T 1804 db

ECOLE CENTRALE DE LYON

Année 1999 N° d'ordre : 99-25

THESE

Pour obtenir le grade de :

DOCTEUR DE L'ECOLE CENTRALE DE LYON

discipline : **Mécanique**

présentée et soutenue publiquement par :

Xavier OTTAVY

le 10 Mai 1999

Mesures par Anémométrie Laser dans un Compresseur Axial Transsonique. Etude des Structures Instationnaires Périodiques.

JURY :

G. CAIGNAERT	Professeur - ENSAM, Lille	*Rapporteur*
A. CARRERE	Professeur - ENSAE, Toulouse	
M. ELENA	Professeur - IRPHE, Marseille	*Rapporteur*
J. F. ESCURET	Ingénieur - SNECMA, Villaroche	
F. LEBOEUF	Professeur - ECL, Ecully	*Directeur de thèse*
I. TREBINJAC	Maître de conférence - ECL, Ecully	
A. VOUILLARMET	Maître de conférence - ECL, Ecully	

Laboratoire de Mécanique des Fluides et d'Acoustique - UMR 5509 - Ecole Centrale de Lyon

ECOLE CENTRALE DE LYON

Année 1999 N° d'ordre : 99-25

THESE

Pour obtenir le grade de :

DOCTEUR DE L'ECOLE CENTRALE DE LYON

discipline : **Mécanique**

présentée et soutenue publiquement par :

Xavier OTTAVY

le 10 Mai 1999

Mesures par Anémométrie Laser dans un Compresseur Axial Transsonique. Etude des Structures Instationnaires Périodiques.

JURY :

G. CAIGNAERT	Professeur - ENSAM, Lille	*Rapporteur*
A. CARRERE	Professeur - ENSAE, Toulouse	
M. ELENA	Professeur - IRPHE, Marseille	*Rapporteur*
J. F. ESCURET	Ingénieur - SNECMA, Villaroche	
F. LEBOEUF	Professeur - ECL, Ecully	*Directeur de thèse*
I. TREBINJAC	Maître de conférence - ECL, Ecully	
A. VOUILLARMET	Maître de conférence - ECL, Ecully	

Laboratoire de Mécanique des Fluides et d'Acoustique - UMR 5509 - Ecole Centrale de Lyon

au fantôme du sous sol,

Remerciements

Tou ça k'zote ça li en dan la, lé ça k'ma fé 3 an diran au Laboratoire de Mécanique des fluides et d'Acoustique de l'Ecole Centrale de Lyon.

Aster lé veni le tan dé merci. Ou koné, ça pa un train politesse (mé pa la aek ça, zote fine abitué). Zuste pou di a zote, navé 2 3 moun bien déconte, décontracté l'artiss...

Pou commencé, mé té pa remerci personne si mé té parlé d'un tantine Isabelle et son camarade André. Mounoir, bana la veille su moin, bana la done a moin la gousse pou mi gain' achève le zaffaire. Et croi pa si ou veu, mé le zafaire té dur seument !!!

Aou té, na 2 3 camarade y fo mi oubli pa : bana travail dan l'fon même aek moin. Henri, Gilbert et Patrick. Merci lé ga. Na retrouve. Aster mi koné zote lé bon marmail. Inkièt pu, pou zote mi réserve tou ça k'ou veu, sauf la paille.

Té languète, dan'fon navé jamé d'soleil, le train té fo tèlement. Un peu foi mé té envi bat carré coté Tampon. Reusment, m'avé un soleil ché moin. Zabou : un tantine mi di a ou, respé...

Inh! Gard'ça. Le boug té remercié un paké moun, sof ça k'la écri l'zafaire. Na poin d'raison ... Alors mi di : Merci Xavier. Moin mé té savoir ou té capabe fé un bon nafaire. Seument, pa la peine fé ot vaillant!!!

Table des matières

Table des matières 7
Nomenclature 11

I Introduction 15

II Présentation de la technique de mesure 21

II.1 Anémométrie bidimensionnelle L2F 21
II.1.1 Principe de la technique de mesure 23
II.1.2 Procédure d'acquisition - Calcul des grandeurs statistiques 24
II.1.2.1 Procédure d'acquisition complète 24
II.1.2.2 Procédure d'acquisition simplifiée 26
II.1.3 Description du système de mesure L2F 29
II.1.4 Logiciel d'acquisition 31
II.1.4.1 Gestion des mouvements du système optique 32
II.1.4.2 Gestion de l'acquisition 32
II.1.5 Traitement des données 36
II.1.5.1 Traitement des histogrammes 37
II.1.5.2 Traitement des informations erronées 39
II.1.5.3 Traitement des histogrammes à "deux bosses" 42
II.1.6 Conclusion sur la technique de mesure utilisée 43

II.2 Accès optique 43
II.2.1 Distorsions optiques du faisceau laser 44
II.2.2 Etude analytique de l'erreur de convergence 47
II.2.3 Simulation numérique 51
II.2.3.1 Discrétisation du cône de lumière 51
II.2.3.2 Calcul du chemin optique et focalisation 52
II.2.3.3 Séquence itérative 54
II.2.4 Comparaison entre les résultats numériques et analytiques 54
II.2.5 Validation de la méthode proposée 57
II.2.6 Conclusion sur l'utilisation de verres courbes pour les accès optiques 60

III Configuration expérimentale 61

III.1 Présentation du banc d'essais 61
III.1.1 Le site d'essais 61
III.1.2 La chaîne mécanique 63
III.1.2.1 Moteur 63
III.1.2.2 Multiplicateur 63
III.1.2.3 Systèmes annexes 64
III.1.3 La chaîne aéraulique 64
III.1.3.1 Circuit d'aspiration 64
III.1.3.2 Circuit de refoulement 65
III.1.3.3 Mesures aérodynamiques stationnaires globales 65

III.2 Présentation du compresseur d'essais 67

III.3 Zones de la roue mobile inaccessibles à la mesure 69
III.3.1 Prédiction des zones masquées 69
III.3.2 Etude des réflexions de lumière laser par la surface des aubes 74
III.3.3 Repérage azimutal des informations acquises 76
III.3.3.1 Informations acquises dans la roue mobile 76
III.3.3.2 Informations acquises en dehors de la roue mobile 76
III.3.4 Discrétisation azimutale 76
III.3.5 Conclusion sur l'étude des zones inaccessibles à la mesure 78

III.4 Accès optiques du compresseur d'essais 79
III.4.1 Caractéristiques des hublots et des verres correcteurs 79
III.4.1.1 Définition des hublots de visée 79
III.4.1.2 Définition des verres correcteurs 80
III.4.1.3 Distance entre les verres et déplacement du point de mesure 80
III.4.1.4 Modification des caractéristiques du volume de mesure 82
III.4.1.5 Erreurs de positionnement du verre correcteur 83
III.4.1.6 Lumière diffusée. 83
III.4.2 Technologie des porte-hublots 83
III.4.3 Technologie des "bouchons percés" 84

III.5 Positionnement du point de mesure 85
III.5.1 Bâti-support de l'optique - Positionnement théorique du point de mesure 86
III.5.2 Etalonnage du bâti-support 89
III.5.3 Procédure de positionnement du point avant la mesure 90

III.6 Ensemencement 91
III.6.1 Généralités sur le choix de l'ensemencement 91
III.6.1.1 Propriétés aérodynamiques des particules 92
III.6.1.2 Propriétés diffusantes des particules 93
III.6.1.3 Concentration des particules 94
III.6.1.4 Production de l'aérosol 95
III.6.2 Spécificité de l'ensemencement du compresseur d'essais 96
III.6.2.1 Dispositif d'ensemencement utilisé 96
III.6.2.2 Caractérisation de l'ensemencement 97
III.6.2.3 Principaux effets rencontrés dans le compresseur 99
III.6.2.4 Conclusion sur l'ensemencement du compresseur d'essais 103

III.7 Estimation des incertitudes de mesures 104
III.7.1 Incertitudes sur la position du point de mesure 104
III.7.1.1 Positionnement dans le repère absolu 104
III.7.1.2 Positionnement dans le repère relatif 104
III.7.2 Incertitudes sur la détermination de l'angle et du module de vitesse 105
III.7.2.1 Géométrie du volume de mesure 105
III.7.2.2 Nombre fini d'échantillons 106
III.7.2.3 Résolution du compteur 108
III.7.2.4 Point de fonctionnement 109
III.7.2.5 Procédure de dépouillement des données 109
III.7.2.6 Ensemencement de l'écoulement 110
III.7.2.7 Environnement hostile 110
III.7.2.8 Bilan des incertitudes de mesures 110

IV Présentation et analyse des résultats de mesure dans le compresseur d'essais 113

IV.1 Localisation des points de mesure 113

IV.2 Traitement des informations dépouillées 115
IV.2.1 Correction en température 115
IV.2.2 Correction due à l'angle de visée 115
IV.2.3 Calcul des grandeurs aérodynamiques non mesurées 116
IV.2.3.1 Grandeurs relatives à la roue mobile 116
IV.2.3.2 Nombre de Mach 117
IV.2.4 Changement de repère - hypothèse de périodicité chorochronique 118
IV.2.4.1 Problèmes rencontrés pour effectuer un changement de repère 118
IV.2.4.2 Périodicité spatio-temporelle ou chorochronique 120
IV.2.4.3 Vérification de la périodicité chorochronique des mesures dans le compresseur 122
IV.2.5 Présentation de la décomposition du champ utilisée 125
IV.2.5.1 Définition des moyennes spatiale et temporelle 125
IV.2.5.2 Présentation du processus de décomposition du champ 126

IV.3 Présentation des résultats de mesures 126
IV.3.1 Mesures dans la section 25A 127
IV.3.2 Mesures à 50% de hauteur de veine 127
IV.3.3 Mesures de l'écoulement dans la zone du choc oblique 134
IV.3.3.1 Précision du Top de synchronisation et dimension du volume de mesure 134
IV.3.3.2 Particules d'ensemencement 134
IV.3.3.3 Discrétisation en temps 134

IV.4 Analyse des résultats de mesures 134
IV.4.1 Etude du choc émanant du bord d'attaque des aubes du rotor 134
IV.4.1.1 Concept de l'incidence unique 134
IV.4.1.2 Méthode analytique 134
IV.4.1.3 Comparaison des résultats de mesures et des calculs analytiques 134
IV.4.1.4 Comparaison des résultats avec ceux issus d'une simulation numérique 134
IV.4.1.5 Mesure au voisinage du bord d'attaque des aubes de la roue mobile. 134
IV.4.1.6 Conclusion 134
IV.4.2 Mesures dans la section 25A 134
IV.4.2.1 Evolution temporelle de la vitesse absolue 134
IV.4.2.2 Evolution temporelle de la vitesse relative 134
IV.4.2.3 Evolution temporelle de l'angle absolu 134
IV.4.2.4 Evolution temporelle des écarts types de la vitesse et de l'angle absolus 134
IV.4.2.5 Comparaison avec des mesures par sondage classique 134
IV.4.3 Description du sillage de la roue directrice d'entrée 134
IV.4.4 Interaction choc - sillage 134
IV.4.4.1 Evolution du sillage au passage du choc 134
IV.4.4.2 Etude de l'évolution au passage du choc oblique de la vorticité attachée au sillage 134
IV.4.4.3 Fluctuations instationnaires 134

IV.5 Conclusion 134

V Conclusions et perspectives 134

Liste des figures 134
Bibliographie 134
Résumés 193

Nomenclature

α	.....	angle entre la direction définie par les deux spots et la génératrice du verre carter, dans le plan perpendiculaire à l'axe de visée du système L2F, ou angle absolu de l'écoulement
β	.....	demi angle au sommet du cône de lumière, ou angle relatif de l'écoulement
β_E	.....	angle entre la direction de l'axe machine et la tangente au profil au point E
γ	.....	rapport des chaleurs spécifiques ou angle du choc
δ	.....	distance entre les deux spots du volume de mesure du système L2F
ε	.....	angle entre la direction de la ligne sonique et la perpendiculaire à la direction de l'écoulement à l'infini amont
ΔT_{top}	.....	intervalle de temps entre deux tops de synchronisation
η_c	.....	angle entre l'axe de visée du système L2F et la normale au verre correcteur, dans le plan azimutal
η_f	.....	angle entre l'axe de visée du système L2F et le rayon machine, dans le plan azimutal
η_s	.....	angle entre l'axe de visée du système L2F et la normale au verre carter, dans le plan azimutal
η_s^{one}	.....	angle entre l'axe de l'un des deux cônes de lumière du système L2F et la normale au verre carter, dans le plan azimutal
Θ_r	.....	périodicité angulaire du rotor
Θ_s	.....	périodicité angulaire du stator
κ	.....	angle de calage du profil
λ	.....	angle du vecteur vitesse avec le plan focal du système L2F, dans le plan contenant les axes des deux faisceaux laser
λ_0	.....	longueur d'onde dans le vide de la source laser
μ	.....	viscosité moléculaire
μ_E	.....	angle de Mach
μ_f	.....	viscosité moléculaire du fluide en écoulement
ν	.....	viscosité cinématique ou angle de l'expansion de Prandtl-Meyer
ρ_f	.....	masse volumique du fluide en écoulement

ρ_p	.....	masse volumique d'une particule d'ensemencement
σ_α	.....	écart type sur l'angle absolu
σ_V	.....	écart type sur la vitesse absolue
τ	.....	temps de vol d'une particule traversant le volume de mesure
ϕ_c	.....	angle entre l'axe de visée du système L2F et la normale au verre correcteur, dans le plan méridien
ϕ_f	.....	angle entre l'axe de visée du système L2F et le rayon machine, dans le plan méridien
ϕ_s	.....	angle entre l'axe de visée du système L2F et la normale au verre carter, dans le plan méridien
ϕ_s^{one}	.....	angle entre l'axe de l'un des deux cônes de lumière du système L2F et la normale au verre carter, dans le plan méridien
φ	.....	déphasage temporel entre l'évolution d'une grandeur prise en point du canal inter-aubes du stator et son homologue situé à une période angulaire
$\varphi^{\%}$	.....	déphasage temporel exprimé en pourcentage du pas rotor
ψ	.....	angle entre le plan tangent à la surface de courant et la direction de l'axe machine
ω	.....	vitesse de rotation de la roue mobile

C_D	.....	coefficient de traînée pour la loi de Stokes appliquée à des écoulements hautes vitesses
c_p	.....	concentration volumique de l'écoulement en particules d'ensemencement
C_p	.....	chaleur spécifique à pression constante
C_v	.....	chaleur spécifique à volume constant
d	.....	distance entre les surfaces extérieures des verres courbes
d_{choc}	.....	distance de détachement du choc
d_p	.....	diamètre d'une particule d'ensemencement
E	.....	rapport des épaisseurs (e_c/e_s)
e_c	.....	épaisseur du verre correcteur
e_s	.....	épaisseur du verre carter
FI	.....	immersion (distance entre le volume de mesure et la surface extérieure du verre carter)

h_t	.....	enthalpie totale absolue
k_f	.....	facteur de forme
K_j	.....	constante de normalisation
Kn_P	.....	nombre de Knudsen
ℓ_m	.....	libre parcourt moyen moléculaire
$\dot{m}$	.....	débit massique
N	.....	indice de réfraction du milieu dans lequel la lumière est diffusée
n_a	.....	indice de réfraction de l'air
n_w	.....	indice de réfraction d'un dioptre
n_{Az}	.....	nombre d'azimuts de l'espace inter-aubes
P	.....	pression statique
P_t	.....	pression totale absolue
r	.....	différence des chaleurs spécifiques
r_o	.....	rayon de la tache de focalisation au plan focal
R_c	.....	rayon du verre correcteur
R_{cl}		coefficient de blocage associé à l'épaisseur de quantité de mouvement des couches limites au moyeu, au carter et sur les aubages
Re	.....	nombre de Reynolds
R_h		coefficient de blocage associé à la contraction de veine
R_l	.....	rayon du bord d'attaque
R_p	.....	rapport de périodicité entre le stator et le rotor ou coefficient de blocage associé au pertes induites par le passage d'un choc oblique
R_s	.....	rayon du verre carter
S	.....	surface du faisceau laser dans le volume de mesure
S_{scat}	.....	section efficace à la diffusion d'une particule d'ensemencement
Sd	.....	densité de flux
t	.....	pas inter-aubes
T	.....	température statique
T_{ref}	.....	température de référence = 288.15°K

T_r	.....	période temporelle du rotor
T_s	.....	période temporelle du stator
T_t	.....	température totale absolue
U	.....	vitesse de rotation linéaire de la roue mobile
V_{err}	.....	vitesse erronée
V	.....	vitesse absolue
W	.....	vitesse relative

Indices

exp	.....	grandeur expérimentale brute
std	.....	grandeur standardisée

Exposants

$\vec{g}$	.....	vecteur
$\overline{\overline{g}}$	.....	tenseur
$\widetilde{g}$	.....	moyenne spatiale
$\overline{g}$	.....	moyenne temporelle
g^*	.....	fluctuation spatiale ou grandeur critique
g'	.....	fluctuation temporelle
g''	.....	fluctuation purement instationnaire

Chapitre I Introduction

Les compresseurs haute pression multi-étages sont parmi les composants les plus critiques du turboréacteur. L'importance de ces compresseurs intervient directement en terme de performances et de rendements. Or les mécanismes physiques fondamentaux qui régissent l'aérothermodynamique des écoulements dans ces machines ne sont pas véritablement maîtrisés aujourd'hui.

De par la succession des parties fixes et mobiles, les compresseurs transsoniques multi-étages induisent des phénomènes locaux fortement instationnaires. Plusieurs aspects concernant la performance et la stabilité des turbomachines, comme par exemple la charge aérodynamique des aubes, le transfert d'énergie ou le rendement de l'étage, sont affectés par l'instationnarité de l'écoulement. Or, il s'avère que les mécanismes de base concernant la génération, le développement et la dissipation de ces phénomènes instationnaires sont encore très mal compris et souvent négligés dans les procédures conventionnelles de conception et de dessin.

La progression de la simulation numérique et des modèles de turbulence implantés dans les codes de calcul permet désormais de caractériser les différentes structures de l'écoulement dans une roue isolée, fixe ou mobile. De nombreuses études des structures tourbillonnaires et des phénomènes liés à la compressibilité des écoulements supersoniques ont montré l'efficacité des moyens numériques actuels. Mais les codes de calculs tridimensionnels, instationnaires, visqueux, en configurations multi-étages, ne sont pas encore opérationnels. La plupart des simulations existantes restent bidimensionnelles, ou tridimensionnelles mais non visqueuses [55]. Une méthode d'approche consiste à coupler des résultats de calculs stationnaires réalisés dans chaque roue isolée. Le problème principal réside dans le fait que les phénomènes sont instationnaires alors que les simulations basées sur ce principe sont stationnaires. Le passage des informations d'une roue à l'autre se fait par l'intermédiaire d'un plan de mélange, mais les conditions limites à appliquer sur les frontières des domaines de calcul pour chaque roue sont très délicates à définir. Elles proviennent de moyennes des résultats des roues adjacentes et prennent très mal en considération le transport des écoulements secondaires d'une roue à l'autre (structures tourbillonnaires, transports des effets de jeu, évolution des sillages et de leurs interactions avec les chocs des aubes de la roue

adjacente,...). Ces effets sont pourtant importants quant à la structure du champ qui en résulte et sur les caractéristiques globales de la machine [3] [4] [7] [8] [15] [22] [34] [40] [55] [80] [85].

La compréhension des phénomènes physiques instationnaires résultant d'une interaction rotor - stator nécessite de disposer d'informations aérothermodynamiques détaillées dans les parties inter-roues (ou zones de mélanges) pour avoir une bonne connaissance de la structure de l'écoulement et pouvoir construire une analyse des mécanismes générateurs. De plus, ces informations seront d'une grande utilité pour calibrer et qualifier les méthodes de simulation. Dans ce contexte, il se fait sentir un besoin de données expérimentales fines, détaillées, et autant qu'il se peut instationnaires pour permettre la prise en compte des structures complexes évoquées précédemment. Les moyens métrologiques actuels sont capables de fournir de telles données mais nécessitent d'être optimisés pour des acquisitions dans des turbomachines proches des machines réelles, testées sur des bancs d'essais de forte puissance.

Les investigations réalisées dans ce type de machines à l'aide de sondes de mesure conventionnelles (prises de pressions directionnelles, thermocouples, fils et films chauds) ou non (sondes de température rapides à aspiration et sondes de pression rapides) doivent être analysées avec grande précaution du fait de l'étroitesse des veines et du caractère souvent transsonique de l'écoulement. L'instrumentation embarquée [1] [10] [59] est pratiquement exclue du fait des vitesses de rotation élevées, qui empêchent l'embarcation d'instrumentations lourdes et posent de réels problèmes quant à la transmission du signal des parties mobiles aux parties fixes. Les techniques optiques non intrusives de vélocimétrie laser permettent, elles, d'obtenir des données de manière fiable, sans perturber l'écoulement, et offrent la possibilité d'acquérir des mesures dans le passage inter-aubes des roues mobiles. La vélocimétrie laser présente cependant quelques limitations relatives notamment à l'ensemencement artificiel qui peut perturber l'écoulement ou conduire à une mauvaise représentation du champ de vitesse. Elle ne donne par ailleurs ni accès au champ de pression, dont la détermination en dehors des parois reste difficile, ni au champ de température.

