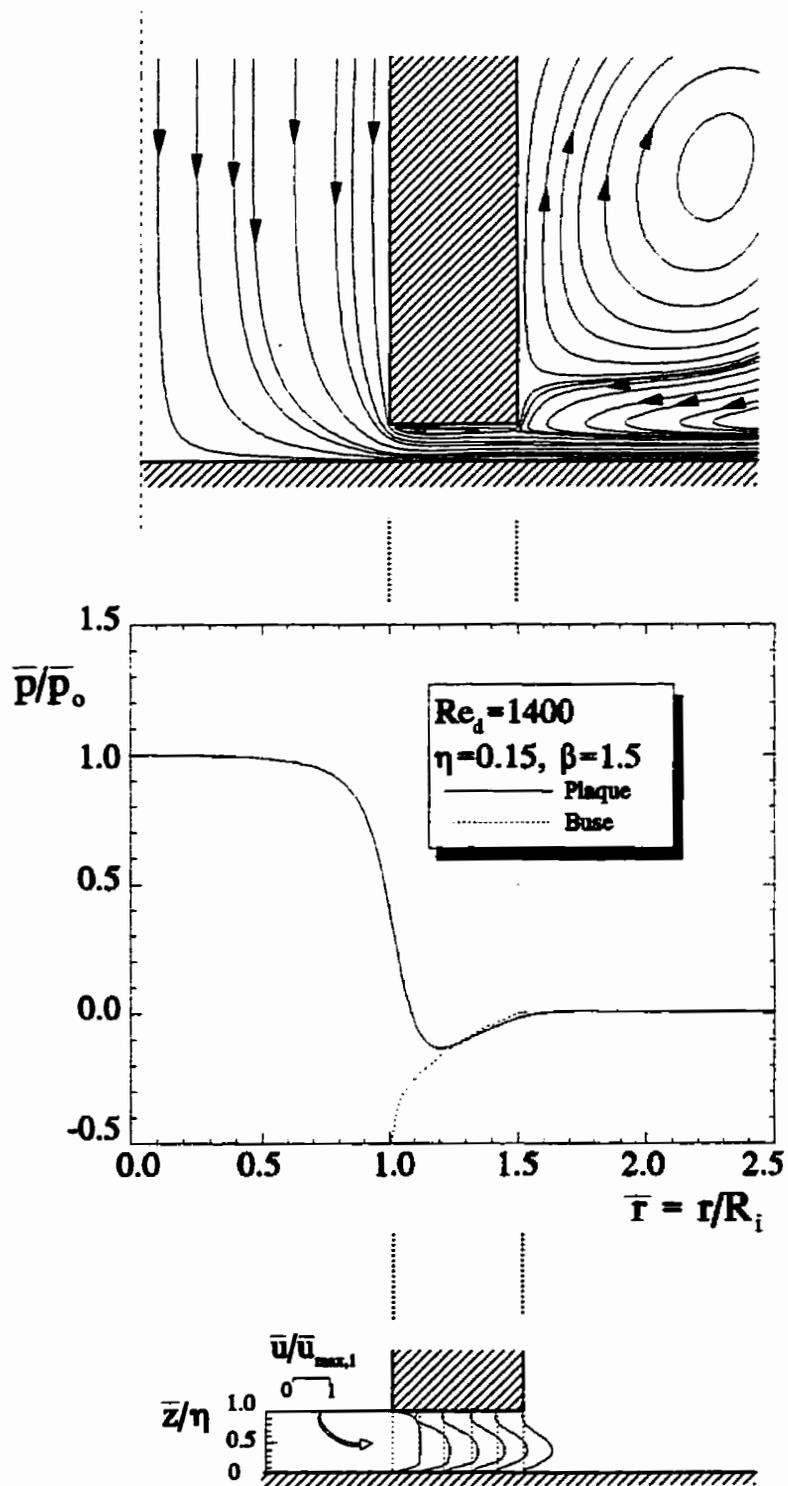
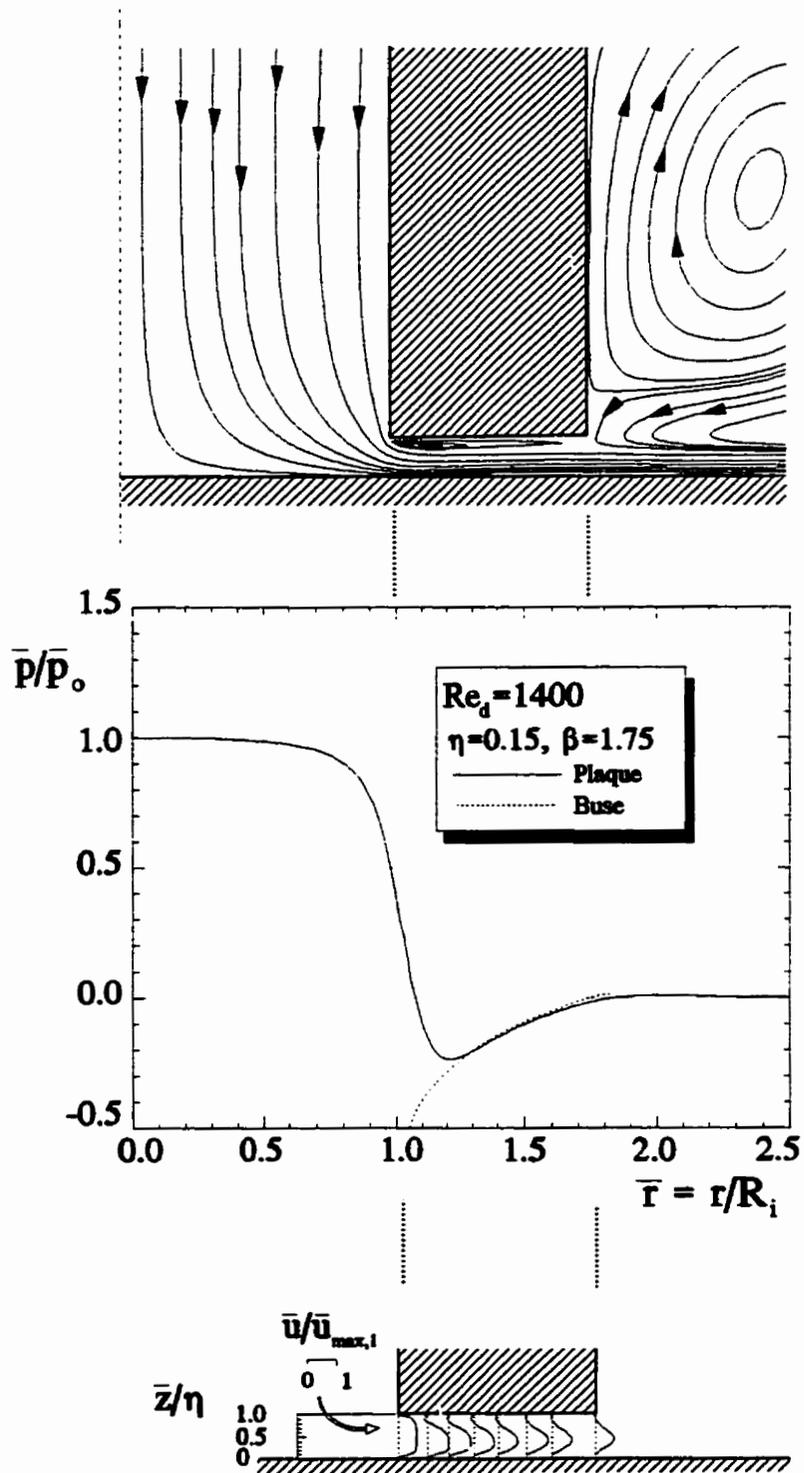