Les anémomètres classiques utilisés pour la mesure de l'écoulement en turbomachine sont de deux types. La technique la plus utilisée est l'anémométrie Doppler (LDA) et la seconde, se présentant comme une alternative, est la technique à temps de vol (L2F). Ces deux techniques permettent l'acquisition de mesures réalisées en synchronisation avec la rotation des parties mobiles. Ces mesures sont alors qualifiées "d'instationnaires périodiques" et offrent la possibilité de détecter l'instationnarité de l'écoulement liée à la rotation des parties mobiles.

Concernant la technique L2F, les principaux défauts mis en avant dans la littérature (Schodl [67]) sont ses temps d'acquisition plus longs et ses limitations quant à la caractérisation des écoulements turbulents. Cependant, elle possède l'indéniable avantage de permettre l'obtention de meilleurs rapports signal/bruit, ce qui la rend mieux adaptée à l'étude des écoulements confinés, tels ceux

rencontrés en turbomachine réelle. L'anémométrie L2F bidimensionnelle a été validée et éprouvée lors de différentes campagnes de mesures en turbomachine au Laboratoire de Mécanique de Fluides et d'Acoustique (LMFA) de l'Ecole Centrale de Lyon [13] [21] [61] [76] [83].

Des extensions de ces deux types de techniques bidimensionnelles ont été proposées afin d'obtenir la troisième composante de vitesse. Les résultats de mesures tridimensionnelles par vélocimétrie laser actuellement disponibles en turbomachine sont prometteurs et ont montré leurs capacités à décrire des phénomènes locaux [18]. Mais l'encombrement de ces dispositifs tridimensionnels, nécessitant généralement deux axes de visée, impose de grands accès optiques, ce qui augmente les difficultés de leur mise en œuvre [5] [33] [50]. Notons les travaux de Beversdorff [11], qui a réalisé des mesures dans un compresseur axial transsonique à l'aide d'un système L2F-3D.

Par ailleurs, de nouvelles méthodes optiques se développent actuellement de manière accrue. Il s'agit de la vélocimétrie par image de particule (PIV) et de la vélocimétrie Doppler globale (DGV). Leur capacité à mesurer le champ de vitesse simultanément en tous les points d'un plan et l'ouverture qu'elles offrent dans le domaine de l'étude des écoulements instationnaires , font qu'elles suscitent de plus en plus d'intérêt dans le domaine des turbomachines [14] [36] [75] [62] [84]. Cependant, elles ne prétendent pas actuellement au même niveau de précision que les techniques ponctuelles classiques (LDA, L2F) et comportent des problèmes d'encombrement et d'accès optique encore plus sévères, ce qui fait, qu'aujourd'hui, leur application à l'aérodynamique interne de machines hautes vitesses est loin d'être acquise.

Pour toutes ces méthodes optiques de mesure, apparaissent de grandes difficultés lorsqu'il s'agit d'acquérir des informations dans des machines réalistes. En effet, les contraintes supplémentaires par rapport à une application en soufflerie sont multiples. Les accès optiques réduits impliquent les modes en rétro-diffusion et limitent les agencements tant des dispositifs d'émission que de réception. Les espaces fluides confinés conduisent à de multiples réflexions de lumière. Les difficultés à maintenir propres les hublots d'accès nécessitent de concevoir des systèmes de nettoyage en cours d'opération et d'utiliser un ensemencement "propre". Les difficultés de repérage spatial, dues aux modifications de la géométrie de la machine (dilatations thermiques, poussée axiale) et dues aux variations du chemin optique au passage des hublots de visée, les dérivées des conditions ambiantes, les forts niveaux de vibration et de parasites électriques présents à proximité de la machine, sont autant de contraintes dont il faut s'affranchir.

Peu de résultats expérimentaux détaillés, obtenus dans des machines représentatives des compresseurs haute pression des turboréacteurs actuels (aubages fortement chargés, taille réduite, puissance élevée), sont disponibles dans la littérature. Citons tout de même les travaux réalisés sur le Rotor 37 (NASA) [72] [25], suffisamment rares pour faire l'objet d'un cas test utilisé par la

communauté internationale. Nos travaux ont porté sur un compresseur axial transsonique constitué d'une roue directrice d'entrée (RDE), d'une roue mobile et d'un redresseur. L'objectif était d'obtenir, à l'aide de la technique L2F, des informations instationnaires périodiques détaillées, à l'amont, à l'aval, et dans la roue mobile. Suite à de graves problèmes de fuites d'huile, notre attention s'est portée plus particulièrement sur la zone inter-grilles à l'amont du rotor et sur l'interaction entre les ondes de choc obliques émanant du bord d'attaque des aubes de la roue mobile et les sillages des aubes de la roue directrice d'entrée. Nous avons également pu nous appuyer, pour l'analyse, sur des résultats de sondages classiques préalablement réalisés dans les plans inter-grilles du compresseur [12] et sur des résultats de simulation numérique instationnaire non visqueuse obtenus par Oliveira [55]

Le présent mémoire comporte essentiellement trois grandes parties.

Le chapitre II rappelle tout d'abord le principe de la technique de mesure L2F, puis présente les procédures d'optimisation des méthodologies d'acquisition et de dépouillement, développées en vue de diminuer les temps de mesure. Une étude sur les accès optiques par verre courbe est ensuite proposée. Elle comprend une analyse des distorsions optiques créées par la courbure du verre, qui engendre non seulement un déplacement du point de mesure, finalement peu gênant puisque facilement calculable, mais surtout une déformation du volume de focalisation des taches constituant le volume de mesure. Cette "défocalisation" peut avoir des conséquences désastreuses sur la mesure et nous a conduit à développer une méthode analytique et une simulation numérique, capables d'optimiser un système de correction original de ces distorsions optiques.

Le chapitre III est consacré au dispositif expérimental. Une description du banc d'essais et du compresseur étudié est effectuée. L'optimisation de l'orientation de l'axe de visée et du découpage azimutal pour des mesures L2F au travers de hublots courbes est présentée. Une attention particulière est portée sur la procédure de positionnement du point de mesure, très délicate sur cette machine, et sur l'ensemencement de l'écoulement. Un bilan des incertitudes de mesure vient conclure ce chapitre.

Le chapitre IV est destiné à la présentation et à l'analyse des résultats de mesure. La notion de périodicité spatio-temporelle ou chorochronique est introduite afin de traiter les changements de repère. Ensuite, l'analyse des résultats est principalement basée sur l'étude de l'onde de choc oblique émanant du bord d'attaque des aubes du rotor et sur l'instationnarité de l'interaction choc - sillage. Concernant le choc, les résultats sont confrontés à ceux d'une méthode analytique développée à partir d'un couplage des méthodes de Lévine et de Moeckel, proposé par Starken [70], et aux résultats du code de calcul Proust développé au LMFA [69]. Pour l'étude de l'instationnarité,

nous avons utilisé la décomposition du champ de vitesse proposé par Adamczik [2] qui donne accès à la quantification des corrélations purement instationnaires.

Chapitre II Présentation de la technique de mesure

Ce chapitre est destiné à présenter la technique de mesure par anémométrie laser L2F et les améliorations qui lui ont été apportées pour son utilisation en turbomachine. Un rappel sur le principe général de la technique sera tout d'abord proposé, ainsi qu'une description de la chaîne d'acquisition. L'évaluation du champ bidimensionnel dans un écoulement turbulent nécessite une procédure d'acquisition et un traitement statistique des données adaptés, qui seront exposés. La seconde partie de ce chapitre traitera plus particulièrement des accès optiques à l'intérieur d'une machine. Elle comporte une étude des distorsions optiques engendrées par les hublots courbes et propose une méthode de correction originale permettant l'utilisation de ces hublots pour des mesures par anémométrie L2F.

II.1 Anémométrie bidimensionnelle L2F

La volonté d'obtenir des informations détaillées sur la structure des écoulements afin de mieux comprendre les phénomènes physiques qui les régissent, a encouragé le développement de techniques de mesures non intrusives. En effet ce critère est d'une importance capitale dans le domaine des turbomachines qui possèdent des parties mobiles, car il permet l'acquisition de données dans ces zones inaccessibles par les sondes de type classique (sondes directionnelles de pression, thermocouples,...). De plus, on rencontre fréquemment dans les veines étroites des machines actuelles des écoulements transsoniques qui sont très sensibles aux effets de blocage induits par les sondes. L'anémométrie laser quant à elle n'engendre aucune perturbation. D'autre part cette technique optique de mesure de vitesse ne nécessite aucun étalonnage préalable et n'est pas limitée en vitesse.

Ces principaux avantages font de l'anémométrie laser une technique couramment utilisée depuis une vingtaine d'année. On distingue principalement deux méthodes : anémométrie laser Doppler (LDA, *Laser Doppler Anemometry*) et anémométrie laser L2F (*Laser Two Focus*, "bipoint" ou "à temps de vol").

L'anémométrie laser Doppler est basée sur le décalage en fréquence de la lumière diffusée par une particule en mouvement, par rapport à la fréquence de la lumière incidente qui l'éclaire. La mesure de ce décalage en fréquence, ou fréquence Doppler, permet le calcul de la vitesse de la particule (Durst et al. [28], Pradere [58]).

L'anémométrie L2F est apparue dans les années soixante dix comme alternative à l'anémométrie laser Doppler (Thompson [74], Tanner [73], Lading [45], Schodl [63] [67]). Son principe est basé sur la mesure du temps que met une particule pour traverser successivement deux faisceaux laser fortement focalisés. La connaissance de la distance séparant les deux taches de focalisation permet le calcul de la vitesse de la particule.

Le problème préliminaire à la mesure par anémométrie laser réside dans le choix de l'une ou l'autre des techniques. Quelques auteurs tels que Kiock [43], Schodl [66] et Strazizar [71] ont tenté d'apporter des critères généraux sans tirer de conclusions explicites, car les développements enregistrés, notamment dans les domaines optiques, tendent à homogénéiser les domaines d'application de chacune des deux techniques. Cependant il n'en reste pas moins vrai que les turbomachines constituent le domaine de prédilection de la technique L2F, essentiellement pour les raisons suivantes.

D'une part, le principal avantage de la technique L2F est que la puissance lumineuse est concentrée en un plus petit volume que dans le cas de l'anémométrie Doppler. Il en résulte des rapports signal/bruit supérieurs, permettant à la fois la détection de particules plus petites qui suivent mieux l'écoulement et la mesure plus près de surfaces situées normalement à l'axe optique. D'autre part, la technique de formation du volume de mesure par le système optique L2F permet de minimiser les zones masquées par les aubes vrillées (ce dernier point est développé dans le paragraphe III.3.1 Prédiction des zones masquées). On comprend aisément que, dans le cas de l'anémométrie Doppler, si un des deux faisceaux laser incidents est occulté par les aubes, la mesure est impossible car le volume de mesure n'est pas créé. Par contre, dans le cas de l'anémométrie L2F, les deux taches de focalisation constituant le volume de mesure continuent à exister tant qu'une partie significative de chacun des deux cônes de lumière n'est pas occultée.

Que ce soit avec la technique L2F ou LDA, les écoulements à fort niveau de turbulence entraînent de faibles taux de validation et augmentent considérablement les temps d'acquisition. Cependant, le problème est plus sévère pour l'anémométrie L2F, où les grandes fluctuations transversales imposent, de par le principe de la technique, d'augmenter la plage du balayage angulaire. De ce fait, les temps d'acquisition deviennent encore plus longs et la technique peut devenir inadaptée à la mesure.

A ces considérations techniques, viennent s'en ajouter d'autres à caractère géographique. En effet, la technique LDA est quasi-systématiquement utilisée aux Etats-Unis, tandis que la plupart des

applications L2F se font en Europe. Cette localisation est liée à l'emplacement des sociétés développant et fabriquant ces types d'instrumentation.

Les paragraphes qui suivent ont pour but de présenter la technique de mesure par anémométrie L2F. Son principe sera tout d'abord rapidement exposé, puis la procédure d'acquisition des données et le calcul des grandeurs statistiques seront présentés. Ensuite, une description du système de mesure L2F utilisé et du programme d'acquisition sera faite. Enfin, il sera vu comment sont traitées les données acquises.

II.1.1 Principe de la technique de mesure

Un anémomètre laser L2F mesure la vitesse de particules mélangées à l'écoulement. Ces particules doivent avoir une taille de l'ordre du micron afin de suivre suffisamment bien le mouvement de l'écoulement de sorte qu'une mesure de leur vitesse donne directement la vitesse de l'écoulement. Des informations plus détaillées concernant les caractéristiques de ces particules seront données dans le paragraphe intitulé "Ensemencement".

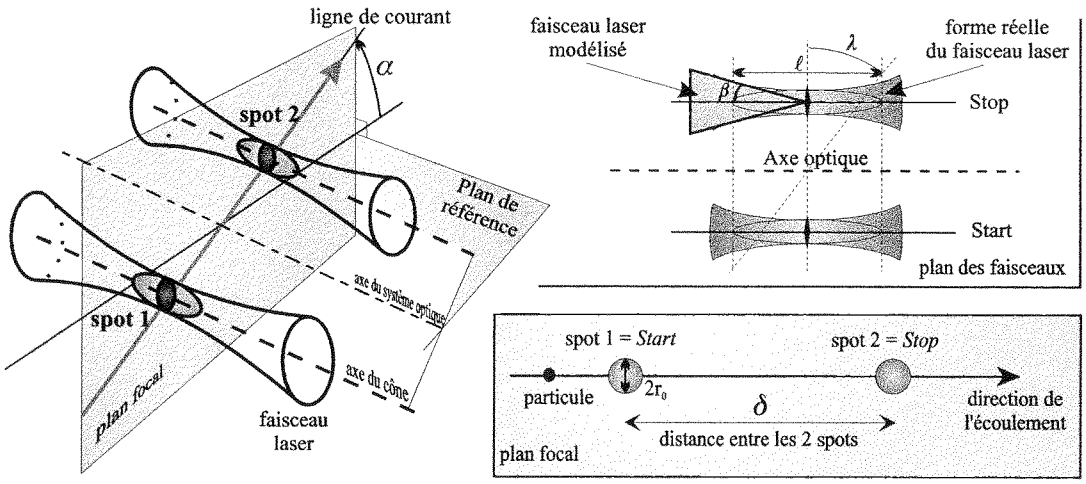


figure 1 : Principe de la technique de mesure L2F – Schéma du volume de mesure.

L'anémomètre L2F utilise une source laser pour créer deux faiscea

x lumineux à axes parallèles, qui focalisent fortement, grâce à un système optique, dans un même plan normal à leurs axes et créent deux taches de lumière séparées d'une distance δ. Les deux faisceaux incidents peuvent donc être considérés comme des cônes de lumière, à axes parallèles et ayant pour sommets deux taches de focalisation. Dans la pratique, ces taches (ou spots) de lumière intense ne sont pas ponctuelles. Elles sont assimilées à des ellipsoïdes de révolution et constituent le volume de mesure (figure 1). Lorsqu'une particule, dont la trajectoire est située à la fois dans le plan de focalisation et dans le plan contenant les axes des deux faisceaux, passe à travers le volume de mesure, elle diffuse successivement la lumière laser de la première tache, appelée "*Start*", et de la

seconde, appelée "*Stop*". Le temps τ écoulé entre les deux pulses de lumière diffusée, qui est le temps de vol de la particule pour parcourir la distance inter taches δ, permet de déterminer la valeur de la vitesse de cette particule. Dans ce cas, la mesure de la vitesse a un sens physique et est qualifiée de "valide". Par contre, il arrive que les deux pulses successifs de lumière ne soient pas produits par le passage d'une seule particule, mais de deux différentes sur le *Start* et le *Stop*. La mesure ainsi obtenue ne représente donc pas un temps de vol. Les données acquises sont alors qualifiées "d'informations erronées" et font l'objet d'un traitement particulier dit "traitement des informations erronées" (cf. paragraphe II.1.5.2).

La mesure du module de vitesse à l'aide de cette méthode n'est possible que, si d'une part le plan de focalisation est tangent à la surface de courant, et si d'autre part les centres des deux taches de focalisation sont alignés avec la direction α de l'écoulement dans le plan focal. En d'autres termes, cet anémomètre ne permet pas la mesure d'une composante "on-axe" du vecteur vitesse et un positionnement angulaire correct du volume de mesure doit être réalisé pour obtenir l'angle α du vecteur vitesse de la particule qui le traverse.

La caractérisation d'un écoulement turbulent nécessite l'enregistrement d'un nombre important de particules, non plus pour un seul angle, mais sur une plage angulaire afin de couvrir entièrement le domaine des vitesses de l'écoulement (tant en angle qu'en module). Cette démarche permet de constituer un échantillon à partir duquel il est possible de restituer les propriétés statistiques du champ turbulent étudié.

II.1.2 Procédure d'acquisition - Calcul des grandeurs statistiques

Le principe général d'acquisition des vitesses des particules présentes au sein d'un écoulement turbulent stationnaire à l'aide d'un anémomètre L2F conduit à une procédure d'acquisition dite *complète* qui permet d'obtenir les moments statistiques du champ de vitesse. Cependant cette procédure peut être modifiée dans l'hypothèse d'une turbulence homogène et isotrope et mener à une procédure d'acquisition dite *simplifiée*, beaucoup plus économique en terme de temps d'acquisition.

II.1.2.1 Procédure d'acquisition complète

Dans la configuration représentée sur la figure 1, où l'orientation du volume de mesure est fixée par sa position angulaire α dans le plan de focalisation, seules les particules qui traversent le volume de mesure avec la même direction α et passent donc successivement par les spots *Start* et *Stop*, permettent d'obtenir une mesure du temps de vol τ. Ainsi, le volume de mesure se comporte comme un filtre dont la bande passante est suffisamment étroite pour permettre d'isoler chacune des orientations prises par le vecteur vitesse. Il est important que la distance inter taches soit grande

comparativement au diamètre des taches car la largeur de la bande passante est bien entendue liée au rapport $2r_0/\delta$. De même le diamètre des particules devrait influencer la largeur de la bande passante, mais ce paramètre est négligé car les particules utilisées ont une taille environ 10 fois inférieure à celle des taches de focalisation.

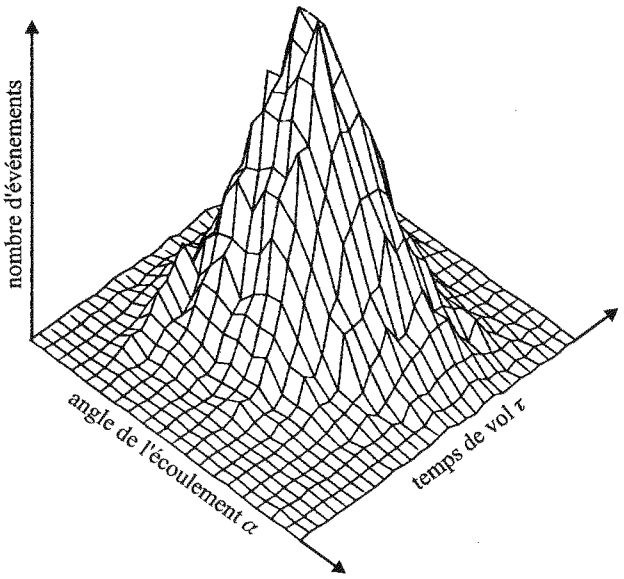


figure 2 : Histogramme de probabilités à deux dimensions $P_{\alpha,\tau}(\alpha,\tau)$

La procédure d'acquisition consiste alors à déterminer la probabilité d'obtenir un temps de vol donné dans une direction donnée. Plus précisément, il s'agit de mesurer la densité de probabilité $P_{\alpha,\tau}(\alpha,\tau)$ associée à la probabilité que l'angle de l'écoulement reste compris dans la plage $[\alpha,\alpha+d\alpha]$ en même temps que son temps de vol reste entre $[\tau,\tau+d\tau]$ (figure 2). Cette mesure a effectivement un sens si les plages d'investigations des angles et des vitesses sont correctement choisies.

En pratique, la mise en œuvre de cette procédure impose les points suivants. Il s'agit tout d'abord de fixer une valeur du nombre d'événements total N qui va servir à la détermination de cette densité de probabilité. Puis vient le choix de la plage angulaire et de la plage des temps de vol qui dépendent respectivement des intensités de turbulence transversale et longitudinale dans l'écoulement. Le pas angulaire impose un nombre n de positions angulaires pour lesquelles N/n passages de particules vont être enregistrés. Pour chaque orientation, on note $N_{\alpha,\tau}$ le nombre de particules parmi les N/n ayant un temps de vol compris entre τ et $\tau+d\tau$. Ainsi, $P_{\alpha,\tau}(\alpha,\tau)$ est calculée par le rapport $N_{\alpha,\tau}/N$.