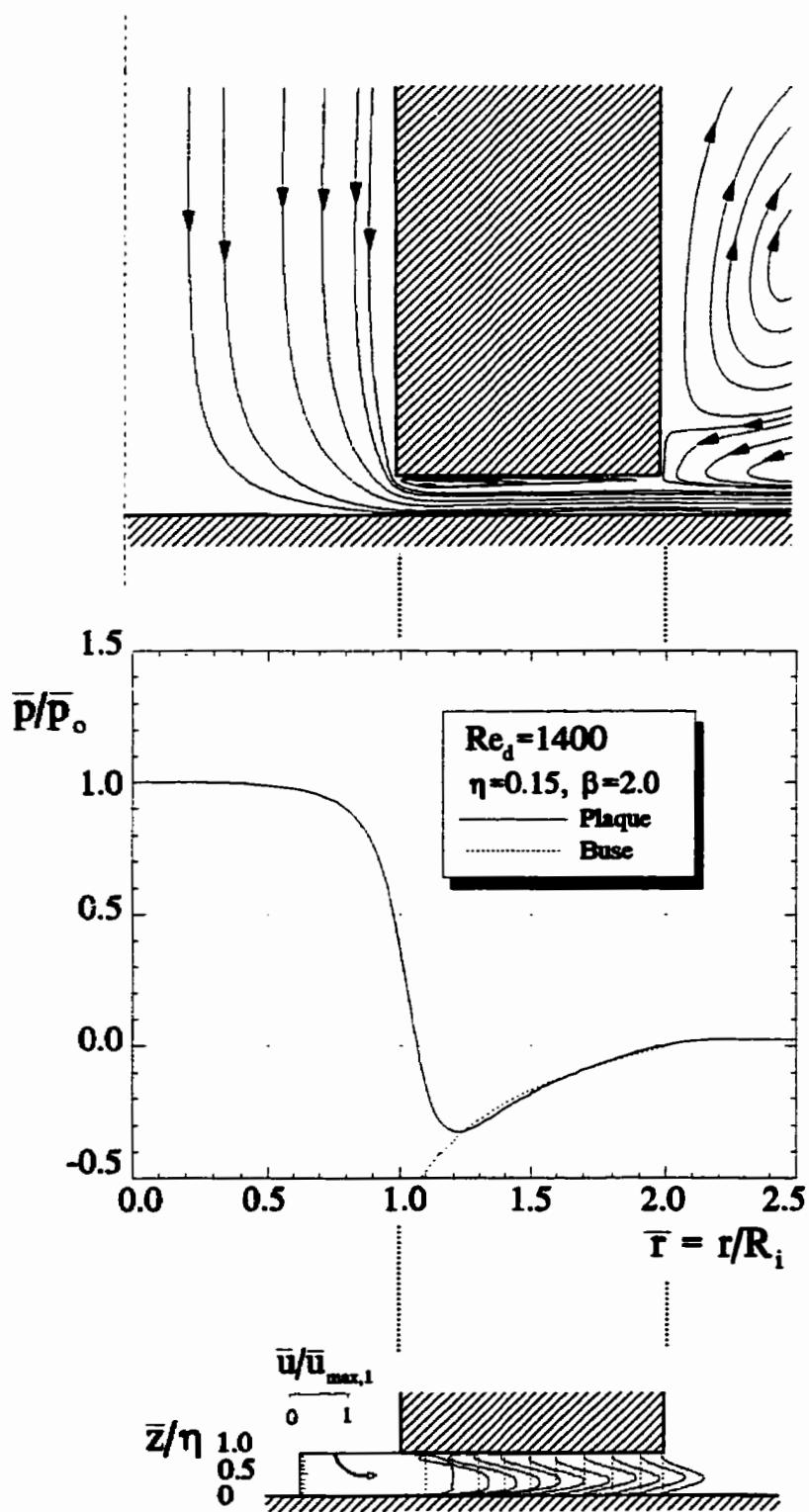