Telle qu'elle est décrite, cette procédure s'applique à priori à la mesure des écoulements bidimensionnels pour lesquels le plan focal du système optique a été préalablement placé de manière tangente aux surfaces de courant. Dans la pratique, le volume de mesure a une certaine profondeur de champ ℓ et les ellipsoïdes de révolution constituent la zone des faisceaux utile à la mesure, c'est dire la zone dans laquelle la puissance lumineuse est assez élevée pour permettre à une

particule d'ensemencement d'être détectée (figure 1). De ce fait, les valeurs de $N_{\alpha,\tau}$ obtenues par l'anémomètre sont en réalité des grandeurs intégrées pour plusieurs orientations λ du vecteur vitesse par rapport au plan focal. Ainsi, la mesure d'un écoulement tridimensionnel est possible, bien que le dispositif ne donne accès qu'à la projection de la vitesse dans le plan focal. La densité de probabilité obtenue s'écrit alors :

$$P_{\alpha,\tau}(\alpha,\tau)=\int_{-\arctan(\ell/\delta)}^{\arctan(\ell/\delta)} P_{\alpha,\tau,\lambda}(\alpha,\tau,\lambda)\,d\lambda \qquad (II.1)$$

En convertissant directement le temps de vol en vitesse, il est possible de disposer de la densité de probabilité associée au vecteur vitesse en coordonnées polaires $P_{\alpha,u}(\alpha,u)$:

$$P_{\alpha,u}(\alpha,u)=\int_{-\arctan(\ell/\delta)}^{\arctan(\ell/\delta)} P_{\alpha,u,\lambda}(\alpha,u,\lambda)\,d\lambda \qquad (II.2)$$

où u désigne le module de la projection du vecteur vitesse dans le plan de focalisation.

La connaissance de $P_{\alpha,u}(\alpha,u)$ autorise alors le calcul de tous les moments statistiques du champ de vitesse. Les moyennes du module et de l'angle du vecteur vitesse peuvent être déterminées de la façon suivante :

$$\overline{u}=\int_0^{2\pi}\int_0^{\infty} u P_{\alpha,u}(\alpha,u)\,du\,d\alpha \qquad (II.3)$$

$$\overline{\alpha}=\int_0^{2\pi}\int_0^{\infty} \alpha P_{\alpha,u}(\alpha,u)\,du\,d\alpha \qquad (II.4)$$

Les écarts types associés se calculent par :

$$\sigma_u^2=\int_0^{2\pi}\int_0^{\infty} (u-\overline{u})^2 P_{\alpha,u}(\alpha,u)\,du\,d\alpha \qquad (II.5)$$

$$\sigma_\alpha^2=\int_0^{2\pi}\int_0^{\infty} (\alpha-\overline{\alpha})^2 P_{\alpha,u}(\alpha,u)\,du\,d\alpha \qquad (II.6)$$

Cette procédure est appelée procédure d'acquisition complète.

II.1.2.2 *Procédure d'acquisition simplifiée*

Etablir une densité de probabilité bidimensionnelle fiable nécessite l'acquisition d'un très grand nombre d'événements, donc des temps d'acquisitions importants. Pour des applications en

turbomachine, la procédure d'acquisition a été adaptée et a donné lieu à la procédure *d'acquisition simplifiée*, qui se déroule en deux temps.

Dans un premier temps, le nombre de particules N_α passant dans la direction α est comptabilisé quelle que soit la valeur du temps de vol rencontré (N_α représente donc une quantité intégrée selon le module de vitesse dans le plan focal). Il donne une mesure de la densité de probabilité marginale angulaire $P_\alpha(\alpha)$, définie comme suit :

$$P_\alpha(\alpha) = \int_0^\infty P_{\alpha,u}(\alpha, u)\,du \tag{II.7}$$

Cette quantité permet le calcul exact de la moyenne de α:

$$\overline{\alpha} = \int_0^\infty \int_0^{2\pi} \alpha P_{\alpha,u}(\alpha, u)\,d\alpha\,du = \int_0^{2\pi} \alpha P_\alpha(\alpha)\,d\alpha \tag{II.8}$$

σ_α pouvant également être déterminé de la même manière :

$$\sigma_\alpha^2 = \int_0^\infty \int_0^{2\pi} (\alpha - \overline{\alpha})^2 P_{\alpha,u}(\alpha, u)\,d\alpha\,du = \int_0^{2\pi} (\alpha - \overline{\alpha})^2 P_\alpha(\alpha)\,d\alpha \tag{II.9}$$

Dans un second temps, le volume de mesure est orienté dans la direction de l'écoulement moyen, obtenue d'après la relation (II.8). La détermination du nombre N_u de particules traversant le volume de mesure donne une mesure de la densité de probabilité conditionnelle de u à $\overline{\alpha}$:

$$P_u(\alpha, u)\big|_{\overline{\alpha}} = P_{\alpha,u}(\overline{\alpha}, u) \tag{II.10}$$

La densité de probabilité totale $P_{\alpha,u}(\alpha,u)$ peut être reconstituée à partir des densités de probabilité marginale $P_\alpha(\alpha)$ et conditionnelle $P_u(\alpha, u)\big|_\alpha$, cette dernière étant une fonction de u et de α :

$$P_{\alpha,u}(\alpha, u) = P_\alpha(\alpha) P_u(\alpha, u)\big|_\alpha \tag{II.11}$$

Mais l'acquisition simplifiée ne donne accès à la densité de probabilité conditionnelle qu'à $\overline{\alpha}$, de telle sorte que le calcul exact de la moyenne du module de vitesse et de son écart type associé ne peut plus être mené.

Dans l'hypothèse où le champ de vitesse fluctuant est représenté par une turbulence homogène et isotrope convectée par un écoulement moyen uniforme, S. Charpenel et al [19] ont montré que le module de vitesse u et l'angle de l'écoulement α peuvent être considérés comme des variables aléatoires réelles indépendantes. Dans ce cas, la densité de probabilité conditionnelle mesurée à $\overline{\alpha}$ ne dépend plus de α et est égale à la densité marginale de u, $P_u(u)$.

$$P_u(\alpha, u)\big|_{\alpha} = P_u(\alpha, u)\big|_{\bar{\alpha}} = P_u(u)\big|_{\bar{\alpha}} = P_u(u) = \int_0^{2\pi} P_{\alpha,u}(\alpha, u)d\alpha \qquad (II.12)$$

Le calcul de la moyenne du module de vitesse et de son écart type associé est alors mené à partir de la procédure d'acquisition simplifiée :

$$\bar{u} = \int_0^{\infty} uP_u(\alpha,u)\big|_{\bar{\alpha}} du \qquad (II.13)$$

$$\sigma_u^2 = \int_0^{\infty} (u-\bar{u})^2 P_u(\alpha,u)\big|_{\bar{\alpha}} du \qquad (II.14)$$

Quand l'écoulement réel est tel que les coefficients de corrélation restent voisins de zéro et que les taux de turbulence demeurent bas, la procédure *d'acquisition simplifiée* permet d'accéder aux valeurs moyennes et aux écarts types des fluctuations de vitesse. De plus, la turbulence homogène et isotrope représente correctement les écoulements réels au niveau des petites structures. Exception faite de certaines structures tourbillonnaires associées à de forts cisaillements, les conditions précédentes sont vérifiées en turbomachine, en dehors des zones de parois.

Pour les échelles porteuses de l'énergie, qui contribuent de manière prépondérante aux valeurs moyennes et aux moments d'ordre deux, l'hypothèse d'une turbulence homogène et isotrope n'est plus satisfaisante. Par ailleurs, les zones cisaillées existent bel et bien en turbomachines, notamment dans les machines haute-vitesse dans lesquelles elles interagissent fortement avec l'écoulement sain. L'utilisation de la procédure *d'acquisition simplifiée* paraît être caduque dans ce cas. Cependant, l'hypothèse de turbulence homogène et isotrope reste suffisamment faible au niveau du calcul, pour que les influences du coefficient de corrélation et du taux de turbulence ne soient pas importantes comparées à celles des autres sources d'erreurs liées aux conditions expérimentales qui influencent fortement la qualité des histogrammes.

La procédure *d'acquisition simplifiée* se révèle surtout utile pour diminuer les temps de mesure qui peuvent devenir très longs, notamment dans les zones déficitaires en particules d'ensemencement (couches limites, sillages...). Cette recherche de diminution des temps d'acquisition est motivée par les coûts de rotation élevés des bancs de fortes puissances, par les problèmes connexes à toute mesure par anémométrie laser (encrassement des hublots, ensemencement instable...) ou encore par l'instationnarité de l'écoulement en repère relatif. De ce fait, même lorsque les hypothèses de base du calcul précédent sont mises en défaut, les résultats obtenus par son intermédiaire demeurent dans une plage d'incertitude acceptable en turbomachines, et ils sont même parfois plus fiables car obtenus sur des temps d'acquisition beaucoup plus courts (en moyenne 15 minutes pour un point de mesure réalisé en synchronisation avec la roue mobile, avec 10 azimuts).

II.1.3 Description du système de mesure L2F

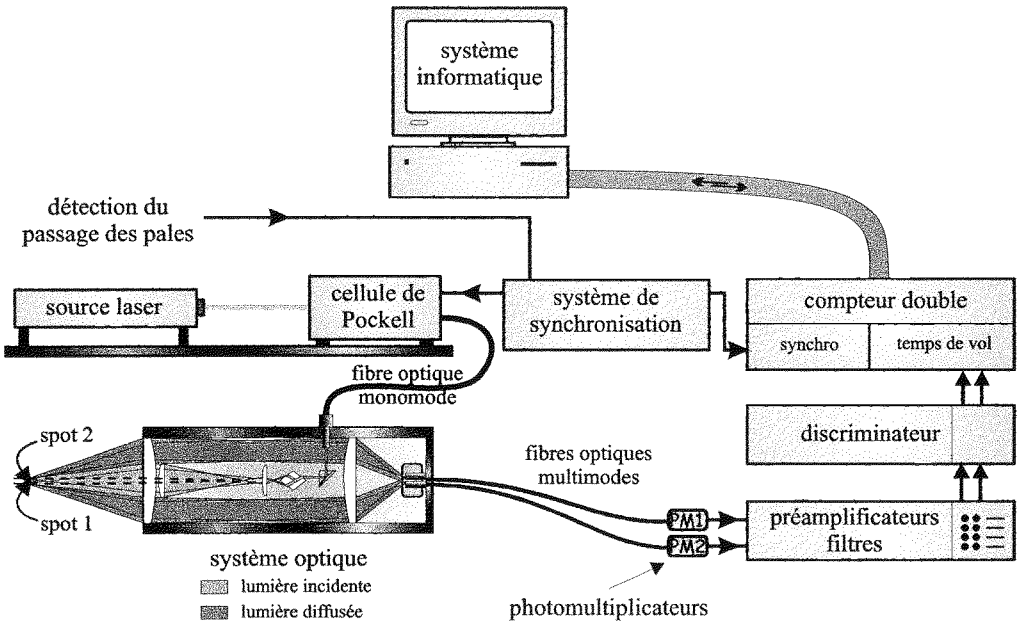


figure 3 : Vue schématique des différents constituants de l'anémomètre L2F-2D

L'équipe Turbomachine du Laboratoire de Mécanique des Fluides et d'Acoustique s'est dotée d'un anémomètre L2F bidimensionnel entièrement développé au laboratoire par Vouillarmet [82] sur des principes établis par Schodl [65][64] au DLR. La figure 3 schématise la chaîne d'acquisition de cet anémomètre. On y distingue différents composants :

- **Une source de lumière laser** (SP 4 W Argon) ayant une puissance maximale de 1 W pour la raie verte de longueur d'onde $\lambda_0 = 5145$ Å. Elle crée un faisceau parallèle dont la répartition d'intensité lumineuse sur une section perpendiculaire à son axe suit une loi Gaussienne.
- **Une fibre optique monomode** à conservation de polarisation amenant la lumière recueillie après la cellule de Pockell jusqu'au système optique.
- **Un système optique** dans lequel sont montées les optiques émettrice et réceptrice.
  L'optique émettrice est d'abord constituée d'un prisme séparateur qui génère deux faisceaux identiques. Ces faisceaux traversent un jeu de lentilles et focalisent pour permettre la création des deux spots (*Start* et *Stop*) constituant le volume de mesure. Le choix des lentilles impose les caractéristiques du volume de mesure. Il résulte d'un compromis entre les points suivants :
  - la recherche de minimisation de la taille des spots, afin d'une part d'augmenter l'intensité lumineuse dans les taches et d'autre part d'améliorer la résolution spatiale, qui mène à un choix d'une grande ouverture de la lentille frontale,
  - le choix d'une longueur axiale (ou profondeur de champ) suffisante du volume de mesure, dans le but de maintenir un taux de validation satisfaisant selon l'importance du taux de

turbulence de l'écoulement, qui conduit à l'utilisation d'une lentille frontale ayant une petite ouverture,

- les dimensions de la veine d'essais et les problèmes d'encombrements aux abords de la machine qui imposent une distance focale minimum de la lentille frontale.

Finalement, le système optique émetteur forme un volume de mesure dont les caractéristiques générales sont (cf. figure 1) :

- distance entre les axes des deux spots $\delta = 0.5$ mm
- diamètre de chaque spot $2r_0 \approx 10\,\mu$m (à I_0/e^2 de la distribution Gaussienne d'intensité lumineuse, cf. figure 4)
- profondeur de champ du volume de mesure $\ell \approx 2$ mm
- demi angle de convergence des faisceaux incidents $\beta \approx 5°$.

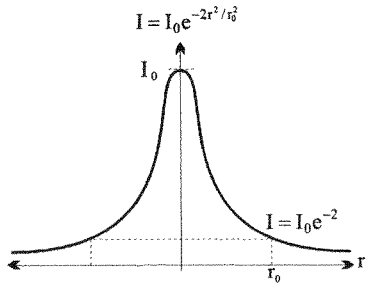


figure 4 : Distribution Gaussienne de l'intensité lumineuse du faisceau laser

La lumière diffusée par les particules est collectée à l'intérieur des deux cônes, d'angle au sommet de ±10°, entourant les cônes de lumière incidente, et est transportée à l'intérieur du même tube optique. Elle est recueillie en bout de cette optique réceptrice par deux pin-holes qui servent de filtre spatial.

- **Deux photomultiplicateurs** qui sont reliés à la partie réceptrice du système optique par l'intermédiaire de deux fibres optiques multimodes. Ils reçoivent la lumière diffusée et transforment le signal lumineux en un signal électrique.
- **Un système électronique** constitué d'un préamplificateur DISA, d'un discriminateur Hewlett Packard et d'un compteur double EFS. Le préamplificateur reçoit les signaux électriques des deux photomultiplicateurs. Ces signaux sont amplifiés et filtrés, puis envoyés sur le discriminateur, qui réalise leur mise en forme et indique la fréquence de passage des particules. Ils sont ensuite dirigés vers les entrées *Start* et *Stop* de la partie primaire du compteur double, dont le rôle est de calculer le temps de vol avec une résolution de 10 ns. La partie secondaire du compteur double, qui possède une résolution de 1 μs, est utilisée lors d'acquisitions synchronisées. Elle reçoit le signal *Top-Synchro* du système de synchronisation et fournit l'intervalle de temps écoulé entre le passage de la dernière aube et celui de la particule dans le spot *Start*. Ce dernier point est détaillé dans le paragraphe décrivant le système de synchronisation.

- **Un système d'occultation** qui utilise une cellule de Pockell lors de l'acquisition de données à l'intérieur d'un canal inter aubes d'une roue mobile. Pour éviter de saturer les photomultiplicateurs lorsque le faisceau incident est réfléchi par les aubes, la cellule de Pockell, commandée par le système de synchronisation, coupe instantanément la lumière du laser.
- **Un système de synchronisation** dédié à deux fonctions lors d'acquisition de données synchronisées avec une roue mobile : l'occultation et le repérage circonférentiel des informations.

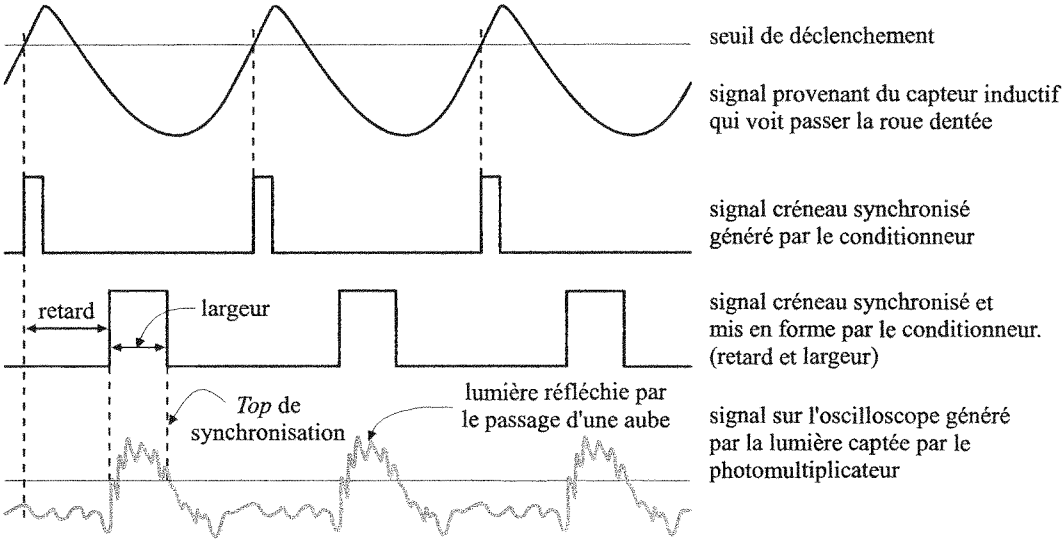


figure 5 : Mise en forme du signal pour l'occultation du faisceau laser et le repérage circonférentiel des informations.

Une roue phonique, ayant un nombre de dents correspondant au nombre d'aubes de la roue mobile, est installée sur l'arbre de la machine. Un capteur inductif voit passer chaque dent de la roue et délivre un signal périodique. Un conditionneur de synchronisation traite alors ce signal et génère des créneaux de largeur L et de retard R (phase) réglables. Les réglages de R et L se font en visualisant le passage des aubes sur un oscilloscope (c.f. figure 5). Puis le signal mis en forme est envoyé simultanément à la cellule de Pockell (pour l'occultation) et à la partie secondaire du compteur double (pour le repérage circonférentiel).

- **Un système informatique** qui pilote toute l'acquisition. Il gère tous les déplacements de l'optique pour un positionnement correct du volume de mesure dans la veine. Lors de l'acquisition, il enregistre le temps de vol de toutes particules et utilise la partie secondaire du compteur double pour positionner azimutalement les informations.

II.1.4 Logiciel d'acquisition

Le logiciel d'acquisition a été conçu au laboratoire. Il a été programmé sous Windows avec un langage orienté objet dans le but d'instaurer une forte cohésion avec les programmes de calculs de

masques et de corrections des distorsions optiques, développés postérieurement. Il comporte un noyau central initialement développé par Ulrich P. [20] destiné aux transferts des données entre le système électronique et le système informatique. Sur ce noyau viennent se greffer plusieurs modules gérant le déplacement du système optique, l'affichage graphique des histogrammes, le pré-traitement des données, etc... L'ensemble constitue un outil qui permet de piloter le positionnement du point de mesure et de contrôler l'acquisition des données en temps réel.

Les paragraphes qui suivent sont destinés à présenter ce logiciel d'acquisition du point de vue utilisateur.

II.1.4.1 Gestion des mouvements du système optique

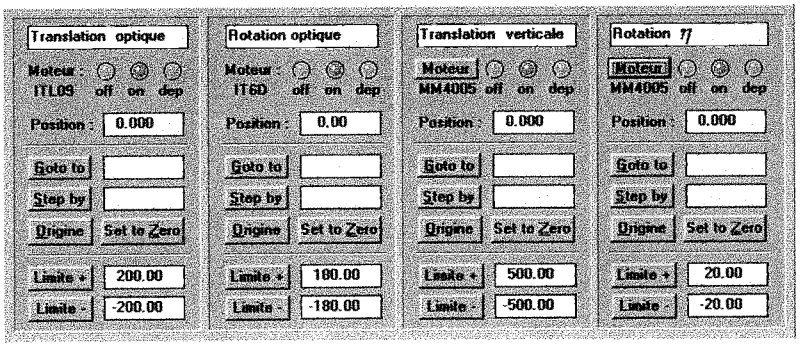


figure 6 : Interface graphique assurant la gestion des mouvements du système optique.