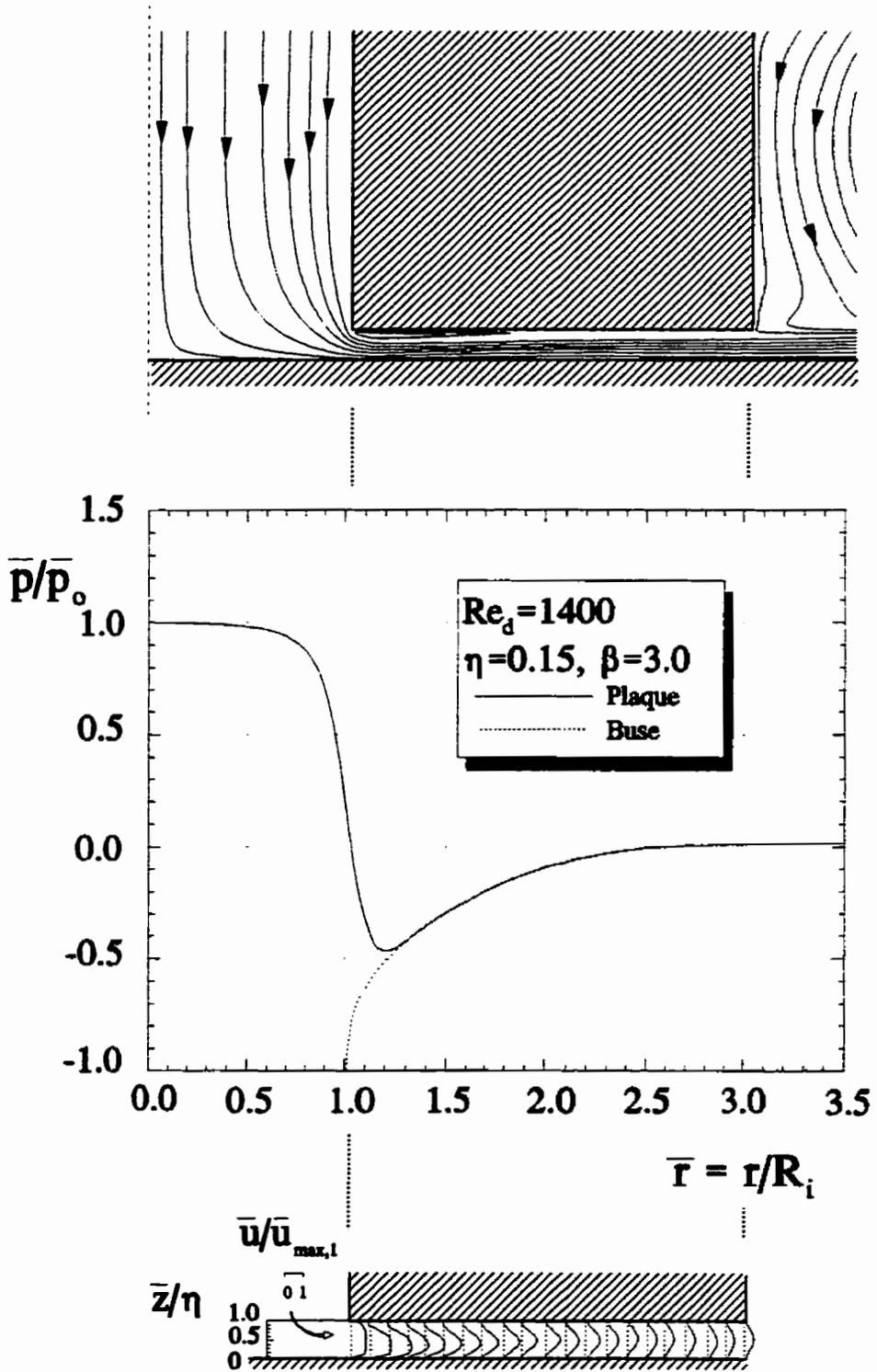
FIGURE G1: CAS OÙ $\beta = 1.1$

FIGURE G2: CAS OÙ $\beta = 1.25$

FIGURE G3: CAS OÙ $\beta = 1.5$

FIGURE G4: CAS OÙ $\beta = 1.75$

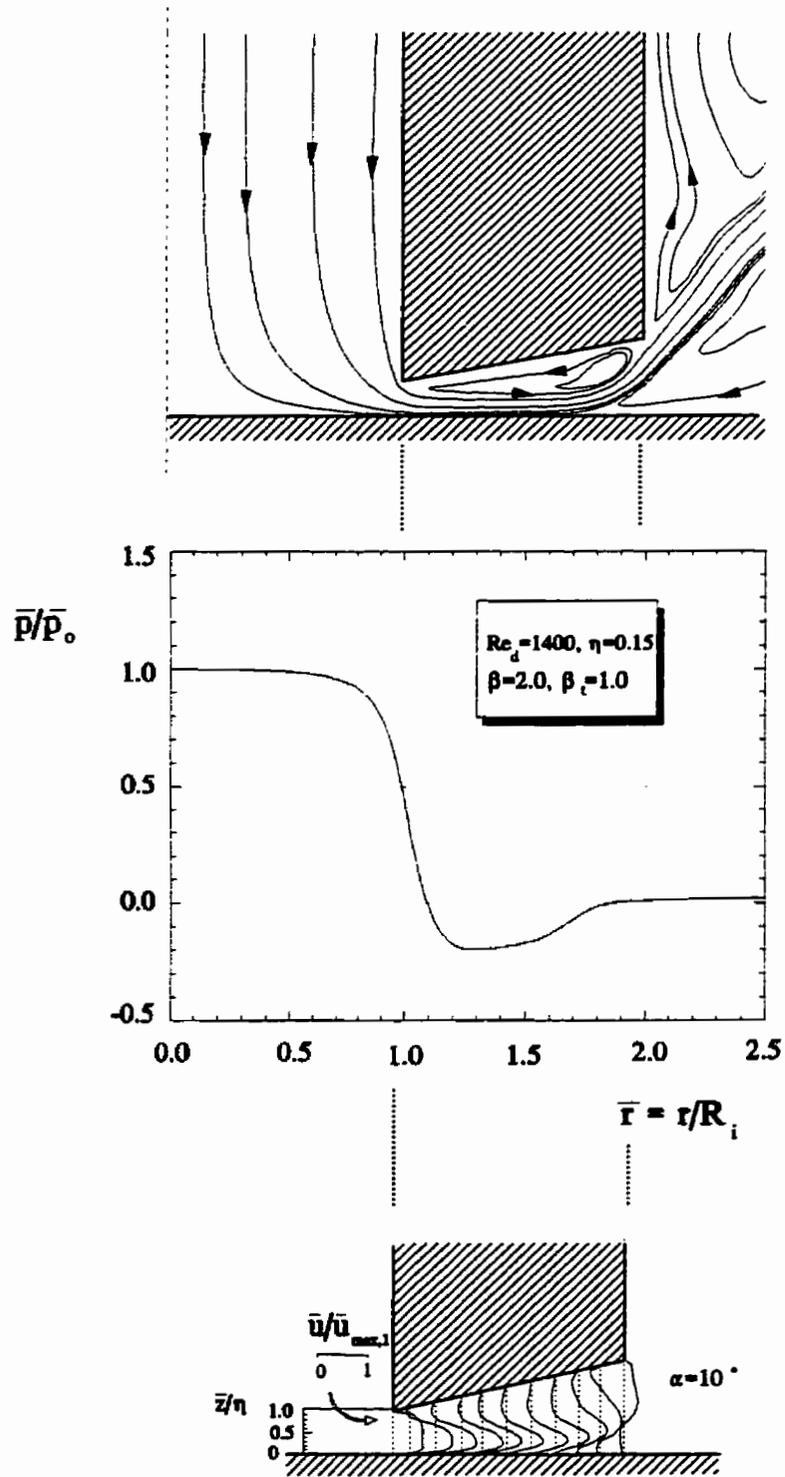
FIGURE G5: CAS OÙ $\beta = 2.0$

FIGURE G6: CAS OÙ $\beta = 3.0$

ANNEXE H

RÉSULTATS SUPPLÉMENTAIRES SUR LA BUSE DE SOUFFLAGE CHANFREINÉE

ANNEXE H: Résultats supplémentaires sur la buse de soufflage chanfreinée

FIGURE H1: CAS OÙ $\alpha = 10^\circ$

ANNEXE H: Résultats supplémentaires sur la buse de soufflage chanfreinée

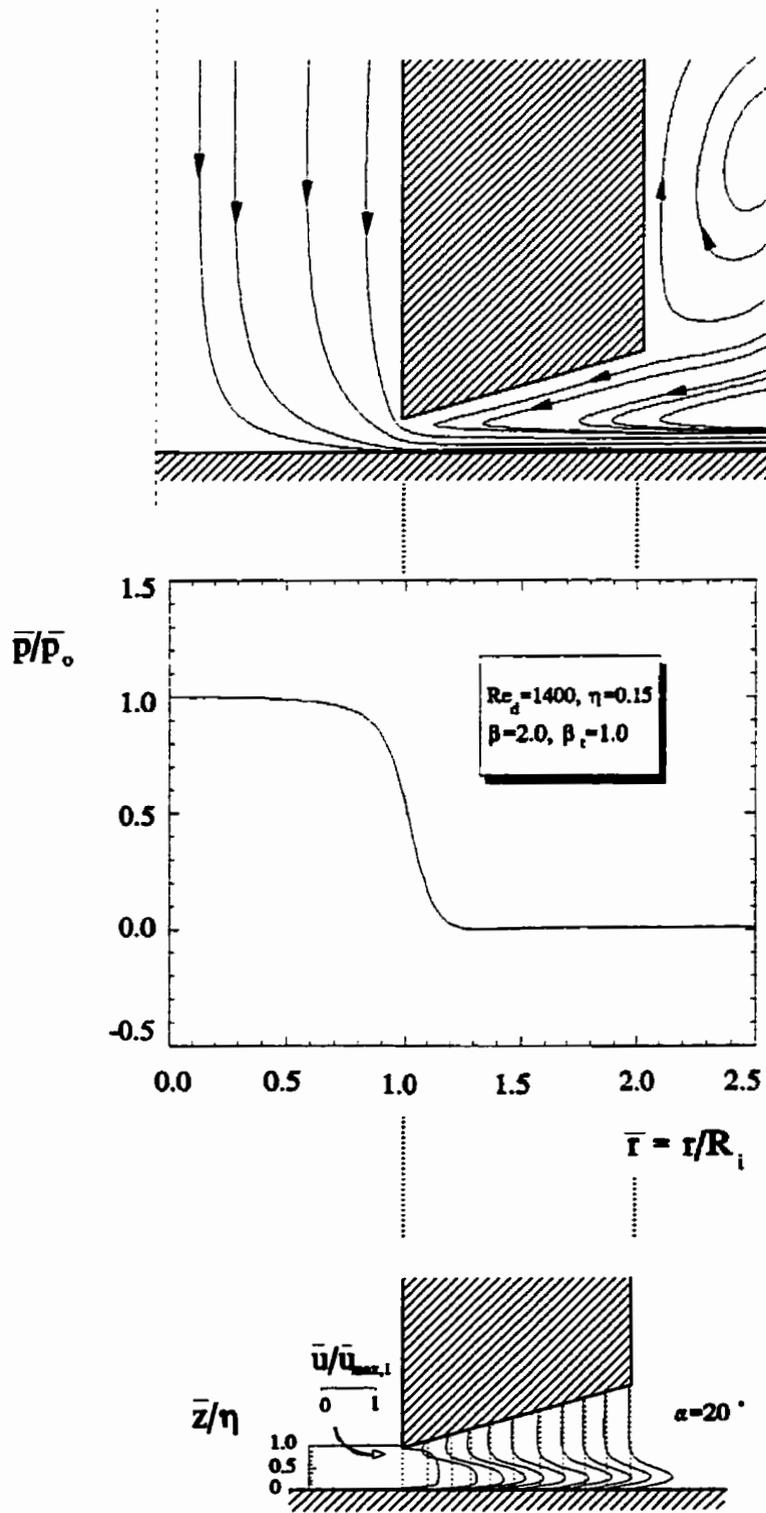
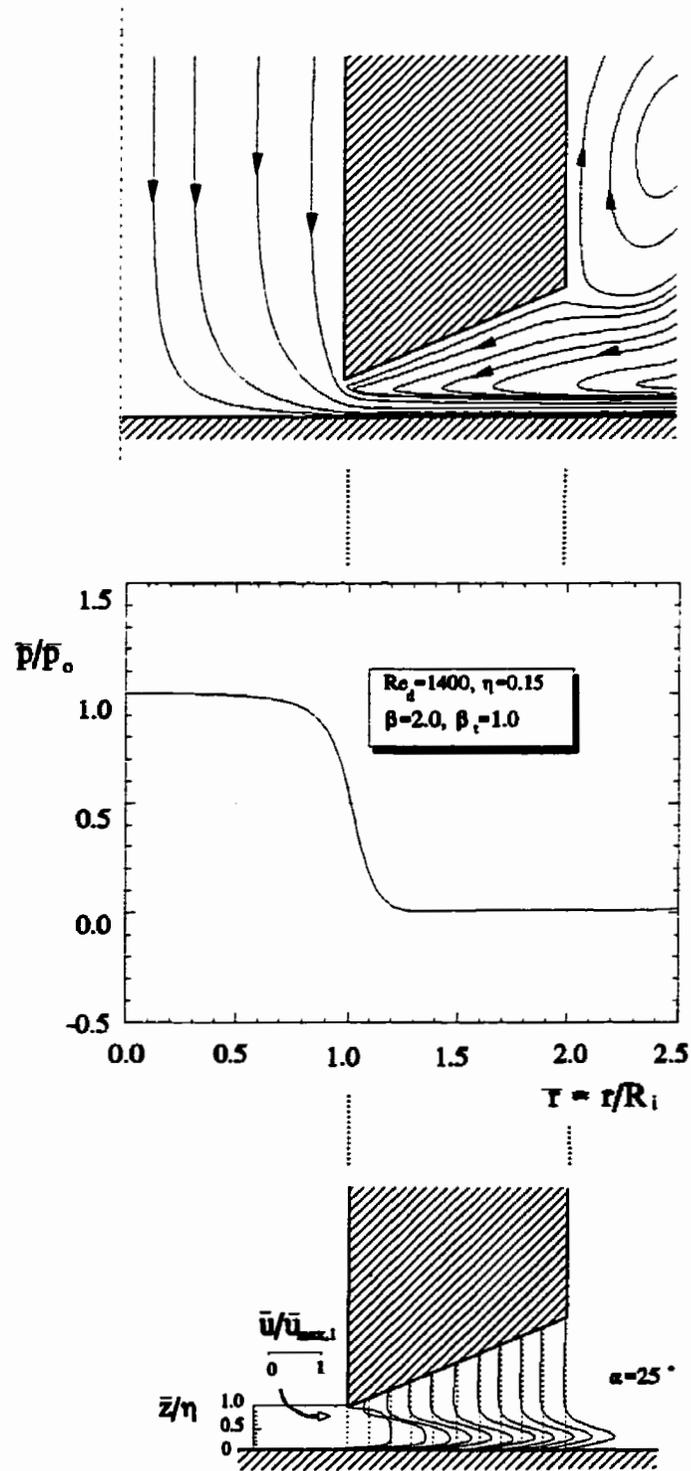
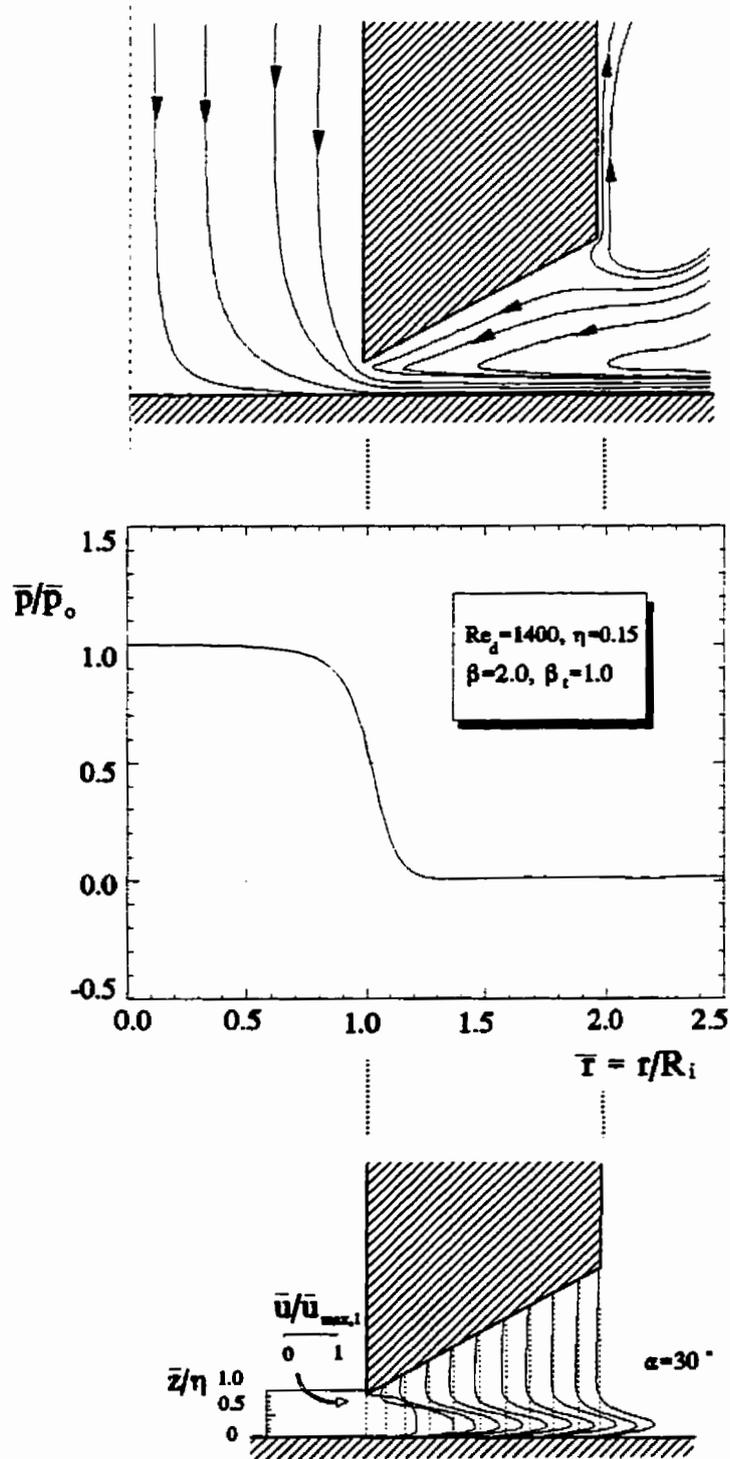
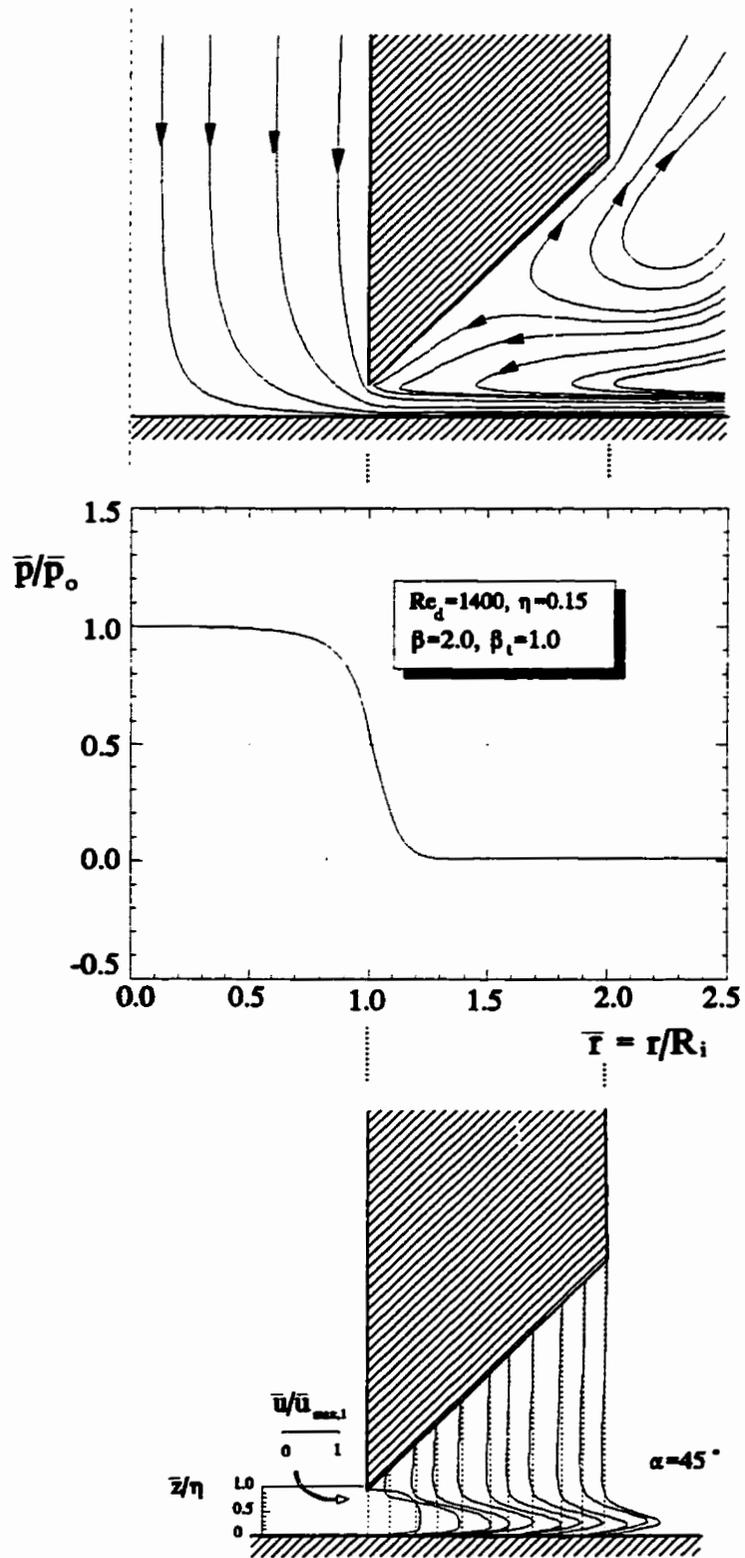