Le module associé aux mouvements a deux fonctions essentielles. La première est d'assurer un positionnement correct du volume de mesure dans l'espace. La deuxième est de gérer la rotation du système optique autour de son axe pendant la recherche d'angle de l'écoulement. Pour tous ces déplacements, une carte AT GPIB/TNT de National Instruments assure l'interface (liaison IEEE) entre l'ordinateur et plusieurs contrôleurs (IT6DCA2, ITL09 et MM4005) de Micro-Contrôle qui alimentent des moteurs pas à pas pour chaque axe. Par l'intermédiaire de l'interface graphique de la figure 6, l'utilisateur a alors la possibilité pour l'axe choisi :

- de contrôler l'état des communications entre l'ordinateur, la carte et les contrôleurs,
- de définir les limites de course,
- de couper l'alimentation des moteurs pour éviter d'éventuels parasites,
- d'effectuer un retour à l'origine, i.e. un retour à un positionnement de référence,
- d'effectuer des déplacement relatifs ou absolus.

II.1.4.2 Gestion de l'acquisition

Avant de démarrer une acquisition, il est nécessaire de mettre en forme les signaux qui seront envoyés au compteur EFS. Le signal lié à la synchronisation a déjà été traité précédemment. En ce

qui concerne les temps de vol, les signaux provenant des photomultiplicateurs (ou PM) sont visualisés sur l'écran d'un oscilloscope. Chaque particule qui passe devant un spot produit un pic de tension sur l'écran. La tension d'alimentation des PM est alors réglée de manière à avoir la plus grande amplitude de signal possible sans faire saturer les PM. Les valeurs des seuils de tension de déclenchement doivent ensuite être ajustées de façon à ce que le compteur ne considère que les pics de tension dus au passage de particules devant le volume de mesure. Ces valeurs sont donc supérieures au niveau du bruit qui dépend fortement des conditions d'expérience, comme par exemple l'encrassement des hublots de visée.

- Transfert des données :

Le but premier du programme d'acquisition est d'assurer le transfert des données acquises par le compteur EFS vers l'ordinateur via une carte PDMA16. Deux possibilités pour réaliser ce transfert ont été expérimentées : le fonctionnement en vecteur d'interruption et l'accès direct aux ports.

Le mode de fonctionnement en vecteur d'interruption consiste à interrompre les opérations réalisées par le processeur, afin qu'il puisse traiter une tâche plus urgente. Lorsque l'exécution de cette tâche est terminée, le processeur reprend les opérations à l'endroit où elles avaient été suspendues (par exemple le clavier d'un ordinateur utilise ce mode de fonctionnement). Dans notre cas ce type de transfert donne de bons résultats par l'intermédiaire d'un programme fonctionnant avec le système d'exploitation DOS. Par contre dans l'environnement WINDOWS, le niveau hiérarchique des interruptions est beaucoup plus difficile à gérer et perturbe souvent le transfert. Il en résulte un temps de transfert environ deux fois plus lent.

Dans le cas d'un mode de fonctionnement par accès direct aux ports, le protocole de transfert est complètement géré par une routine du programme. Le but de cette routine consiste à lire en permanence la valeur entière codée sur 16 bits délivrée par le port de données de la carte PDMA16 et à tester le bit le moins significatif, la broche de ce bit ayant été réservée pour le signal *Strobe* qui indique la fin d'une mesure de temps de vol. A l'arrivée du signal ce bit est forcé à 1. La valeur du temps de vol est alors récupérée et transférée dans le tampon des données. Après avoir effectué cette tâche, le signal *Reply* est envoyé en réponse sur la broche *AUX3* de la carte PDMA16, ce qui a pour effet de réinitialiser le compteur, remettre à zéro le bit le moins significatif du port et autoriser une nouvelle mesure de temps de vol.

L'utilisation du bit le moins significatif présente l'inconvénient de détériorer d'un facteur 2 la résolution du compteur qui passe ainsi de 10 ns à 20 ns. De plus pendant le transfert d'un nombre de temps de vol choisi au début de l'acquisition, l'utilisateur "perd la main". Cependant ce dernier mode de fonctionnement s'est révélé beaucoup plus efficace que le précédent. Les tests effectués avec cette procédure ont montré que les temps de transfert étaient inférieurs à $10\,\mu$s (100 KHz) pour une acquisition sans synchronisation et de l'ordre de $30\,\mu$s pour une acquisition avec synchronisation. Ce résultat est satisfaisant comparativement à la fréquence de passage des particules, généralement inférieure à 5 KHz, lors d'acquisitions par L2F dans un écoulement.

- Mode opérationnel - Procédures d'acquisition :

Il a été vu dans le paragraphe II.1.2 que la procédure *d'acquisition simplifiée* était souvent préférée à la procédure *d'acquisition complète* lors de mesures dans une turbomachine. De plus, selon le type de veine et la nature de l'écoulement qui s'y développe, il est possible d'effectuer l'acquisition des données de deux façons différentes. Si la veine est fixe et ne nécessite pas de référence par rapport à un repère tournant, l'acquisition est dite *non synchronisée*. Si par contre il s'agit de caractériser l'écoulement dans des canaux mobiles (tels les canaux inter aubes de rotors de turbomachine) ou à proximité de ceux-ci, l'acquisition est réalisée en synchronisation avec la rotation du canal et est dit *synchronisée*.

La procédure *d'acquisition simplifiée non synchronisée* commence par la recherche de l'angle moyen $\overline{\alpha}$ de l'écoulement. Pour cette acquisition, le nombre total des données à acquérir est fixé et identique pour tous les angles à explorer dans la plage définie par l'utilisateur. La distribution angulaire est ensuite construite à partir du nombre d'informations valides obtenues pour chaque angle. On rappelle que, par opposition à une information erronée, une information valide correspond à la mesure du temps de vol associé au passage de la même particule par les spots *Start* et *Stop* du volume de mesure. Un premier filtrage des informations erronées consiste à ne garder que les données comprises dans une plage de vitesse qui soit cohérente avec l'écoulement. Cette plage est définie par l'utilisateur au moment de l'acquisition et pourra éventuellement être réajustée lors du dépouillement. Un traitement plus sophistiqué des informations erronées est proposé au paragraphe "II.1.5.2 Traitement des informations erronées". Pour la suite du texte, on introduit la notion de vitesse valide, calculée à partir d'un temps de vol (information valide) et celle de vitesse erronée, calculée à partir d'une information erronée.

L'angle moyen et les bornes de vitesse étant définis grâce à la recherche d'angle précédente, l'utilisateur choisit alors le nombre de vitesses valides qu'il désire posséder pour le calcul de la vitesse moyenne, puis lance l'acquisition de vitesse.

Dans le cas de mesures *synchronisées*, les informations acquises doivent être classées en fonction de leur position azimutale dans le repère mobile. L'espace inter-aubes est découpé dans la direction circonférentielle en n_{Az} intervalles (32 au maximum), appelés azimuts, de largeur variable pour optimiser la résolution spatiale en fonction des zones à fort gradient (choc, sillage,...). Par ailleurs, le nombre d'informations à acquérir pour chaque azimut est choisi indépendamment, de manière à, par exemple, limiter les temps d'acquisition dans les zones de déficit d'ensemencement (sillages, proximité de paroi,...). Cette souplesse présente aussi l'intérêt de pouvoir créer un intervalle azimutal d'une certaine largeur dans lequel aucune mesure ne sera réalisée. Ceci est très utile pour les zones, n'autorisant aucune mesure, qui combinent un effet de masque dû à la géométrie de la roue et un effet de réflexion du faisceau laser sur les aubes. Pour un point de mesure donné, la zone de masque peut être déterminée à l'avance (c.f. paragraphe III.3.1) et la zone de réflexion sur les

aubes est obtenue visuellement (c.f. description du système de synchronisation et d'occultation du paragraphe II.1.3).

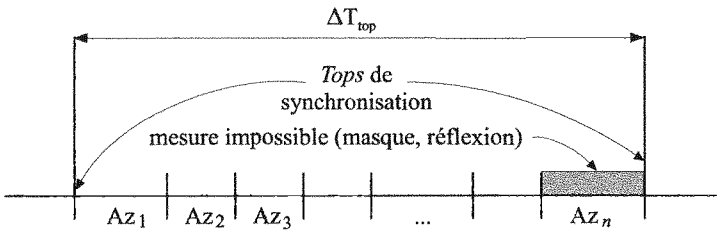


figure 7 : Discrétisation azimutale du pas de la roue mobile.

Chaque intervalle Az_i a une largeur correspondant à un pourcentage entier de la durée ΔT_{top} séparant deux *Tops* de synchronisation (cf. figure 7). Lorsqu'une particule est détectée par le spot *Start*, la partie secondaire du compteur double fournit l'intervalle de temps écoulé entre le *Top* de synchronisation et le passage de la particule, alors que la partie primaire du compteur effectue la mesure du temps de vol.

Par ce procédé, toutes les mesures de temps de vol sont classées et l'utilisateur a la possibilité de voir le remplissage des différents azimuts (cf. figure 8).

- Interface graphique :

La figure 8 montre l'exemple d'une recherche d'angle synchronisée avec 10 azimuts. Les résultats affichés dans cette fenêtre sont ceux de l'azimut n°1. Il apparaît :

- la distribution angulaire de l'azimut sélectionné,
- la liste des angles et le pourcentage de validation associé à chaque angle,
- l'histogramme des vitesses d'un angle sélectionné (valeur de l'angle grisée),
- le remplissage des azimuts, c'est à dire la vitesse d'acquisition des données dans chaque azimut (réinitialisé tous les angles),
- une palette de "boutons" pour contrôler le transfert des données,
- un menu complet accessible en temps réel.

Le logiciel fournit donc à l'utilisateur une interface graphique conviviale qui lui permet, pendant l'acquisition, d'intervenir et d'effectuer certaines opérations pour s'adapter aux conditions d'expérience (par exemple : choix des bornes d'angles et de vitesses).

Grâce à cette interface, les possibilités offertes par le programme peuvent se résumer comme suit :

- choisir le mode opérationnel (procédure complète ou simplifiée, acquisition synchronisée ou non avec un pas azimutal constant ou variable),
- choisir la largeur des azimuts et le nombre de particules par azimuts, pour une acquisition synchronisée,

- piloter le processus de transfert (démarrage, suspension ou arrêt),
- saisir et modifier les paramètres d'acquisition à tout instant,
- saisir et sauvegarder les constantes de l'électronique (filtres utilisés, niveaux des seuils de déclenchement du compteur, tensions d'alimentation des photomultiplicateurs, fréquence d'acquisition des particules, constantes de temps pour la synchronisation et toutes autres informations, sous forme de texte, comme la description du signal),
- afficher les résultats de l'acquisition en temps réel (distributions angulaires, histogrammes de vitesses),
- effectuer le pré-traitement statistique en vue de déterminer l'angle moyen de l'écoulement et conserver cette valeur pour positionner correctement le volume de mesure lors de l'acquisition du module de la vitesse,
- sauvegarder les résultats, c'est à dire toutes les informations, valides ou non, pour la recherche d'angle, et uniquement les informations valides pour l'acquisition de la vitesse,
- imprimer les résultats.

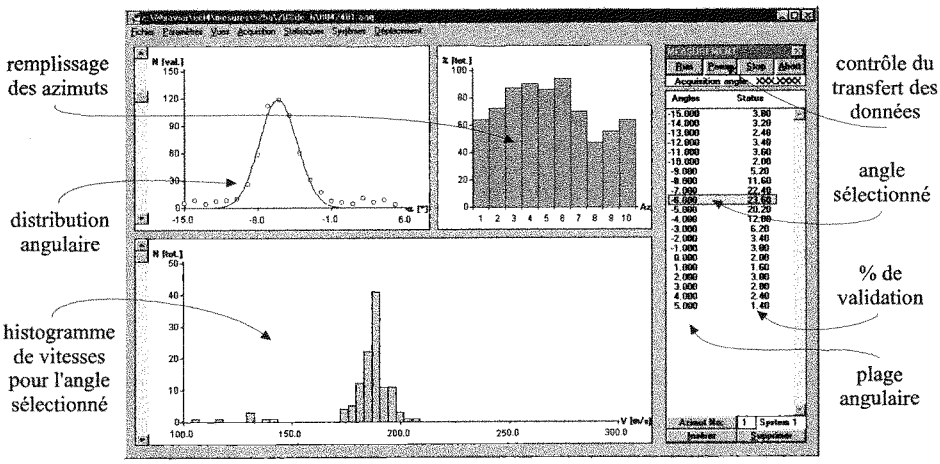


figure 8 : Interface graphique assurant la gestion de l'acquisition. Exemple d'une recherche d'angle synchronisée avec 10 azimuts.

II.1.5 Traitement des données

Le traitement, ou dépouillement, consiste à déduire des données qui ont été enregistrées lors de l'acquisition les grandeurs statistiques (valeurs moyennes et écarts types) de l'angle et du module de vitesse de l'écoulement. Les grandeurs alors obtenues sont des résultats bruts qui nécessitent une correction pour être ramenés aux conditions normales de pression et de température. Moyennant certaines hypothèses, d'autres grandeurs aérodynamiques utiles à l'analyse peuvent être calculées.

Ces opérations étant réalisées en temps différé, il est important d'avoir accès à toutes les informations concernant les paramètres qui conditionnent les résultats de la mesure. Un grand

nombre de ces paramètres (tension d'alimentation des photomultiplicateurs, seuils de déclenchement, ...) sont réglés lors de l'acquisition en visualisant le signal sur un oscilloscope. La lecture des différents paramètres enregistrés (de façon non automatique) par le programme d'acquisition permet d'apprécier les conditions d'expérimentation, mais ne remplacent malheureusement pas tout ce que l'on peut apprendre en observant le signal de l'oscilloscope (qualité et stabilité du signal, bruit, parasites, ...). En gardant à l'esprit ces considérations, le dépouillement des données de points de mesures différents ne peut pas se faire de façon systématique et automatique, mais nécessite des opérations manuelles sur tous les histogrammes. Ceci entraîne des temps de dépouillement assez longs. De ce fait l'interface graphique, et plus particulièrement le traitement graphique des histogrammes, prend une grande importance et les efforts réalisés pour l'améliorer ont considérablement fait chuter le temps de dépouillement. Il est à noter que le programme de dépouillement et le programme d'acquisition possèdent a peu près la même architecture et utilisent la même interface graphique.

II.1.5.1 Traitement des histogrammes

Les histogrammes d'angles peuvent être biaisés par un mauvais choix des bornes de vitesse au moment de l'acquisition, ce qui ce traduit en général par des formes "écrasées" ne faisant pas apparaître correctement un pic à l'angle de l'écoulement. La première étape du traitement consiste donc à déterminer les bornes de vitesse des histogrammes de vitesse de la recherche d'angle. Cette détermination se fait graphiquement à l'aide de la souris en cliquant de part et d'autre du pic de vitesse de l'histogramme possédant le taux de validation le plus élevé. Ces bornes de vitesses sont appliquées à tous les histogrammes de vitesse de la recherche d'angle et l'histogramme d'angle est automatiquement retracé. Il est alors possible de modifier ou de supprimer les points manifestement aberrants.

Pour calculer l'angle moyen et l'écart type associé en utilisant les relations ci-dessous où N_j ($=\sum_i N_{ji}$) est le nombre de temps de vol valides à l'angle α_j, on fixe les bornes d'angles en utilisant la même méthode graphique que pour les histogrammes de vitesse.

$$\overline{\alpha} = \frac{\sum_j \alpha_j N_j}{\sum_j N_j} \quad \text{et} \quad \sigma_\alpha = \frac{\sum_j (\alpha_j - \overline{\alpha})^2 N_j}{\sum_j N_j} \tag{II.15}$$

De plus à chaque modification des bornes d'angles, les grandeurs statistiques sont recalculées et une courbe Gaussienne (calculée à partir de ces grandeurs statistiques) est superposée aux valeurs expérimentales afin de fournir un élément de comparaison et une aide dans le choix des bornes d'angles. Elle est déterminée à l'aide de la relation suivante :

$$g(x) = K_x \frac{1}{\sigma_x.\sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{(x-\bar{x})^2}{2.\sigma_x}\right) \qquad (II.16)$$

où K_x est une constante permettant d'ajuster la norme de telle sorte que l'intégrale de g(x) de α_{min} à α_{max} soit égale à l'aire soutenue par les points expérimentaux sur ce même intervalle.

L'exemple de la figure 9 est le résultat d'une recherche d'angle dépouillée. Le parfait accord entre la Gaussienne et l'expérience justifie le choix de $\alpha_{min} = -10°$ et $\alpha_{max} = -1°$ pour le calcul de l'angle moyen et de l'écart type associé.

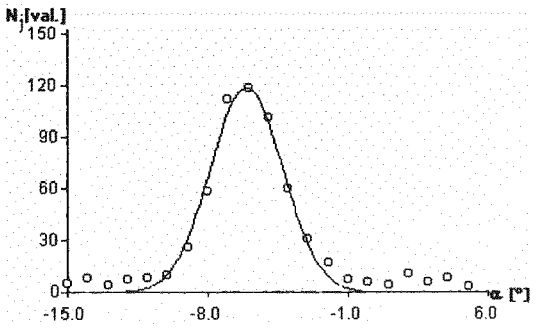


figure 9 : Exemple d'histogramme d'angle sur lequel a été superposée une courbe Gaussienne.

De par la procédure d'acquisition simplifiée, un seul histogramme de vitesse à l'angle moyen est nécessaire pour déduire les valeurs statistiques concernant la vitesse de l'écoulement. Le traitement de cet histogramme consiste à choisir les bornes correctes de vitesses pour calculer une valeur moyenne. De même que pour les angles, ce choix est aidé en visualisant une Gaussienne qui épouse au mieux la forme de l'histogramme. Que ce soit pour les angles ou les vitesses, il arrive que des mesures donnent lieu à des répartitions non Gaussiennes. Dans ce cas, les bornes sont choisies indépendamment de la courbe Gaussienne.

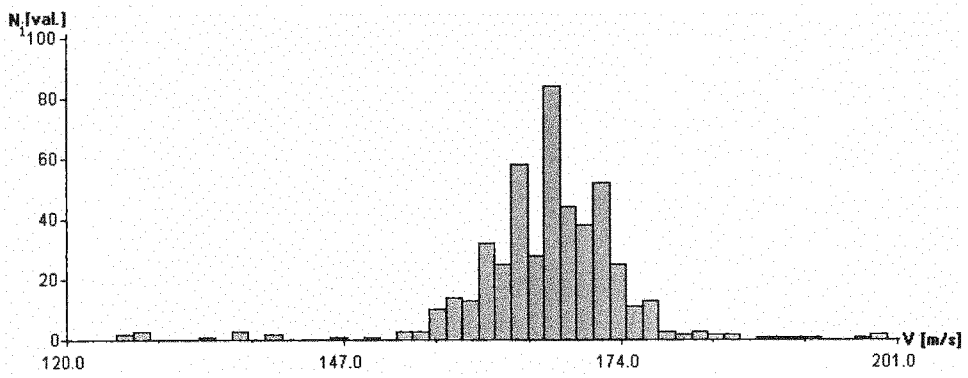


figure 10 : Exemple d'histogramme de vitesse acquis à l'angle moyen de l'écoulement.

Le calcul de la vitesse moyenne prend en compte la "correction de biais" établie par MacLaughin et Tiederman [51]. Cette correction minimise l'erreur résultant du fait que, pour un ensemencement

uniforme et pendant un temps donné, il passe dans le volume de mesure un plus grand nombre de particules rapides que de particules lentes. La vitesse moyenne est alors calculée après avoir pondéré l'histogramme par la valeur de la vitesse locale en utilisant la relation (II.17) :

$$\overline{V} = \frac{\sum_i V_i \frac{N_i}{V_i}}{\sum_i \frac{N_i}{V_i}} \qquad \text{(II.17)}$$

L'écart type σ_V est déterminé en appliquant la même correction :

$$\sigma_V = \frac{\sum_i (V_i - \overline{V})^2 \frac{N_i}{V_i}}{\sum_i \frac{N_i}{V_i}} \qquad \text{(II.18)}$$

II.1.5.2 Traitement des informations erronées

Une vitesse est erronée lorsque sa mesure résulte du passage de deux particules différentes par les deux taches de focalisation *Start* et *Stop*. A. Vouillarmet [82] a montré qu'il est possible de décrire ces événements à l'aide d'une loi de Poisson. Il en déduit une expression analytique de la densité de probabilité des vitesses erronées $P(V_{err})$ donnée par :

$$P(V_{err}) = \frac{c_p.S.\delta.\overline{V}}{V_{err}^2}.\exp\left(-\frac{c_p.S.\delta.\overline{V}}{V_{err}}\right) \quad \text{et} \quad \int_0^\infty P(V_{err}).dV_{err} = 1 \qquad \text{(II.19)}$$

où c_p : concentration volumique de l'écoulement en particules d'ensemencement (vue par les photomultiplicateurs)

S : surface du faisceau laser dans le volume de mesure

δ : distance inter taches

$\overline{V}$: vitesse moyenne de l'écoulement.