FIGURE H2: CAS OÙ $\alpha = 20^\circ$

FIGURE H3: CAS OÙ $\alpha = 25^\circ$

FIGURE H4: CAS OÙ $\alpha = 30^\circ$

FIGURE H5: CAS OÙ $\alpha = 45^\circ$

ANNEXE I

RÉSULTATS SUPPLÉMENTAIRES SUR LA BUSE DE **SOUFFLAGE CHANFREINÉE ET TRONQUÉE**

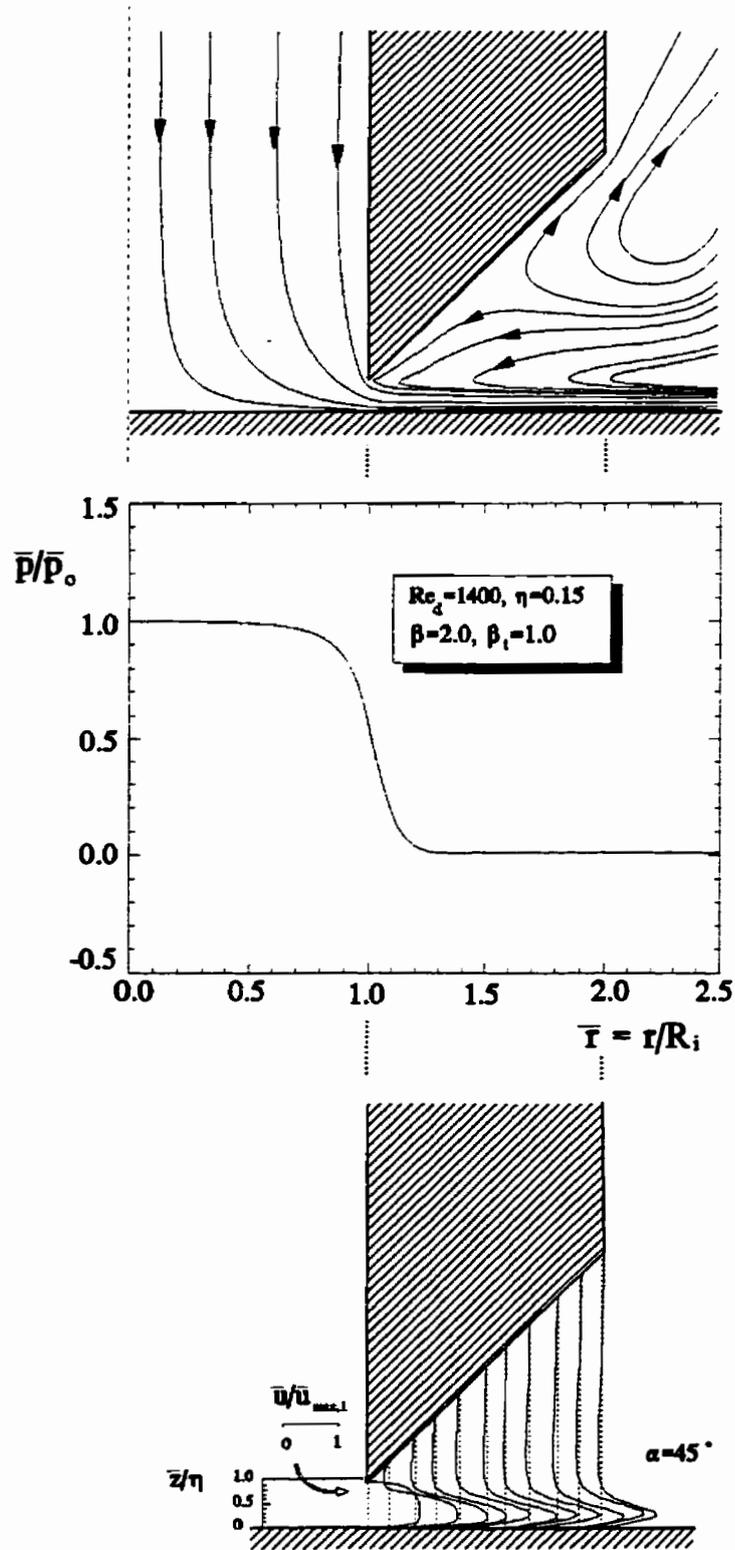
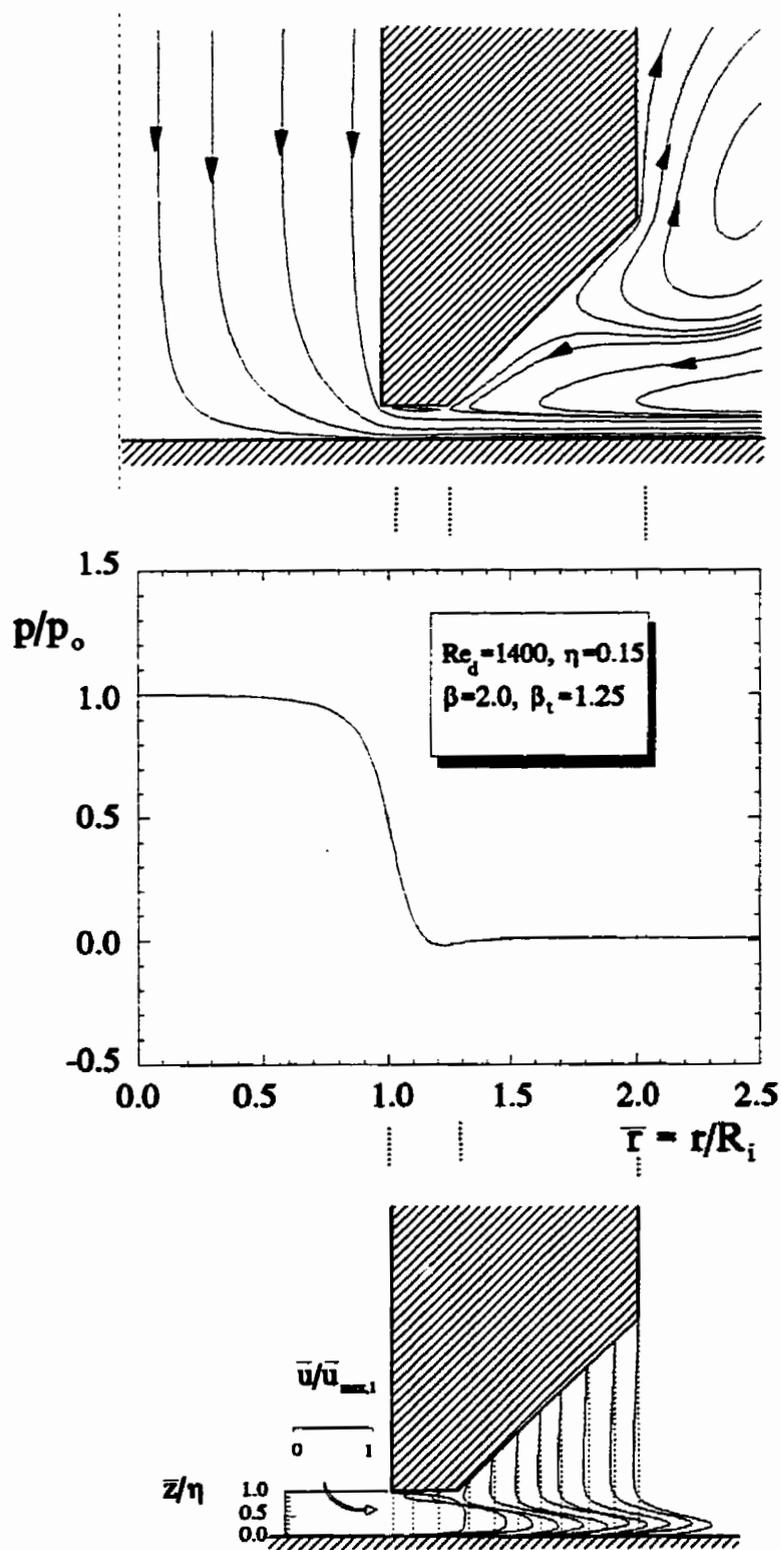