La figure 11 montre une comparaison entre cette loi analytique et des résultats expérimentaux obtenus dans un écoulement avec une vitesse moyenne de 100 m/s. En règle général, comme dans ce cas, la plage de vitesse des particules de l'écoulement est suffisamment "décalée" pour que l'histogramme des données erronées soit découplé de l'histogramme des vitesses réelles des particules se déplaçant avec l'écoulement. Cependant, lors de mesures de vitesses dans des configurations, où se conjuguent une concentration de particules c_p élevée, des taux de turbulence élevés et des taux de validation faibles, il arrive que la répartition des vitesses qui ont un sens physique soit "noyée" dans celle des vitesses erronées. Il est alors nécessaire de retrancher les données erronées aux données "vraies" pour un calcul correct des grandeurs statistiques. Cette procédure est dénommée "traitement des informations erronées".

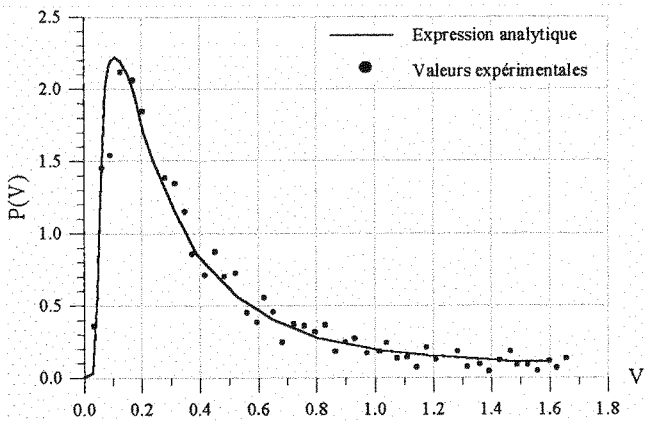


figure 11 : Histogramme de probabilité de vitesse erronée. Comparaison entre théorie et expérience pour un écoulement très faiblement turbulent.

En pratique, la répartition $P_{exp}(V_{err})$ associée au bruit (données erronées) s'écrit :

$$P_{exp}(V_{err}) = \frac{1}{K_j}\frac{k_f}{V_{err}^2}.\exp\left(-\frac{k_f}{V_{err}}\right) \qquad (II.20)$$

où $k_f \approx c_p.S.\delta.\overline{V}$ est un facteur de forme et K_j une constante de normalisation.

La détermination du facteur de forme k_f se fait en utilisant un histogramme de vitesse ne contenant que des données erronées, obtenues en plaçant le volume de mesure à un angle α_0 de telle sorte qu'il ne soit pas aligné avec la direction de l'écoulement. Dans ce cas le nombre de données erronées, noté $N_{TOTerr}^{\alpha 0}$, est égal au nombre de particules demandé. Si $N_{val}^{\alpha 0}$ est le nombre d'informations erronées considérées comme valides car comprises à l'intérieur des bornes de vitesses V_{min} et V_{max} de l'histogramme à l'angle α_0, on écrit :

$$\%N_{val}^{\alpha 0} = \frac{N_{val}^{\alpha 0}}{N_{TOTerr}^{\alpha 0}} \qquad (II.21)$$

La constante de normalisation K_0 pour l'angle α_0, est alors calculée par la relation ci-dessous où ΔV_{exp} est le pas de discrétisation en vitesse de l'histogramme :

$$K_0 = \frac{1}{N_{TOTerr}^{\alpha 0}.\Delta V_{exp}} \qquad (II.22)$$

La valeur de k_f s'obtient en résolvant l'équation (II.23) par la méthode itérative de Gauss.

$$\int_{V\min}^{V\max} P_{exp}(V_{err}).dV_{err} = \frac{1}{K_0}\left[\exp\left(\frac{-k_f}{V_{err}}\right)\right]_{V\min}^{V\max} = A_{exp} \qquad (II.23)$$

où A_{exp} est l'aire soutenue par les points de l'histogramme dans la fourchette de vitesse autorisée.

Cette valeur de k_f dépend des conditions expérimentales (ensemencement, encrassement...) qui sont considérées stables au cours d'une acquisition. Le facteur de forme est donc gardé pour traiter les histogrammes pour tout angle α_j de la même acquisition ne contenant pas que des informations erronées. Par contre, la constante de normalisation K_j est modifiée car dans ce cas $N_{TOTerr}^{\alpha j}$ est égal au nombre de particules demandées auquel a été retranché le nombre d'informations correspondant à une vraie vitesse de particule (c.f. figure 12). En notant $N_{val}^{\alpha j}$ le nombre d'informations valides pour les bornes de vitesses V_{min} et V_{max} de l'histogramme à l'angle α_j et $\%N_{val}^{\alpha j}$ le rapport entre ce nombre et le nombre total d'informations demandées, la nouvelle valeur de $N_{TOTerr}^{\alpha j}$ est alors donnée par :

$$N_{TOTerr}^{\alpha j} = \frac{N_{val}^{\alpha j}}{\%N_{val}^{\alpha 0}} \cdot \frac{1-\%N_{val}^{\alpha 0}}{1-\%N_{val}^{\alpha j}} \qquad \text{(II.24)}$$

$$\text{et } K_j = \frac{1}{N_{TOTerr}^{\alpha j} \cdot \Delta V_{exp}}$$

Le facteur de forme k_f (constant) et la constante de normalisation K_j, pour l'histogramme obtenu à l'angle α_j, étant connus, la répartition $P_{exp}(V_{err})$ associée aux données erronées peut être retranchée à l'histogramme des vitesses (c.f. figure 12). Que ce soit pour une recherche d'angle ou pour une acquisition du module de la vitesse, dès qu'ils contiennent des données erronées tous les histogrammes sont traités de cette manière avant le calcul des grandeurs statistiques.

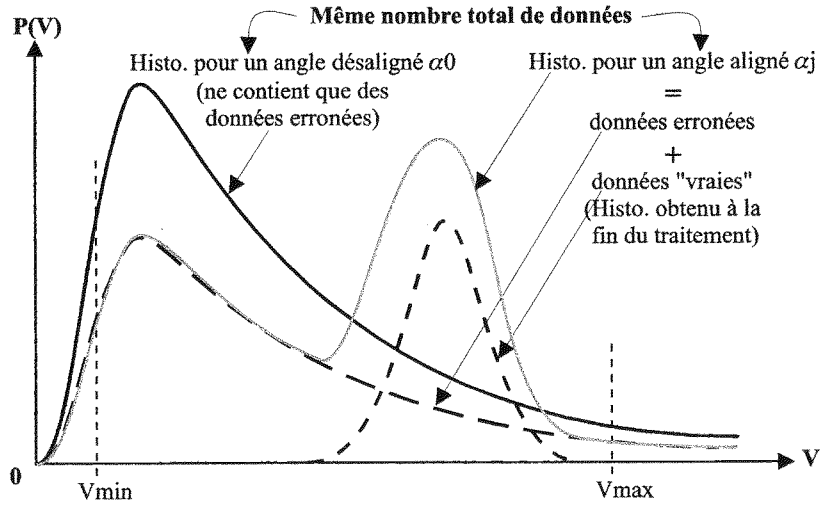


figure 12 : Traitement des informations erronées.

II.1.5.3 Traitement des histogrammes à "deux bosses"

Lorsque le volume de mesure est localisé dans une zone saine de l'écoulement, les histogrammes font généralement apparaître un pic (ou "bosse") que l'on peut dépouiller en utilisant la méthode vue précédemment. Cependant, dans les zones où l'écoulement présente un caractère instable, comme le battement d'un sillage ou d'un choc (cf. cas a de la figure 13), deux bosses peuvent se présenter sur les histogrammes. Elles correspondent au fait que la vitesse (angle ou module) de l'écoulement fluctue autour de deux valeurs moyennes. De plus, si au cours d'une acquisition synchronisée, des mesures sont effectuées dans un azimut qui contient à la fois des particules à l'amont et à l'aval d'un choc (cf. cas b de la figure 13), les deux états de l'écoulement apparaîtront également sur l'histogramme.

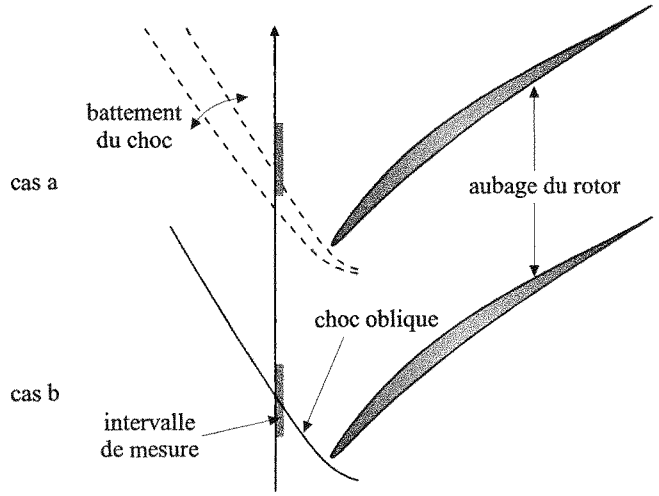


figure 13 : Exemple de configurations de mesure générant des histogrammes à "deux bosses".

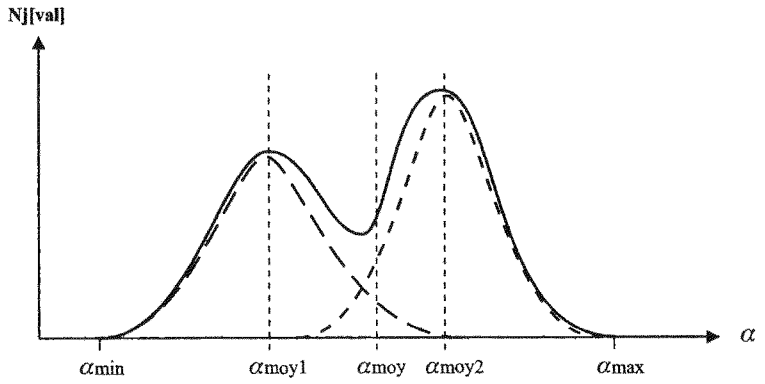


figure 14 : Exemple d'histogramme d'angle à "deux bosses".

Une illustration d'un histogramme d'angle avec double bosse est proposée sur la figure 14.

Un premier traitement de ce genre d'histogramme consiste à retenir toutes les données entre les bornes α_{min} et α_{max} pour calculer une valeur moyenne α_{moy} et son écart type. Mais ceci conduit à une grande perte d'informations.

Un second traitement consiste à dépouiller les bosses séparément de manière à obtenir les grandeurs statistiques de chacune des bosses. S'il y a chevauchement des deux bosses, comme dans le cas de la figure 14, le traitement est plus délicat, car il nécessite de reconstruire manuellement chacune des bosses. De plus, il arrive que pour les deux valeurs d'angle moyen soient associées des valeurs de vitesses différentes. Dans ce cas, il est nécessaire de faire une acquisition de vitesses à chaque angle moyen.

II.1.6 Conclusion sur la technique de mesure utilisée

L'anémométrie L2F est une technique de mesure non intrusive, qui a montré son efficacité au cours des dernières campagnes de mesure au Laboratoire. Elle est aujourd'hui un moyen de mesure fiable et performant, permettant d'obtenir des informations locales avec une bonne précision. Les améliorations qui lui ont été apportées, notamment en ce qui concerne les programmes d'acquisition et de traitement des données, ont contribué à diminuer les temps d'acquisition et à augmenter sa souplesse d'utilisation. Cependant, l'anémométrie L2F est une méthode optique et nécessite l'utilisation de hublots pour l'accès à la veine d'essais. Ces hublots sont des dioptres transparents qui peuvent produire des déformations du volume de mesure et, par conséquent, augmenter les incertitudes ou interdire les mesures. La seconde partie de ce chapitre est consacrée à l'étude de ces accès optiques.

II.2 Accès optique

L'accès optique à l'intérieur de la veine est classiquement assuré, par des hublots en verre plan. Un tel montage conduit à un décrochement entre la surface courbe du carter et la vitre plane. Même s'il est local et minime (en réduisant la taille du verre), ce décrochement engendre des effets aérodynamiques qui peuvent conduire à des modifications notables du comportement de l'écoulement, que ce soit dans les parties fixes ou dans les parties tournantes. Par exemple, lors des précédentes campagnes de mesure sur le compresseur d'essais, il a été démontré que le léger dépassement des pieds de pivot des aubes du redresseur ($\approx$ 0.3 mm) conduisait à une complète modification du champ de l'écoulement en aval de la roue mobile (Escuret et al.[31]). De même, il est bien connu que l'écoulement est sensible à la modification du jeu en bout de pales (cf. pour exemple Shabbir et al. [68]). La modification du jeu induite par l'utilisation de hublots plan a des conséquences sur la fiabilité des mesures qui, au voisinage du jeu en tête de pales, ont une grande importance. Dans ces turbomachines à haute vitesse de rotation où l'écoulement est souvent

supersonique ou transsonique, les interactions chocs-couches limites jouent un rôle essentiel. La perturbation de l'écoulement due au verre plan peut alors être du même ordre de grandeur que les phénomènes étudiés.

Pour éviter cette discontinuité de la surface de la veine au carter et avoir un accès optique de plus grande taille, l'utilisation de verres courbes parait s'imposer. Mais la courbure du verre entraîne des distorsions optiques du faisceau laser. Hathaway et al [39] ont montré que, dans le cas de l'anémométrie laser Doppler (LDA) 2D, ces distorsions déformaient le volume de mesure et en changeaient sa position. Durett et al [27] ont conçu une lentille à l'aide d'une méthode analytique pour corriger les aberrations causées par une paroi cylindrique lors de l'utilisation d'un système LDA à 2 faisceaux. Quant à Doukelis et al [26], ils ont estimé les effets d'un verre courbe pour une application 3D-LDA. Leurs conclusions sont les mêmes : les effets de réfraction augmentent l'incertitude des mesures, avec de graves conséquences pour une évaluation correcte des valeurs rms. Dans le cas de l'anémométrie L2F, le problème est bien différent et les effets optiques sont plus sévères car le volume de mesure n'est pas créé par seulement deux rayons laser qui se croisent, mais par deux spots obtenus par la focalisation de deux cônes de lumière. Les distorsions créées par des verres courbes empêchent la création de spots de focalisation acceptables et peuvent même, dans certains cas, rendre impossible l'acquisition des données.

L'étude présentée ci-après s'articule autour de quatre points :

- la qualification des distorsions optiques du faisceau laser induites par la présence de dioptre(s) courbe(s) et la proposition d'une méthode de correction,
- l'étude d'un modèle analytique simple permettant de quantifier les paramètres du système correctif dans des configurations particulières,
- la conception d'un outil numérique capable de prédire les déformations du volume de mesure et d'optimiser le système correctif,
- enfin, la validation de la méthode proposée.

II.2.1 Distorsions optiques du faisceau laser

Pour former le volume de mesure à l'intérieur de la veine, le faisceau laser traverse des hublots en verre, plans ou courbes suivant le type de mesures à effectuer. Le changement de chemin optique de chaque rayon lumineux constituant le faisceau laser incident induit une variation de la position et une déformation du volume de focalisation. Il s'agit dans un premier temps de qualifier ces distorsions optiques à partir de cas simples et de proposer un montage permettant de restituer une focalisation acceptable si nécessaire. Dans l'étude analytique ci-après, on ne s'intéressera qu'à l'évolution du volume de focalisation créé par un seul des deux cônes de lumière constituant le volume de mesure.

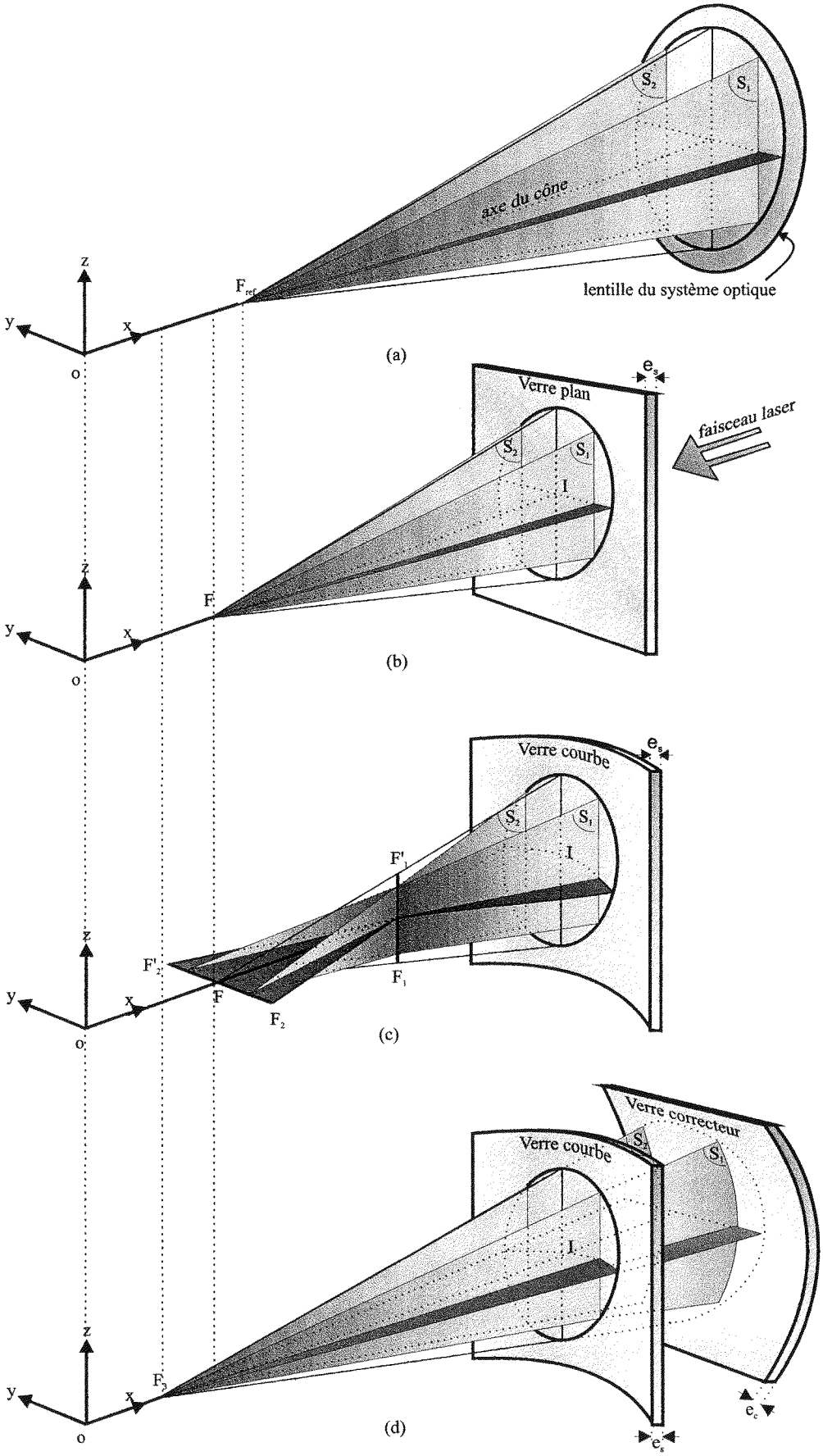


figure 15 : Distorsions optiques d'un cône laser à la traversée de différents dioptres.

Considérons le cas de référence dans lequel le faisceau laser ne traverse aucun dioptre. La zone de focalisation est assimilée à un point géométrique F_{ref}, sommet du cône de lumière incident dont la base est la lentille frontale du système optique (figure 15a). Les surfaces de lumière S_1 et S_2, comprises dans le cône de lumière, sont perpendiculaires au plan (x,y).

Sur la figure 15b, un verre plan, d'épaisseur e_s, est inséré perpendiculairement à l'axe du cône de lumière entre la zone de focalisation F et la lentille frontale. L'intersection entre la surface extérieure du dioptre et l'axe du cône est notée I. Tant que l'angle au sommet du cône reste petit, il y a un changement de position selon l'axe (Ox) du spot de focalisation, mais celui-ci reste semblable à un point géométrique. Dans cette configuration, aucune amélioration optique du volume de mesure n'est nécessaire pour l'acquisition de données avec un système L2F.