FIGURE I1: CAS OÙ $\beta_t = 1.0$

FIGURE 12: CAS OÙ $\beta_t = 1.25$

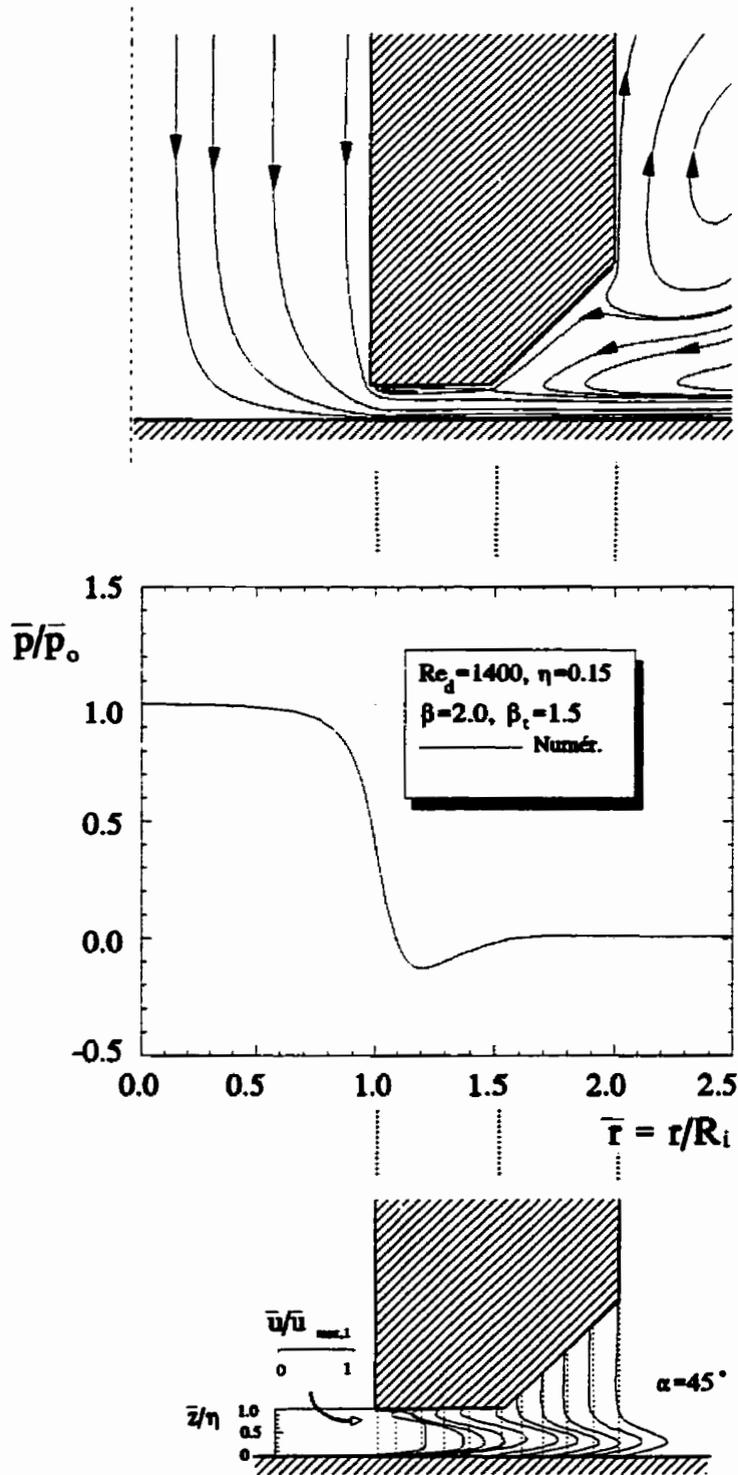
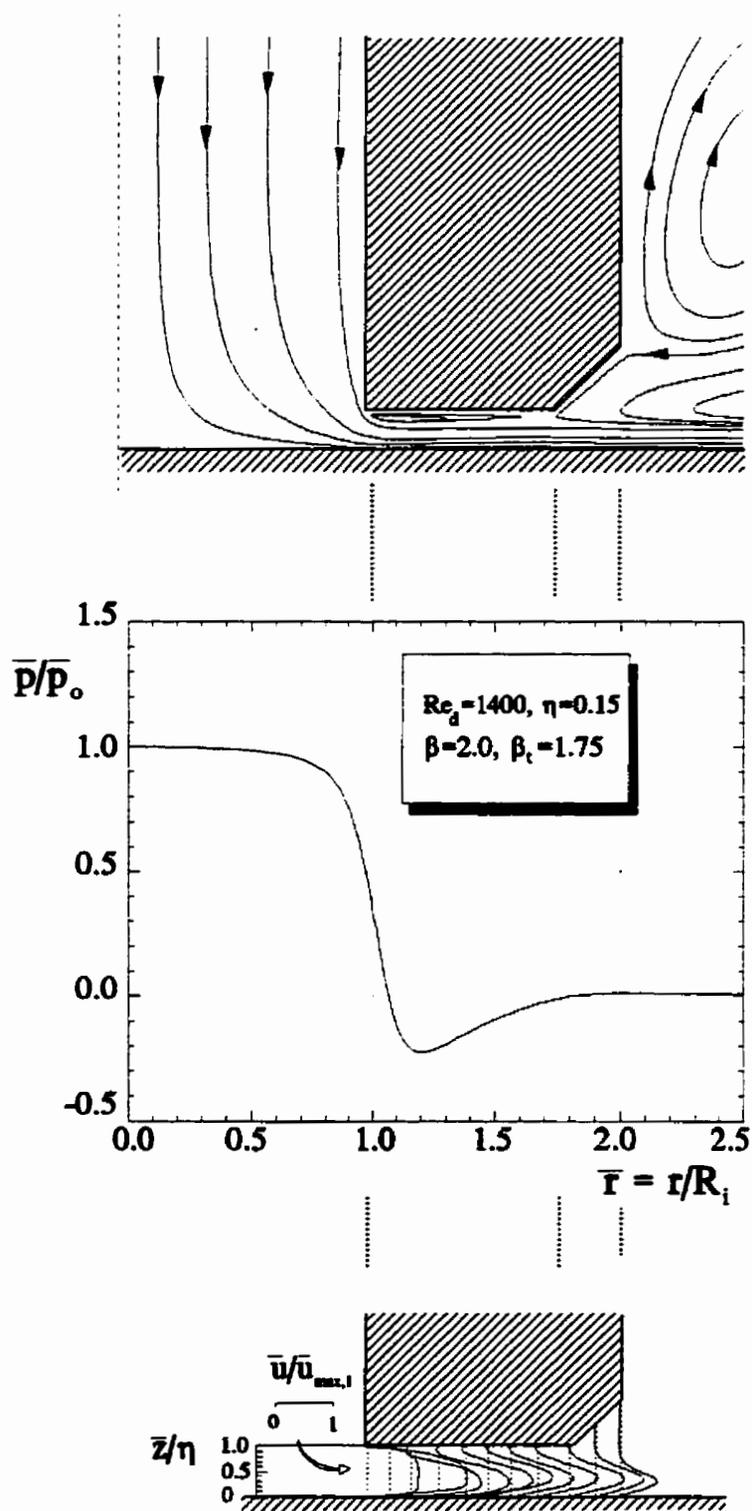