Remplaçons maintenant le verre plan par un verre courbe de même épaisseur, représenté sur la figure 15c. Ce verre a été bombé sur un cylindre de rayon R_s dont l'axe est parallèle à la direction (Oz). Dans ce cas apparaissent deux zones de concentration de lumière schématisées par $[F_1F_1']$ et $[F_2F_2']$. Le verre courbe étant de même épaisseur que le verre plan précédent, les surfaces de lumière S_1 et S_2 focalisent sur $[F_2F_2']$ ayant pour milieu le point F défini précédemment. Cependant, la courbure du verre engendre une augmentation de l'angle entre l'axe du cône et les surfaces S_1 et S_2. Ainsi, ces surfaces ne se croisent plus en leur point de focalisation, comme dans le cas du verre plan, mais se coupent en $[F_1F_1']$. Par ailleurs, les surfaces de lumière perpendiculaires au plan (x,z) focalisent sur $[F_1F_1']$ et se coupent en $[F_2F_2']$. Par conséquent, $[F_1F_1']$ et $[F_2F_2']$ sont deux zones de focalisation qui s'éloignent l'une de l'autre quand le rayon R_s diminue ou que l'épaisseur e_s augmente. Une telle "défocalisation" des spots de lumière, constituant le premier maillon de la chaîne d'acquisition du système L2F, entraîne une augmentation de l'incertitude de mesure et peut même empêcher l'acquisition des données, dans certains cas où la concentration de lumière au point de passage de la particule est trop faible pour qu'elle puisse diffuser assez de lumière pour être captée correctement.

Pour restaurer une zone de focalisation acceptable, on se propose d'insérer un verre supplémentaire entre le verre courbe et la lentille frontale (figure 15d). Afin de différentier les deux verres utilisés, on désignera le verre courbe représenté sur la figure 15c par 'verre carter' et le verre rajouté par 'verre correcteur'. Ce montage permet de créer les même distorsions optiques dans le plan (x,y) que dans le plan (x,z). En effet, le verre correcteur est un verre courbe, d'épaisseur e_c, bombé sur un cylindre de rayon R_c et de génératrice parallèle à la direction (Oy), c'est à dire perpendiculaire à la génératrice du 'verre carter'. Après avoir choisi le rayon R_c et l'épaisseur e_c par la méthode présentée dans les paragraphes suivants, la distance entre les deux verres est ajustée afin de rapprocher les deux zones de focalisation décrites précédemment. Une configuration optimale permet de recréer un volume de focalisation comparable à un point géométrique noté F_3, seule la position de la focalisation selon l'axe du cône de lumière étant différente.

II.2.2 Etude analytique de l'erreur de convergence

Dans ce paragraphe, l'objectif est de mieux comprendre le rôle du verre correcteur. Pour ce faire, un calcul de l'erreur de convergence de deux faisceaux particuliers compris dans le cône de lumière est effectué, dans le cas simple où l'axe du cône est perpendiculaire aux différents verres.

Les deux faisceaux sélectionnés (faisceau a et faisceau b) sont respectivement compris dans deux plans perpendiculaires P_c et P_s. P_c est un plan méridien du verre correcteur, alors que P_s est un plan méridien du verre carter (figure 16). Par conséquent, le faisceau a voit le verre correcteur comme étant un verre plan (figure 17), et le verre carter lui apparaît comme étant cylindrique. Le même raisonnement s'applique pour le faisceau b, qui verra d'abord un verre cylindrique puis un verre plan.

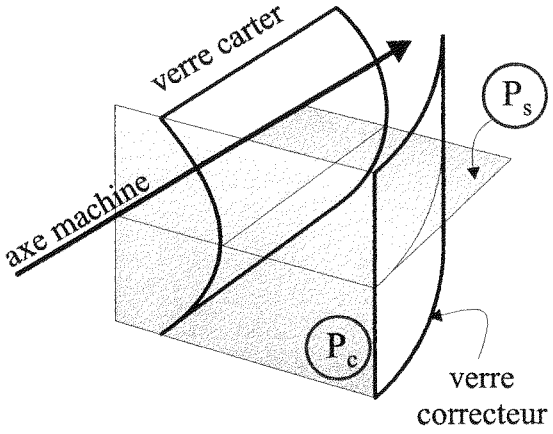


figure 16 : Définition des plans P_c et P_s.

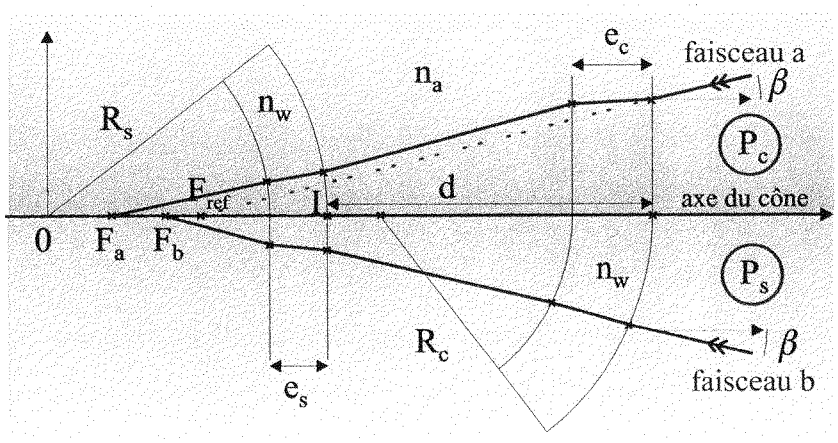


figure 17 : Chemins optiques des deux faisceaux particuliers sur lesquels s'appuie l'étude analytique

L'erreur de convergence de ces deux faisceaux est notée $Err = \overline{F_a F_b}$ et est définie comme une fonction des paramètres du problème :

$$Err = Err(e_s, R_s, e_c, R_c, n_a, n_w, FI, d, \beta) \tag{II.25}$$

où n_a et n_w sont respectivement les indices de réfraction de l'environnement (air) et du dioptre (verre), β est l'angle entre l'axe du cône et les faisceaux incidents, FI est l'immersion (distance entre le volume de focalisation F_{ref} obtenu sans dioptres et la surface extérieure du verre carter) et d est la distance entre les surfaces extérieures des deux verres courbes.

Il est à noter sur la figure 17 qu'un déplacement du verre correcteur, dans la direction de l'axe du cône, n'a aucune influence sur le positionnement du point F_a. Ceci est dû au fait que l'angle réfracté et l'angle incident d'un faisceau lumineux traversant un dioptre plan sont les mêmes. Pour un verre correcteur donné, il y a donc une position unique de l'intersection du faisceau a avec l'axe du cône, quelle que soit la distance entre les deux verres. Par contre, un changement de distance d induit un déplacement du point F_b autour de F_a. Ainsi, annuler l'erreur de focalisation revient à superposer ces deux points par un choix adéquate de la distance d.

Pour calculer l'erreur de focalisation, les paramètres du problème sont normalisés de la façon suivante :

$$e_s^+ = \frac{e_s}{R_s}\ ,\ e_c^+ = \frac{e_c}{R_s}\ ,\ R_c^+ = \frac{R_c}{R_s}\ ,\ d^+ = \frac{d}{R_s}\ ,\ FI^+ = \frac{FI}{R_s}\ \ N = \frac{n_a}{n_w}\ ,\ E = \frac{e_s^+}{e_c^+}$$

L'expression exacte de l'erreur de focalisation serait trop compliquée pour faire apparaître l'importance relative des différents paramètres. Cependant, le calcul de l'erreur peut se faire à l'aide d'un développement en série de Taylor autour de zéro en tenant compte du fait que e_s^+ et e_c^+ sont très petits devant 1 et que l'angle β n'excède pas 10°. En négligeant les termes d'ordre strictement supérieur à 1, on obtient :

$$Err\left(e_s^+, e_c^+, R_c^+, N, FI^+, d^+, \beta\right) \approx$$

$$(1-N)\left[e_s^+.FI^+.\left(FI^+-2\right)+\frac{e_c^+}{R_c^{+2}}.FI^+.\left(2.R_c^+-FI^+\right)+\frac{e_c^+}{R_c^{+2}}.2.\left(R_c^+-FI^+\right)d^+-\frac{e_c^+}{R_c^{+2}}.d^{+2}\right] \tag{II.26}$$

Il est à noter que l'angle des faisceaux β n'apparaît qu'à partir des termes du troisième ordre. Dans cette étude analytique, l'effet de l'angle β du cône de lumière incident sera donc négligé. L'approximation de l'erreur de convergence s'écrit alors sous forme d'un polynôme du second degré (cf. relation (II.26)) et s'annule lorsque que d^+ est égale à l'une des deux racines (d_1^+ et d_2^+).

$$d_1^+ = R_c^+.\left(1-\sqrt{1-E.FI^+.\left(2-FI^+\right)}\right)-FI^+ \tag{II.27}$$

$$d_2^+ = R_c^+.\left(1 + \sqrt{1 - E.FI^+.\left(2 - FI^+\right)}\right) - FI^+ \qquad (II.28)$$

Ces solutions sont réellement acceptables si l'expression sous la racine carrée est positive ou nulle ($1-E.FI^+.(2-FI^+)\geq 0$), ce qui impose une condition sur le rapport des épaisseurs E :

$$\frac{1}{E} \geq FI^+.\left(2 - FI^+\right) \qquad (II.29)$$

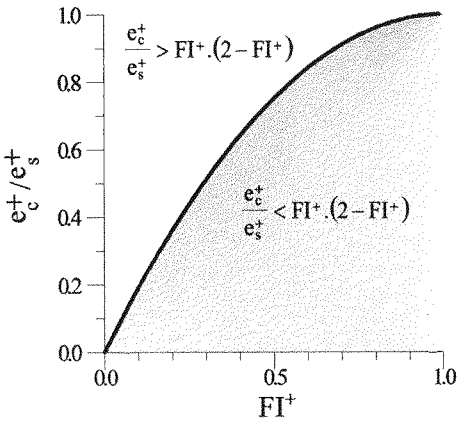


figure 18 : Evolution du rapport des épaisseurs en fonction de l'immersion normalisée.

L'inverse du rapport des épaisseurs ($1/E = e_c^+ / e_s^+$) est tracé en fonction de l'immersion normalisée sur la figure 18. La zone grisée correspond aux solutions non acceptables. Il en ressort que, pour une gamme d'immersions donnée par les exigences expérimentales, la valeur minimale de l'épaisseur du verre correcteur ($e^+_{c\,min}$) est imposée par la plus profonde immersion, selon la relation suivante :

$$e^+_{c\,min} = e_s^+.FI^+_{max}.\left(2 - FI^+_{max}\right) \qquad (II.30)$$

Cette égalité revient à annuler le discriminent du polynôme du second degré, et ainsi, à ne plus avoir qu'une solution unique pour la distance normalisée d^+ entre les deux verres. Dans cette configuration et lorsque d^+ est égale à la solution double, non seulement l'erreur de focalisation mais aussi la dérivée de cette erreur s'annulent et il est intéressant de remarquer qu'une petite erreur sur la valeur de d^+ n'entraînera qu'une très petite erreur de focalisation. Dans le cas réel, où tous les faisceaux lumineux ne sont pas compris dans les plans perpendiculaires P_c et P_s, et n'ont pas les mêmes angles β avec l'axe du cône, la distance optimale entre les deux verres ne sera pas exactement la même pour chaque paire de faisceaux. Il est alors nécessaire de sélectionner une distance résultant d'un compromis qui mène à une erreur de focalisation minimale. Ceci démontre l'avantage de choisir une épaisseur du verre correcteur proche de $e^+_{c\,min}$.

Sur la figure 19 est représentée l'évolution de d^+ en fonction de l'immersion normalisée, pour un rapport d'épaisseurs E=1.33. Lorsque d_1^+ et d_2^+ ont la même valeur, ce qui correspond à la solution double pour d^+, l'immersion maximale FI^+_{max} est atteinte. Pratiquement, pour les immersions plus faibles, c'est la plus petite des solutions (d_1^+) qui sera choisie, car la distance entre les deux verres ne doit pas dépasser la valeur égale à la distance focale de la lentille du système optique moins l'immersion du volume de focalisation.

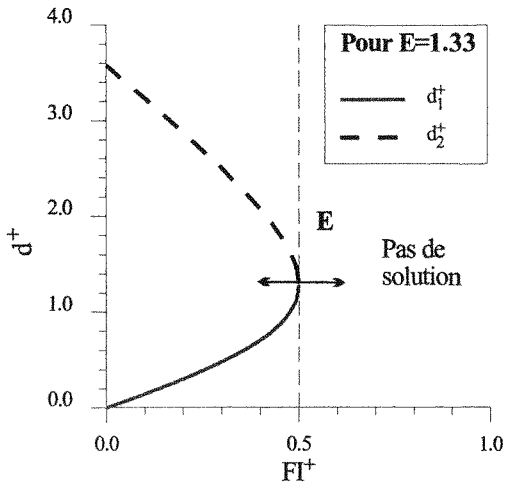


figure 19 : Evolution de la distance normalisée d^+ en fonction de l'immersion normalisée FI^+.

La détermination du rayon normalisé du verre correcteur (R_c^+) peut maintenant se calculer facilement à partir de l'expression de d_1^+ (II.27) en utilisant les valeurs maximales de d_1^+, FI^+ et $E(d^+_{1max}, FI^+_{max})$.

$$R_c^+ = \frac{d^+_{1max} + FI^+_{max}}{1 - \sqrt{1 - FI^+_{max}.E_{max}.\left(2 - FI^+_{max}\right)}} \qquad \text{(II.31)}$$

Ainsi, cette approche analytique du calcul de l'erreur de focalisation de deux faisceaux particuliers du cône de lumière incident nous permet d'une part avec les équations (II.30) et (II.31), d'estimer de façon simple les caractéristiques e_c^+ et R_c^+ du verre correcteur et d'autre part avec l'équation (II.27), d'optimiser la distance entre les deux verres en fonction de l'immersion du volume de mesure.

Cependant, parce que la lumière laser incidente est un cône (et non deux faisceaux particuliers) et que l'axe de ce cône peut ne pas être perpendiculaire aux verres carter et correcteur (ce qui compliquerait énormément l'expression analytique de l'erreur de convergence), une simulation numérique du passage du cône laser à travers différents dioptres a été développée.

II.2.3 Simulation numérique

Cette simulation numérique a deux principaux objectifs. Premièrement, elle devra valider l'étude analytique et préciser la forme du spot obtenu en focalisant un cône de lumière donné. Deuxièmement, elle permettra de distinguer le chemin optique (incidence et position) de chacun des deux cônes formant le volume de mesure lors de leur passage à travers différents dioptres.

Pour repérer l'axe de visée, on notera ϕ_s l'angle, dans le plan méridien, entre l'axe du système optique L2F et le vecteur normal à la surface du verre, et η_s l'angle correspondant dans le plan azimutal (figure 20). Cependant, les angles des axes des cônes de lumière (notés ϕ_s^{one} et η_s^{one}) avec la surface d'un verre courbe peuvent être différents des angles ϕ_s et η_s de l'axe optique du système L2F. Cette différence reste en générale très petite (quelques centièmes de degré), et il peut être montré que son influence sur la forme des spots de focalisation est insignifiante. Pourtant, elle sera prise en compte afin de prévoir d'éventuels changements de la distance entre les deux spots et de leur position angulaire. De ce fait, dans un premier temps le calcul des valeurs des différents paramètres qui optimiseront la forme du volume de focalisation n'est basé que sur l'étude des distorsions optiques d'un seul cône centré sur l'axe de visée du système L2F. Ensuite, les caractéristiques du verre correcteur étant déterminées, un nouveau calcul est réalisé pour chacun des deux cônes de lumière. Ceci fournit la position exacte de chaque spot de focalisation et donne les caractéristiques du volume de mesure.

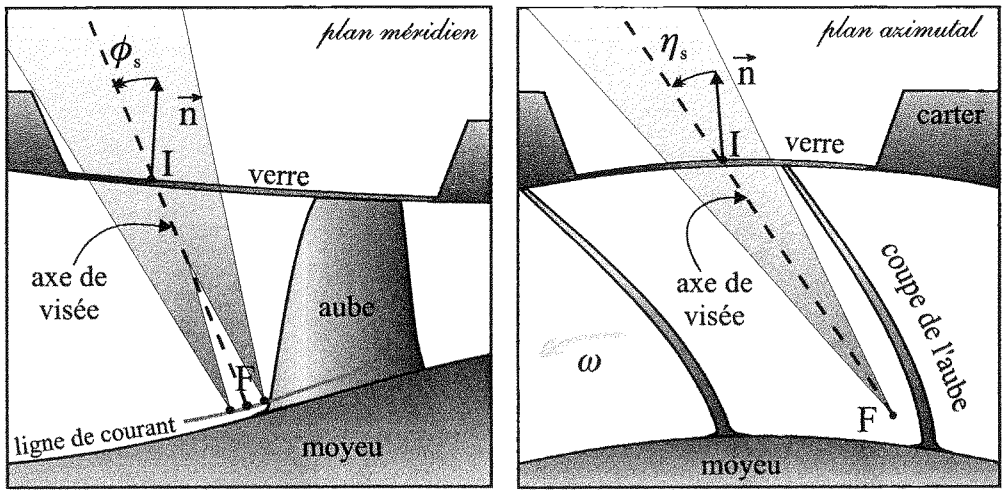


figure 20 : Définition de l'orientation de l'axe de visée du système L2F.

II.2.3.1 Discrétisation du cône de lumière

La figure 21a représente une section circulaire du cône de lumière Gaussien monochromatique. La distribution de l'intensité lumineuse dans cette section est donc Gaussienne, avec un maximum

I_{max} au centre du disque et un minimum I_{max}/e^2 aux points situés sur sa périphérie, à une distance r_0 de son centre. La section a été divisée en m secteurs angulaires et q+1 secteurs annulaires. Les cercles, caractérisés par un centre C et un rayon r_i, sont les traces de petits cônes de demi angle au sommet β_i et centrés sur l'axe du cône à discrétiser (β_0 étant le demi angle au sommet du cône de lumière tout entier). Ainsi, il est possible de définir un ensemble comprenant m.q+1 cellules, pour lesquelles chaque rayon r_i sera imposé de manière à ce que toutes leurs aires (dS_i) soient égales. De par la distribution Gaussienne de l'intensité lumineuse sur la base du cône, la puissance lumineuse pour chaque cellule, notée Pow_i, est calculée de la façon suivante (excepté pour la cellule centrale) :

$$Pow_i = \frac{I_{max}.\pi.r_0^2}{2.m}.\left(e^{-2.\frac{r_{i+1}^2}{r_0^2}} - e^{-2.\frac{r_i^2}{r_0^2}}\right) \quad \text{avec} \quad \begin{cases} I(\beta = 0°) = I(r = 0) = I_{max} \\ i \in [1, q] \end{cases} \tag{II.32}$$

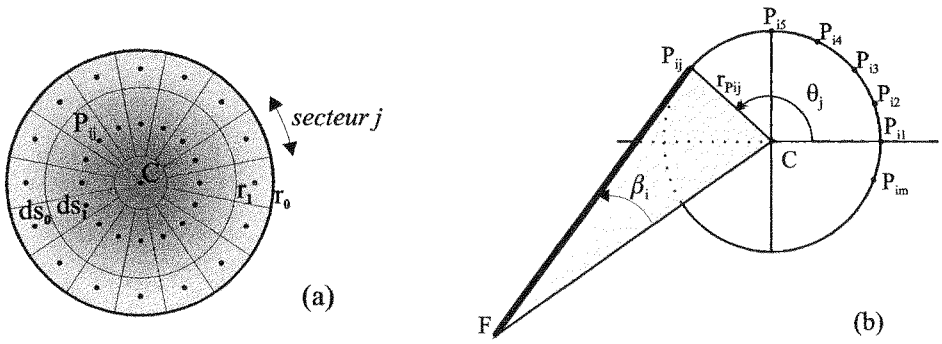


figure 21 : Discrétisation du cône de lumière.

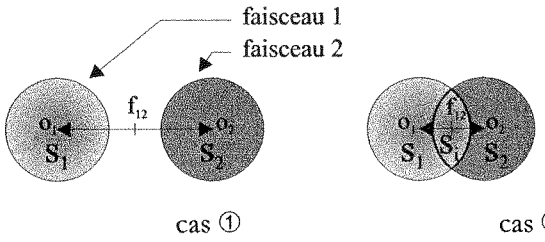
Le volume du cône laser est alors discrétisé en un ensemble de faisceaux lumineux élémentaires (figure 21b). Ces faisceaux sont représentés par des droites joignant le point F aux points P_{ij}, représentatifs de chaque cellule, dont les coordonnées polaires sont $r_{Pij}=(r_{i+1}+r_i)/2$ et $\theta_j=j.2.\pi/m$ (excepté pour le centre C). A chaque faisceau sont associées une puissance lumineuse Pow_i (calculée ci-dessus) et une épaisseur constante (prise égale à l'épaisseur approximative du diamètre de la tache de focalisation obtenue par un cône de lumière dans le cas réel). Il est à noter que la valeur de l'épaisseur a peu d'influence sur les résultats obtenus par cette simulation numérique.

II.2.3.2 Calcul du chemin optique et focalisation

Après avoir discrétisé le cône de lumière laser, il s'agit de calculer le chemin optique de chaque faisceau, de la lentille frontale du système optique L2F jusqu'à la "zone de focalisation". Ce calcul est basé sur les lois de Descartes. Les caractéristiques du verre carter sont imposées par la configuration expérimentale, alors que celles du verre correcteur ne sont pas encore connues. Cependant, le calcul peut être initialisé avec un verre correcteur dont les caractéristiques sont déduites de la solution analytique développée précédemment. Connaissant l'orientation spatiale de chaque faisceau, après son passage à travers les différents verres, il est possible de calculer les

intersections entre un faisceau et tous les autres (et ceci pour chacun des faisceaux). La position du point f_{12} de l'intersection de deux faisceaux est définie comme étant le milieu de la plus courte distance $[0_1 0_2]$ entre leurs axes (figure 22). Sur cette figure, deux cas sont schématisés dans un plan contenant le segment $[0_1 0_2]$. Le cas ① représente une coupe de deux faisceaux qui ne se croisent jamais, alors que le cas ② montre la surface d'intersection S_i existant dans le cas contraire. En toute rigueur, les coupes des faisceaux devraient être elliptiques, car les faisceaux ne sont pas parallèles. Mais dans les cas traités, l'angle entre deux faisceaux ne dépassant jamais 10°, la différence qui existe entre une coupe elliptique et circulaire a donc été négligée. La surface d'intersection S_i est calculée aisément et permet de définir une puissance lumineuse (P_f) pour chaque point d'intersection, grâce à l'équation (II.33). Cette "puissance lumineuse d'intersection" tient compte de la quantité de lumière qui a été attribuée à chaque faisceau lors de la discrétisation du cône :

$$P_f = \frac{S_i}{S_1}.Pow_1 + \frac{S_i}{S_2}.Pow_2 \qquad \text{(II.33)}$$



$[O_1O_2]$ = distance minimale entre les axes des faisceaux 1 et 2

figure 22 : Définition de l'intersection de deux faisceaux

Le calcul du barycentre de l'ensemble des points d'intersection qui forment le spot de focalisation est alors réalisé, pondéré par la puissance lumineuse de chaque point. Ses coordonnées $(\overline{X}, \overline{Y}, \overline{Z})$ permettent de définir la position du spot. De plus les écarts types axial (σ_x) et transversal (σ_t), qui conduisent aux grandeurs caractéristiques du volume de focalisation, peuvent être obtenus par :

$$\sigma_x = \sqrt{\frac{\sum_{1}^{Nb_{point}} P_{fi}.(\overline{X} - X_i)^2}{\sum_{1}^{Nb_{point}} P_{fi}}} \qquad \text{(II.34)}$$

$$\sigma_t = \sqrt{\sigma_y^2 + \sigma_z^2} = \sqrt{\frac{\sum_{1}^{Nb_{point}} P_{fi}.(\overline{Y} - Y_i)^2}{\sum_{1}^{Nb_{point}} P_{fi}} + \frac{\sum_{1}^{Nb_{point}} P_{fi}.(\overline{Z} - Z_i)^2}{\sum_{1}^{Nb_{point}} P_{fi}}} \qquad \text{(II.35)}$$

où Nb_{point} = nombre de points d'intersection

II.2.3.3 Séquence itérative

La simulation numérique donne une prédiction des dimensions caractéristiques du volume de focalisation, pour une configuration optique donnée (une immersion, un verre carter et un verre correcteur). Les cinq paramètres qui caractérisent le verre correcteur (R_c, e_c, d, η_c et Φ_c) sont optimisés dans le but de minimiser la grandeur caractéristique axiale du volume de focalisation (σ_x) créé par un cône centré sur l'axe du système optique L2F. Pour la suite, toutes les optimisations se feront en minimisant σ_x, car cet écart type constitue la variable la plus sensible du problème.

Si les angles (η_s,Φ_s) de l'axe de visée du système L2F avec le verre carter sont nuls, les angles (η_c,Φ_c) de ce même axe de visée avec le verre correcteur sont également nuls. La première boucle itérative se fait alors sur l'épaisseur du verre correcteur, qui sera optimisée pour la plus grande immersion (ceci pour les raisons citées dans le chapitre concernant l'étude analytique). Puis le rayon du verre correcteur est ajusté par un nouveau processus itératif, de manière à avoir une distance entre les deux verres qui soit compatible avec le système optique et les critères d'encombrement.

Si les angles (η_s,Φ_s) ne sont pas nuls, les valeurs de R_c et e_c, précedemment calculées, sont gardées et les angles optimisés (η_c,Φ_c) sont obtenus par une dernière séquence itérative.

II.2.4 Comparaison entre les résultats numériques et analytiques

Pour pouvoir comparer les résultats obtenus par ces deux méthodes, il faut se restreindre à la configuration simplifiée (supportée par le calcul analytique) de l'étude de la focalisation d'un cône de lumière dont l'axe est perpendiculaire à la normale locale du verre carter.

Sur la figure 23, l'écart type axial σ_x, calculé par la simulation numérique, est tracé en fonction de la distance normalisée entre les deux verres, pour des valeurs fixes de E=1.381 et FI^+=0.328, avec R_s=253 mm. Chaque courbe est obtenue pour une valeur particulière du rayon normalisé du verre correcteur R_c^+. Pour tout rayon R_c^+, il existe toujours deux valeurs de d^+ (d_1^+ et d_2^+) pour lesquelles σ_x atteint un minimum. Sur toutes les courbes, les valeurs minimales de σ_x sont égales et correspondent à une solution optimisée pour l'assemblage optique. L'évolution de ces solutions numériques d_1^+ et d_2^+, en fonction du rayon R_c^+, est représentée sur la figure 24.

Par ailleurs, le modèle analytique conduit à deux relations linéaires entre d_1^+, d_2^+ et R_c^+ (c.f. équations (II.27) et (II.28)) qui, dans ce cas, peuvent être écrites en remplaçant de E et FI^+ par leurs valeurs :

$$d_1^+ = 0.508.R_c^+ - 0.328 \qquad \text{(II.36)}$$

$$d_2^+ = 1.492.R_c^+ - 0.328 \qquad \text{(II.37)}$$

Ces deux relations analytiques sont aussi tracées sur la figure 24 et passent par tous les points obtenus numériquement. Cette superposition des résultats met en évidence la cohérence des deux méthodes concernant le calcul de la distance entre les deux verres et la détermination du rayon du verre correcteur.

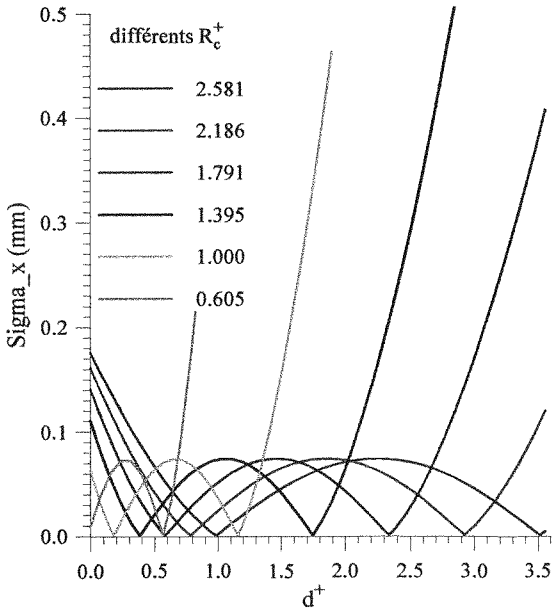


figure 23 : Evolution de l'écart type axial σ_x en fonction de la distance normalisée entre les deux verres, pour plusieurs rayons du verre correcteur.

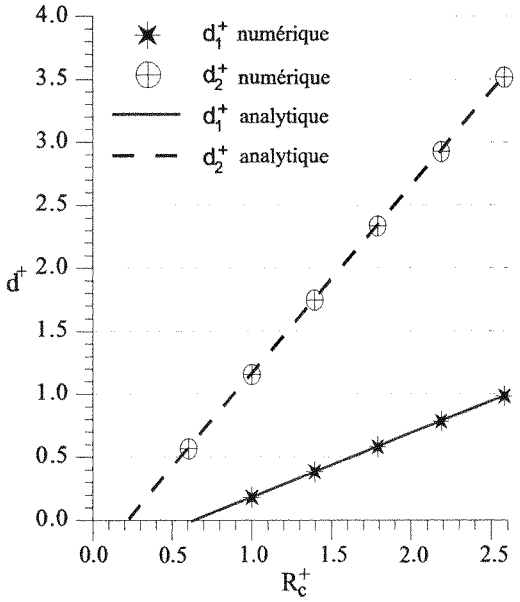


figure 24 : Evolution de d_1^+ et d_2^+, obtenus par l'optimisation numérique et par les solutions analytiques, en fonction du rayon normalisé du verre correcteur R_c^+.

La figure 25 présente des résultats obtenus par différents calculs numériques et la méthode analytique. L'évolution du rapport des épaisseurs est tracée en fonction de l'immersion du volume de focalisation, pour un rayon du verre correcteur R_c^+ donné. Comme vu précédemment, pour toute valeur de R_c^+, il y a au moins une valeur correspondante de d^+ pour laquelle σ_x est minimum. Chaque point de ces courbes résulte de cette optimisation de la valeur de d^+. Pour une autre valeur du rayon du verre correcteur R_c^+, les courbes seraient identiques, car toutes les valeurs des minima de σ_x sont les mêmes. De plus, la valeur tracée du rapport des épaisseurs pour une immersion donnée a été optimimisée. Cette valeur est unique et mène à un σ_x minimum.

Chaque calcul numérique a été réalisé en utilisant différentes valeurs des paramètres de discrétisation du cône de lumière.

Tout d'abord, si le cône est discrétisé en seulement 4 faisceaux qui sont dans les plans perpendiculaires décrits dans la partie concernant la méthode analytique (avec q=1, m=4, c.f. figure 21), la simulation numérique prédit les mêmes résultats que le calcul analytique, quels que soient les demi angles au sommet du cône β (courbes 1,2,3). Ceci provient du fait que, dans les trois

cas, l'angle β reste petit (3, 5 et 10°). De plus la méthode analytique a montré que l'influence de cet angle n'apparaissait qu'à partir du 3ième ordre.

Ensuite, si le nombre des "sections coniques" (q) est égal à 2 ou 3 (courbes 4,5), les résultats sont un peu différents, car la simulation numérique est en fait un compromis entre chaque solution analytique obtenue pour une seule "section conique".

Enfin, la courbe 6 représente les résultats obtenus avec un cône discrétisé en 49 faisceaux (q=3, m=16). La différence entre les résultats numériques et analytique augmente avec la résolution de la discrétisation spatiale du cône de lumière.

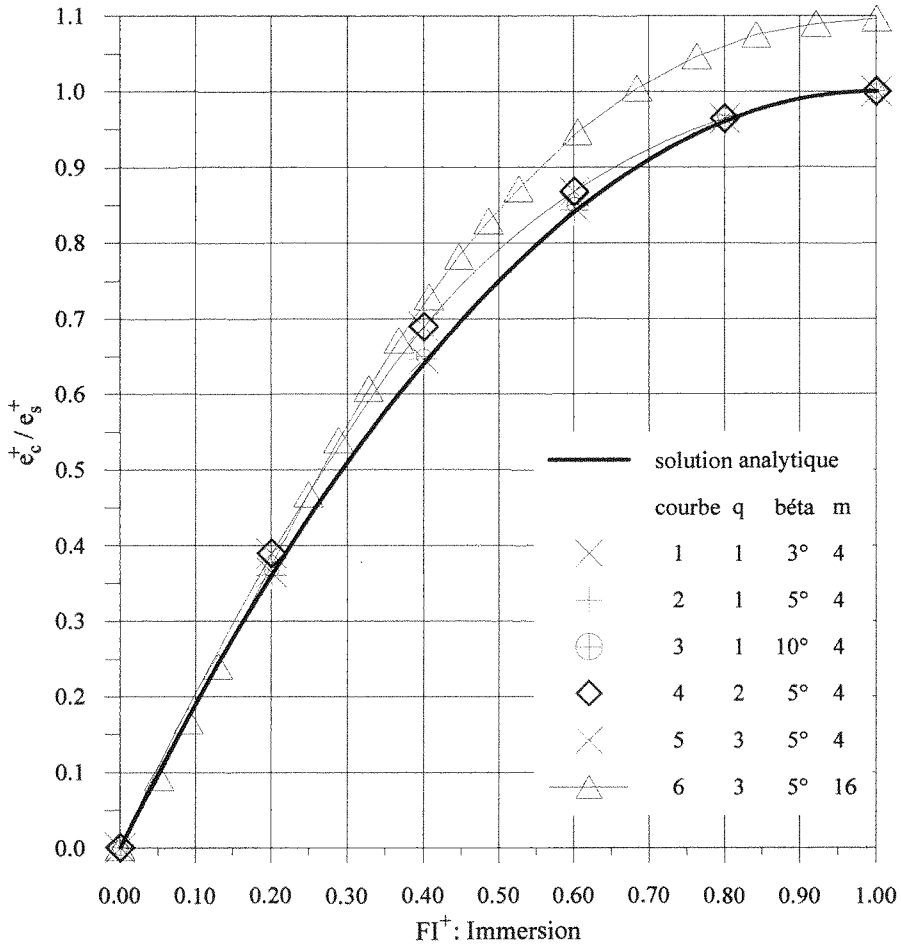


figure 25 : Evolution du rapport des épaisseurs des verres en fonction de l'immersion normalisée. Résultats obtenus par la méthode analytique et par différents calculs issus de la simulation numérique.

Ces quelques résultats mettent en évidence la complémentarité des deux approches réalisées pour déterminer les caractéristiques d'un verre qui corrige les distorsions optiques engendrées par un verre courbe. L'étude analytique a permis une bonne compréhension du rôle du verre correcteur et a donné lieu à la procédure d'optimisation pour la méthode numérique. De plus, les relations qu'elle nous a permis d'obtenir sont très simples et permettent d'estimer rapidement les caractéristiques et

la position du verre correcteur (qui peuvent servir d'initialisation à la résolution numérique). Cependant, les approximations et hypothèses trop restrictives de l'étude analytique justifient le développement et l'utilisation de la simulation numérique pour déterminer avec précision les caractéristiques d'un verre correcteur et la déformation du volume de mesure qu'il engendre, et ce d'autant plus dans des configurations complexes où l'axe du système L2F n'est pas perpendiculaire aux verres courbes.

II.2.5 Validation de la méthode proposée

Une évaluation de la forme du volume de focalisation pour trois configurations optiques est présentée sur la figure 26. Ces volumes sont matérialisés par l'ensemble des positions des points d'intersections de tous les faisceaux qui discrétisent le cône de lumière incident. Deux échelles de couleur ont été introduites pour visualiser la puissance lumineuse des faisceaux et de leurs intersections. La forme des volumes de focalisation étant axisymétriques dans les trois cas, leur représentation est une projection dans un plan contenant l'axe du cône de lumière incident et une de ses directions transversales.

Pour le cas de référence où le faisceau laser incident ne traverse aucun verre, le volume de focalisation est assimilable à un point géométrique. Pour la représentation en bas de la figure, le faisceau de lumière traverse un verre carter courbe (R_s = 253 mm, e_s = 2.9 mm) avec une incidence non nulle ($\phi_s = 10°, \eta_s = 0°$) et son verre correcteur (R_c = 472 mm, e_c = 1.9 mm). L'immersion du volume de mesure FI est de 75 mm. La taille axiale minimale du volume de focalisation est atteinte pour des angles ϕ_c = -29.8° et η_c = 0° et une distance entre les deux verres de 95 mm. Dans le but de mettre en évidence l'amélioration apportée par la correction optique, ce résultat est comparé à la forme du volume de focalisation pour le cas où le faisceau incident ne traverse qu'un simple verre plan, de même épaisseur et avec la même orientation ($\phi_s = 10°, \eta_s = 0°$). Dans ce cas, la focalisation est moins bonne, avec une grandeur caractéristique longitudinale trois fois supérieure à celle du cas précédent, et de plus, il apparaît une dispersion des points d'intersection qui engendre une focalisation beaucoup moins symétrique.

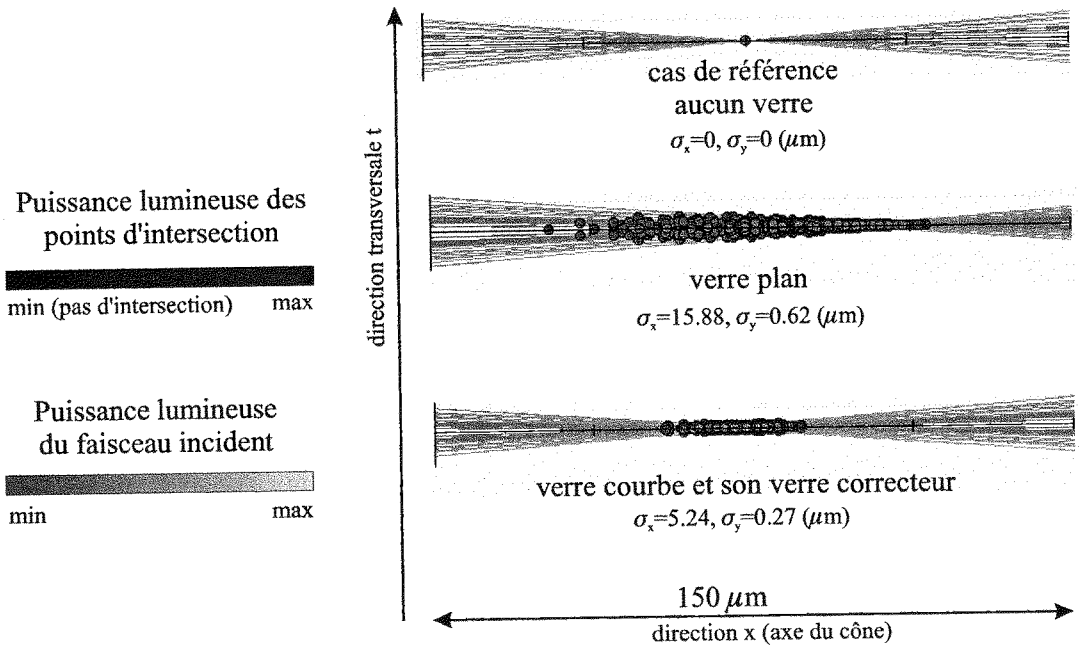


figure 26 : Forme du volume de focalisation d'un faisceau laser traversant deux types de verres avec une incidence de 10°.

La configuration d'un verre carter courbe sans verre correcteur n'est pas représentée ici, car la grandeur caractéristique longitudinale σ_x associée au volume de focalisation atteint 260 μm, ce qui sort de l'échelle du dessin des cas précédents.

Pour toutes ces configurations, une bonne visualisation de la forme réelle des volumes de focalisation a été réalisée en plaçant un microscope dans la zone de focalisation. Les résultats obtenus montrent des déformations semblables aux prédictions numériques, mais restent qualitatifs.

Après cette première validation qualitative, un montage expérimental a été réalisé avec un système L2F conçu par Polytec, afin d'apporter des informations quantitatives sur les caractéristiques du volume de focalisation. Le but de cette expérience consiste à mesurer la profondeur de champ et la position moyenne du volume de focalisation et de les comparer à celles prédites par la simulation numérique, ceci pour trois configurations optiques différentes. Pour chacune d'elles, une plaque plane de couleur noire est placée dans la zone de focalisation sur un disque tournant dont l'axe de rotation est perpendiculaire à l'axe X, c'est à dire à l'axe du système optique L2F. La lumière réfléchie par la plaque est captée par un photomultiplicateur et transformée en courant. Le rôle du disque tournant est de moyenner l'état de surface de la plaque plane, de manière à récupérer un signal stable dans le temps. Une mesure du courant est réalisée pour différentes positions axiales de la plaque. L'évolution de l'intensité lumineuse captée par le photomultiplicateur le long de l'axe X, résulte de deux effets : le filtrage spatial induit par les pin-holes (qui reste constant quelque soit la configuration), et la convergence du faisceau laser (deux mêmes éléments de surface situés sur l'axe,

l'un au "point" de focalisation et l'autre non, ne reçoivent pas la même intensité lumineuse). La position moyenne du volume de focalisation est alors associée à la position de la plaque pour laquelle le courant atteint sa valeur maximale I_{max}, et la profondeur de champ est définie comme étant la distance entre les deux points où l'intensité passe sous le seuil I_{max}/e^2.

Les résultats de cette expérience sont tracés sur la figure 27. Le premier assemblage sert de référence, puisque le faisceau laser incident ne traverse aucun verre. Aussi, toutes les valeurs de courant mesurées ont été ramenées au courant maximal obtenu dans ce premier cas. Sur le tracé en trait plein, on note une répartition Gaussienne autour de la position moyenne à x = 0 et une profondeur de champ de 0.8 mm.