FIGURE 13: CAS OÙ $\beta_t = 1.5$

FIGURE 14: CAS OÙ $\beta_t = 1.75$

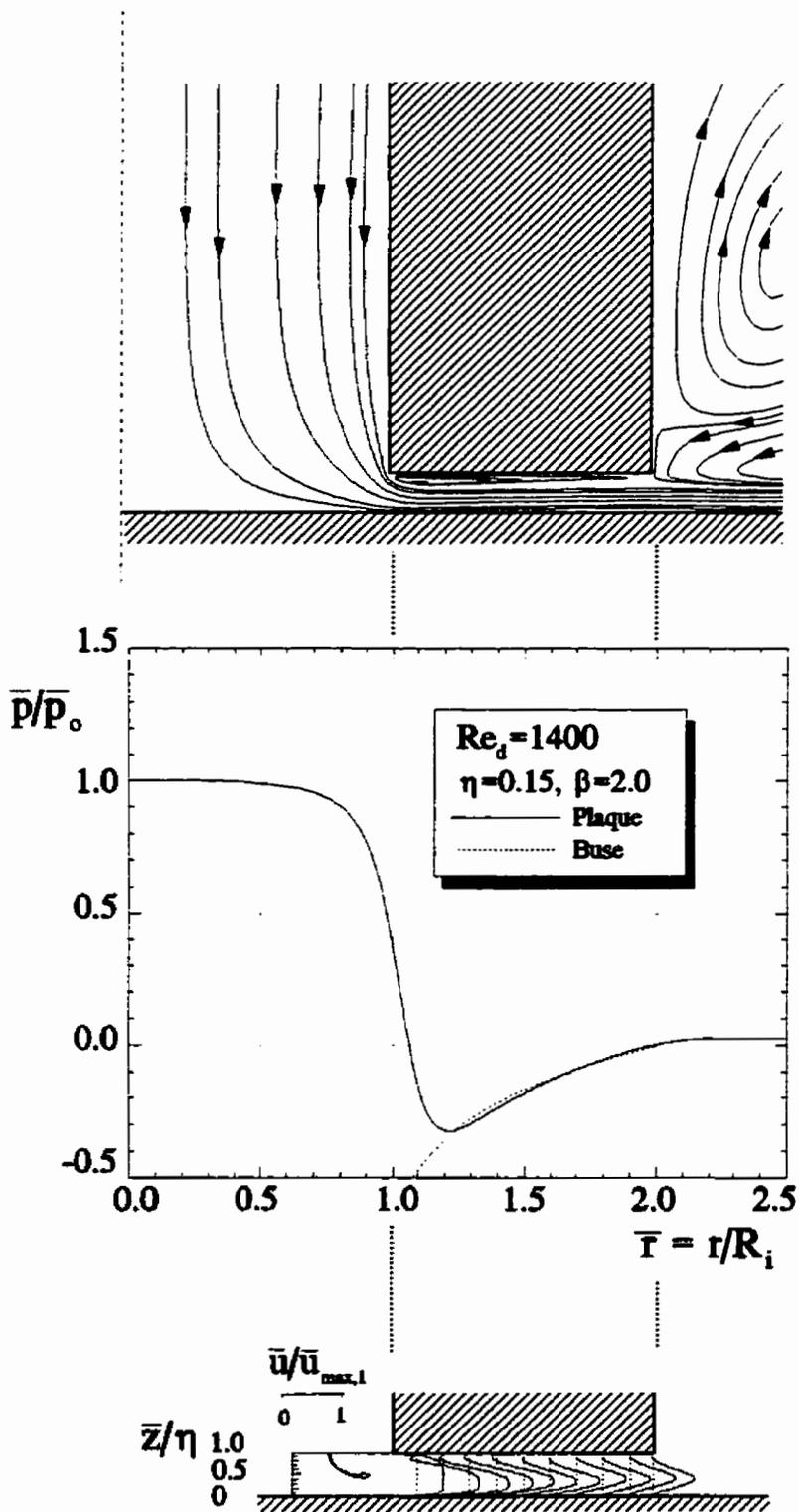
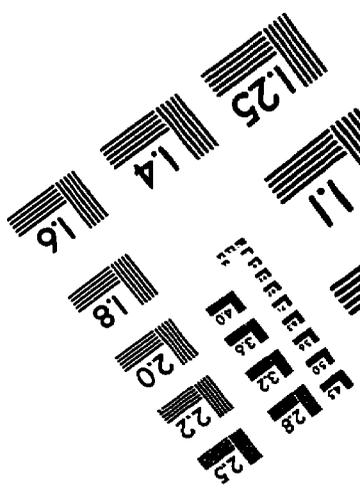
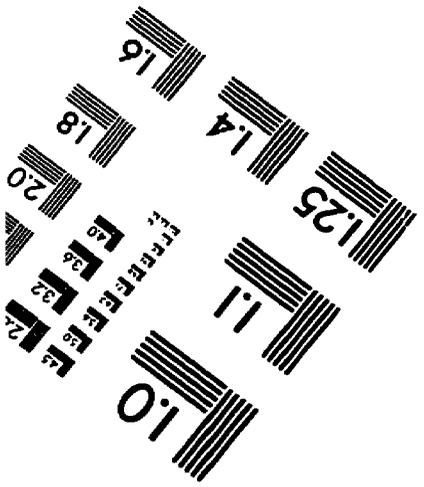
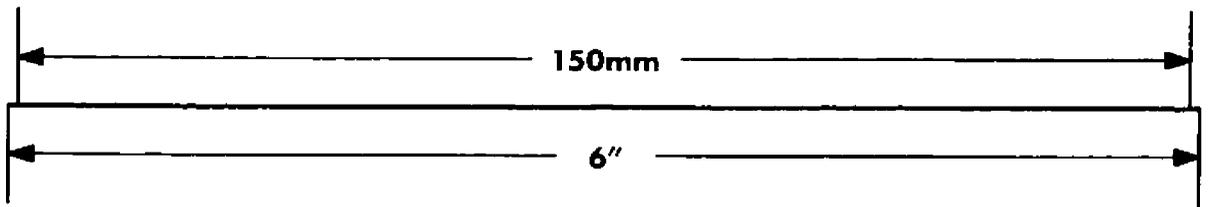
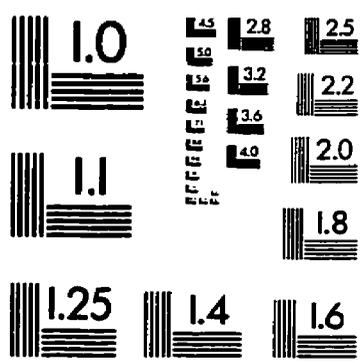
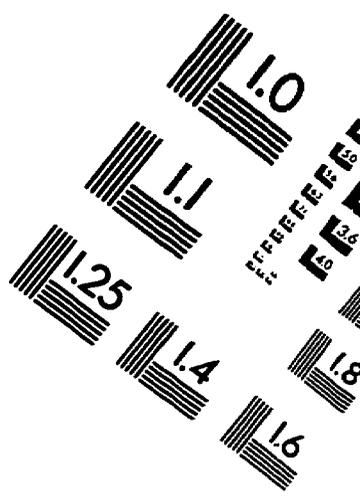
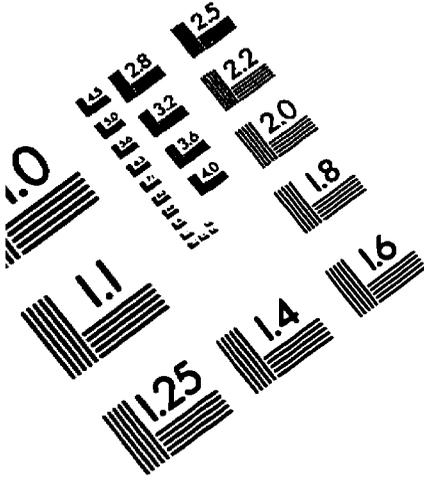
FIGURE 15: CAS où $\beta_1 = 2.0$

IMAGE EVALUATION TEST TARGET (QA-3)



APPLIED IMAGE, Inc
1653 East Main Street
Rochester, NY 14609 USA
Phone: 716/482-0300
Fax: 716/288-5989

© 1993, Applied Image, Inc., All Rights Reserved