Dans le deuxième montage, un verre carter courbe (R_s = 253 mm, e_s = 2.9 mm) est intercalé perpendiculairement à l'axe X, pour une immersion FI de 100 mm. On note tout d'abord que le courant maximal mesuré est environ 6 fois plus petit que celui du cas de référence. Lors d'une acquisition avec un système L2F, cela induit un rapport signal / bruit plus faible. Cette perte de signal est accompagnée d'une augmentation de la profondeur de champ qui est presque doublée puisqu'elle atteint 1.5 mm. La détérioration de la focalisation est de plus mise en évidence par la répartition de l'intensité qui ne ressemble plus à une Gaussienne.

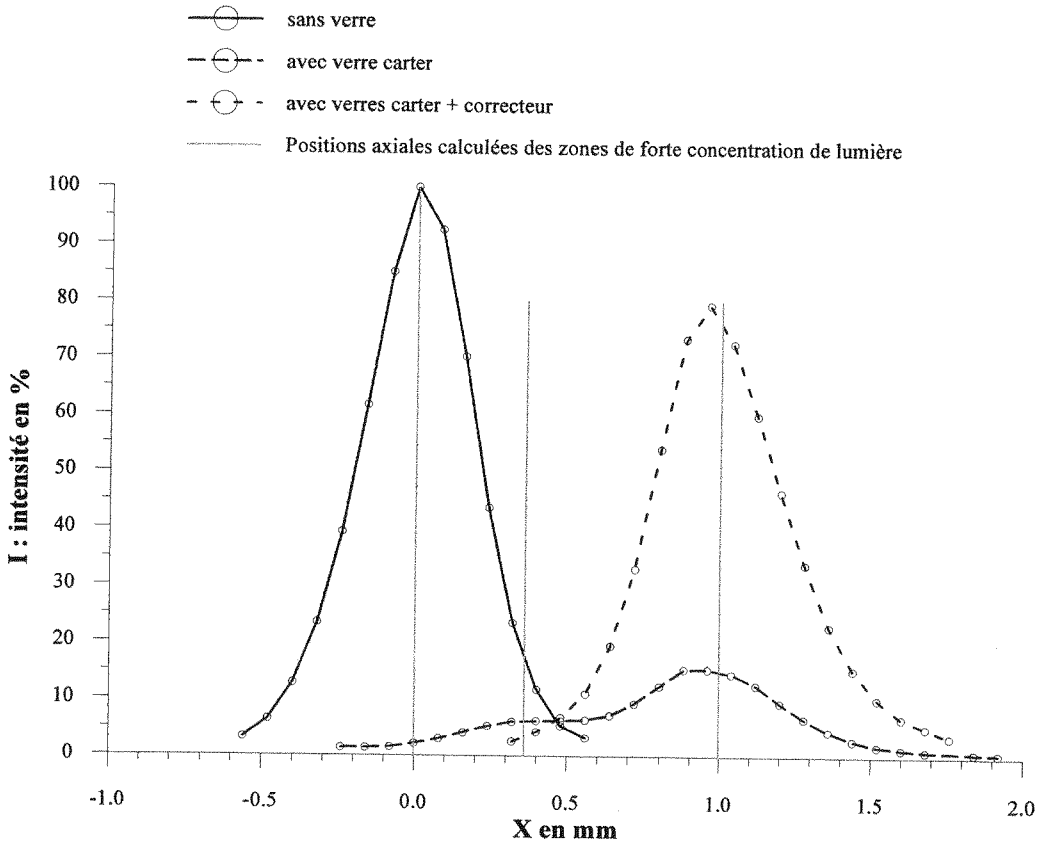


figure 27 : Comparaison de la profondeur de champ du volume de mesure dans trois configurations : sans verre, avec un verre carter courbe et avec le même verre carter plus un verre correcteur.

Le troisième montage est obtenu en rajoutant un verre correcteur courbe à la configuration précédente. Ce verre correcteur (R_c = 470 mm, e_c = 1.9 mm) a été défini par simulation numérique, de même que sa position par rapport au verre carter courbe (perpendiculaire à l'axe du système optique et espacé de 305 mm du verre carter). Dans ce cas, la distribution du courant selon x redevient Gaussienne. Le gain sur l'intensité maximale est remarquable, avec un courant I_{max} qui atteint 80% du courant maximum obtenu dans la configuration de référence. La profondeur de champ vaut 1 mm, ce qui correspond à une augmentation de 20% par rapport au cas de référence. Ce dernier résultat est d'autant plus cohérent, qu'il y a conservation de la puissance lumineuse (l'aire sous-tendue par la courbe d'intensité est la même dans les deux cas).

Les positions des zones de concentration de lumière calculées par la simulation numérique sont représentées sur cette même figure. Le fait d'intercaler des verres entre la lentille du système L2F et le point de mesure, modifie la position moyenne du volume de focalisation. Le décalage de 1 mm obtenu en intercalant un verre courbe et son verre correcteur est bien prédit par le calcul. Il est à noter que dans le cas où le faisceau laser ne traverse qu'un verre courbe sans correction, il apparaît deux zones de concentration de lumière : l'une à 0.36 mm et l'autre à 1 mm. Cette dernière correspond aussi à la position moyenne du volume de focalisation dans le cas avec correction. Ceci est un cas particulier dû au fait que l'expérience se passe dans les conditions de la "solution double" décrite dans le chapitre concernant l'étude analytique de l'erreur de convergence. Il met en évidence le rôle du verre correcteur qui est de ramener la zone de concentration de lumière de x = 0.36 mm à x = 1 mm de manière à ce que les deux zones se confondent pour ne plus former qu'un seul "point".

II.2.6 Conclusion sur l'utilisation de verres courbes pour les accès optiques

L'utilisation de verres courbes pour l'accès optique aux veines d'essais entraîne des distorsions optiques du volume de mesure. L'étude analytique et numérique de ces distorsions optiques a abouti à une méthode de correction originale et peu coûteuse. Son principe consiste à insérer un verre courbe correcteur entre le verre carter et la lentille frontale du système optique. Le modèle analytique, utilisable dans des configurations où l'axe du faisceau laser est normal aux verres, s'est révélé très pratique et précis pour le calcul du rayon et du positionnement du verre correcteur, mais a montré ses limitations pour la détermination de l'épaisseur. Un outil numérique a alors été développé pour optimiser les caractéristiques et le positionnement du verre correcteur dans toutes les configurations. Il a permis de concevoir un montage optique (verre carter - verre correcteur) qui a été testé expérimentalement et a révélé des performances pouvant être meilleures que celles d'un seul verre plan. Cette méthode de correction des distorsions optiques ayant été validée, elle a été utilisée dans la conception des accès optiques du compresseur d'essais.

Chapitre III Configuration expérimentale

Ce chapitre est destiné à décrire la configuration expérimentale de la campagne d'essais effectuée. Il comprend la présentation du banc d'essais, des caractéristiques globales du compresseur étudié et des adaptations faites pour pouvoir accéder à la mesure à l'intérieur de la machine.

III.1 Présentation du banc d'essais

Ce paragraphe est consacré à une description du banc d'essais sur lequel est installé le compresseur. Il présente tout d'abord les chaînes mécanique et aéraulique, puis les moyens de mesure des grandeurs aérothermodynamiques nécessaires au contrôle du banc.

III.1.1 Le site d'essais

Le banc compresseur 2 MW, conçu dès 1975, se trouve au sous-sol du **L**aboratoire de **M**écanique des **F**luides et d'**A**coustique de l'**E**cole **C**entrale de **L**yon. Ce site est composé d'un local d'essais dans lequel est placé le banc et d'un local de mesure qui regroupe les moyens de mesure.

Le banc fonctionne en boucle ouverte et ses caractéristiques globales maxima sont, pour la chaîne mécanique, 2 MW à 17000 tr/mn, et pour la chaîne aéraulique, un débit de 20 kg/s, une pression de sortie de 3.5 bars absolus et une température aval de 150°C.

Un massif béton de 30 tonnes, découplé du sous-sol du laboratoire et posé sur des plots élastiques supporte une plaque rainurée (taque) qui reçoit la chaîne mécanique et le véhicule d'essais (cf. figure 28).

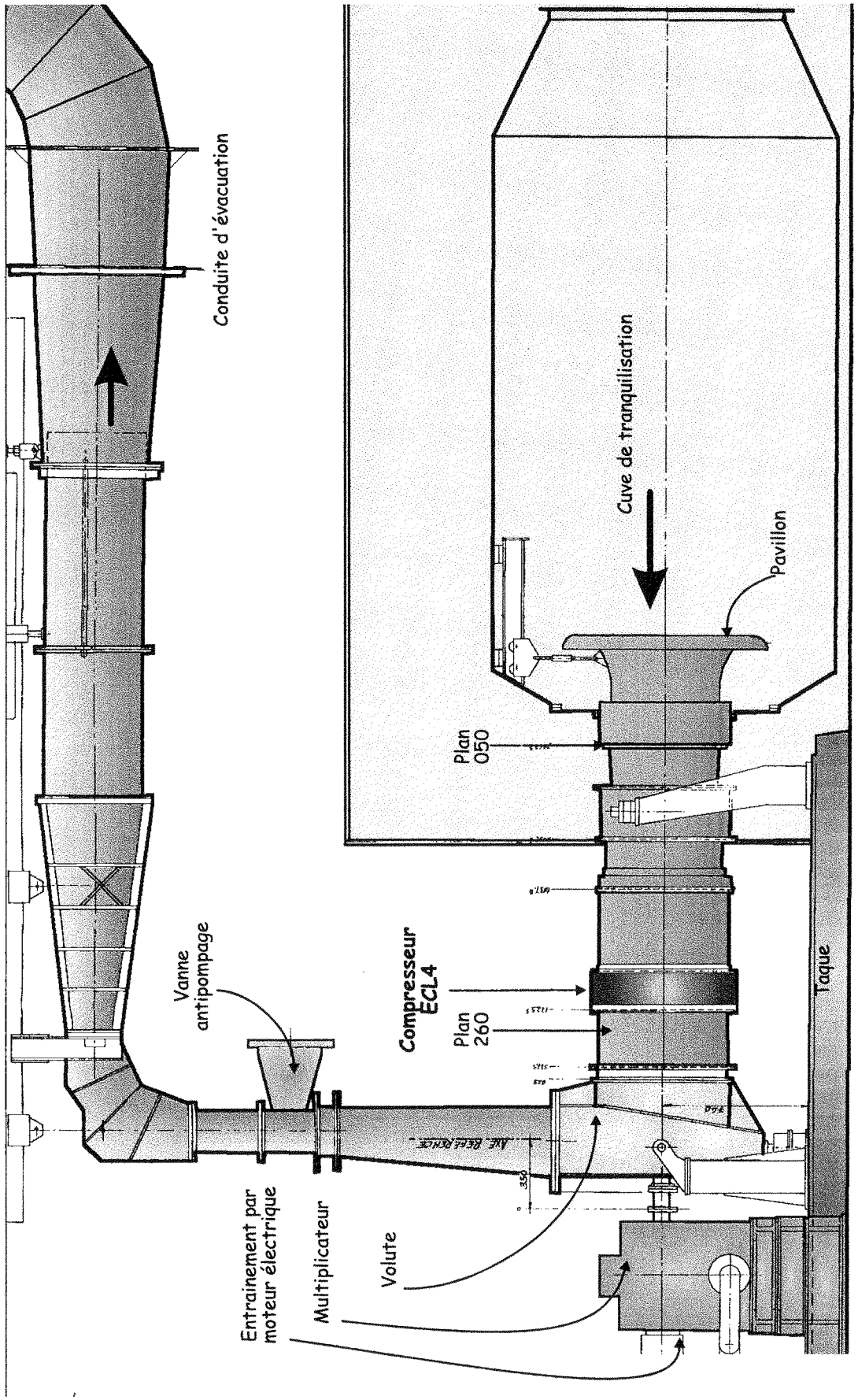


figure 28 : Vue schématique du banc d'essais sur lequel est installé le compresseur d'essais

III.1.2 La chaîne mécanique

Le compresseur est entraîné par un moteur électrique, la vitesse de rotation utile étant ensuite atteinte à l'aide d'un multiplicateur. Ces éléments sont montés sur un même châssis rigide et nécessitent des systèmes annexes qui sont décrits dans ce paragraphe.

III.1.2.1 Moteur

Cet élément doit permettre d'obtenir la puissance mécanique nécessaire et la mise en régime progressive du compresseur. Ces deux impératifs ont conduit à choisir un moteur de type synchrone.

Le produit retenu est de conception Jeumont-Schneider, et il a été construit en 1984. Il est de type AP 90 (synchrone) et peut fournir 2050 kW à 3000 tr/mn pour un courant de 1500 A et une fréquence de 100 Hz. Pour mettre en œuvre cette machine, nous disposons d'une cellule disjoncteur, d'un transformateur 20kV/1500V et d'un ensemble de régulation JIS 1000.

L'appareil peut tourner dans les deux sens de rotation sur simple inversion d'un commutateur et sa ventilation est assurée par un moto-ventilateur asynchrone de 5 kW qui prélève l'air de refroidissement dans le local et évacue l'air chaud vers l'extérieur du site.

Le poste de pilotage à distance permet de définir les vitesses maximale et minimale d'utilisation, les rampes de montée et de descente en régime et la consigne de vitesse de rotation. Des indicateurs des courants de puissance et d'excitation indiquent l'approche du décrochage du moteur et préviennent également d'un dysfonctionnement de régulation. Un voyant d'alarme montre l'approche de conditions anormales.

III.1.2.2 Multiplicateur

Ce composant doit permettre d'obtenir la vitesse de rotation utile au compresseur en passant la puissance mécanique du moteur avec des pertes minimes.

L'appareil choisi est du type ACMI-MAAG GN 32 à arbres parallèles avec un seul train d'engrenages au rapport 5.655 : 1. Ainsi la vitesse de rotation moteur nominale de 3000tr/mn fournit 16 965 tr/mn à l'accouplement du compresseur.

Les paliers et butées sont de type paliers lisses à film d'huile. Ce type de guidage implique une pompe de lubrification attelée en secours et, lors de l'alignement d'arbres en statique, de prendre en compte le déplacement des arbres.

III.1.2.3 Systèmes annexes

Graissage. Le banc est équipé d'une centrale de graissage propre au multiplicateur et d'une réservée à la maquette.

La centrale du multiplicateur, destinée à des paliers lisses, débite 90 l/mn sous 3 bars relatifs. La caisse contient 1000 litres.

La centrale du compresseur, destinée à des paliers à roulements à bille, débite 5.5 l/mn sous 2 bars relatifs. La caisse contient 100 litres. Pour les deux centrales, les réchauffeurs et un échangeur à eau permettent de réguler à 40°C la température du lubrifiant.

Surveillance mécanique dynamique. Lors de la première mise en route du prototype et durant son "déverminage" au banc, des mesures mécaniques sont effectuées par des spécialistes du constructeur. En fonction de leurs résultats, seuls les éléments critiques sont sous surveillance mécanique pendant l'acquisition des mesures aérodynamiques. L'électronique de surveillance installée comprend 6 ponts de charge destinés aux jauges de contraintes piézo-électriques d'aubages mobiles et aux accéléromètres de paliers, et 4 ponts de résistances pour les jauges résistives d'aubages fixes.

Chaque palier, du modèle comme du multiplicateur, ainsi que les butées de ce dernier, sont munis de thermocouples de surveillance.

III.1.3 La chaîne aéraulique

Le banc d'essais fonctionne en circuit ouvert. La maquette se trouve placée entre un circuit d'aspiration et un circuit de refoulement. D'autre part, le site est équipé de moyens de mesures stationnaires donnant accès aux caractéristiques aérodynamiques globales du modèle.

III.1.3.1 Circuit d'aspiration

Deux bouches d'entrée, situées à 10 m du sol et grillagées pour protéger des oiseaux et des feuilles d'arbres, mettent en liaison l'extérieur et une cheminée d'aspiration. Avant d'arriver au site d'essais, vers le caisson d'aspiration, l'air traverse un filtre en tissus média et une batterie de silencieux en laine de roche.

Le caisson, de section 10 fois plus grande que celle de la manche d'entrée modèle, a deux fonctions. Son rôle principal est de filtrer et homogénéiser l'écoulement au moyen de 4 rangées de grillages à mailles de taille variable et d'un "coupe-frite" en nid d'abeille. Son second rôle est de rendre possible la mise en dépression de l'aspiration afin de réduire la puissance mécanique à fournir. Ceci est obtenu par un système à guillotine pilotable à distance, sachant que la cuve ne

supporte pas de dépression inférieure à 0.5 bar absolu. Un pavillon d'aspiration, étanché par un joint gonflable, assure la liaison avec la manche d'entrée du modèle.

Dans le local d'essais, une cloison amovible sépare la cuve du reste de l'installation afin que l'air ambiant du local ne vienne pas se mélanger à l'air extérieur, induisant par là des inhomogénéités thermiques.

III.1.3.2 Circuit de refoulement

L'aval de la maquette est muni d'une volute de section rectangulaire. Une conduite de sortie, subdivisée en trois canaux étanches entre eux, assure l'interface entre elle et le circuit de refoulement.

Ce circuit débute par la manchette "anti-pompage" constituée d'une conduite en trois compartiments débouchants sur la vanne d'urgence. Chaque compartiment peut être obturé ce qui permet, soit de limiter la section d'ouverture en évitant des phénomènes de flottements à grand débit, soit d'accueillir des machines à section de sortie réduite. La vanne d'urgence quant à elle peut être ouverte immédiatement lorsque la machine s'approche des conditions de pompage, évitant ainsi à l'installation de supporter des vibrations de très grande amplitude à basse fréquence.

Le registre est lui aussi compartimenté en trois canaux dont chacun est équipé d'une paire de volets pour le réglage du point de fonctionnement. Là encore, la compartimentation permet de conserver l'efficacité du vannage pour des modèles à faible section de sortie.

Une manchette de dilatation est placée ensuite pour découpler la suite de la conduite des vibrations du compresseur.

La conduite suspendue au plafond du banc, ajustable et mobile, puis des conduits coudés, permettent la remontée en surface. On trouve alors un tube de venturi normalisé de mesure de débit puis une conduite droite de 4 m qui amène au silencieux d'évacuation. La totalité des conduites en surface est traitée phoniquement.

III.1.3.3 Mesures aérodynamiques stationnaires globales

Afin d'assurer le contrôle quasi-permanent du point de fonctionnement de la machine au cours d'une acquisition de données, le banc est équipé de 100 thermocouples type K (Chromel-Alumel), de 144 mesures de pression relative sur distributeur rotatif type scannivalve (1 capteur indépendant pour 48 voies), de 32 mesures de pression relative à un capteur par voie (type Zoc 16 à même échelle pour 16 voies), et 6 capteurs de pression relative de diverses gammes indépendants. Toutes les acquisitions sont gérées par le calculateur de pilotage qui commande outre le scannivalve, les Zoc 16 et les porte-sondes, deux scanners (120 voies) et lit la tension de sortie sur un micro voltmètre. Cette instrumentation est utilisée pour mesurer les grandeurs aérodynamiques stationnaires globales présentées ci-dessous :

Mesure du débit. La mesure de débit se fait à la fin du circuit de refoulement par un venturi interchangeable, soit de 460 mm de diamètre au col permettant des mesures comprises entre 10 et 20 kg/s, soit de 350 mm de diamètre pour les débits inférieurs à 10 kg/s. Ces organes sont équipés de deux couronnes de 4 prises de pressions statiques, au col et dans un plan amont, avec en plus dans ce dernier plan, un Khiel de pression d'arrêt et une sonde de température d'arrêt. L'expérience a montré que la mesure du débit avec un tel dispositif était donnée à ±1%.

Mesure de la vitesse de rotation. Une mesure de vitesse de rotation N est faite en sortie du multiplicateur, par roue dentée (type roue à chaîne) et capteur inductif. Tout l'ensemble assurant la rotation de l'arbre de la maquette permet un contrôle de la vitesse de rotation instantanée à 0.05% près et à moins de 0.1% sur une durée de 5 minutes.

Mesures de la pression et de la température. Les mesures de température sont obtenues à l'aide de thermocouples et nécessitent une correction dynamique qui est fonction du nombre de Mach. La valeur du nombre de Mach est calculée à l'aide d'une valeur de la pression statique et de la pression totale.

La température d'aspiration est donnée par une seule prise de température totale dans le plan 050 juste en aval du pavillon . Il est à noter que ce plan est aussi équipé d'une couronne de 10 pressions statiques et d'une prise de pression totale, qui outre le fait de servir à la correction dynamique du thermocouple, permettent d'obtenir la valeur de la pression à l'amont du compresseur.

L'obtention de la température et de la pression à l'aval du compresseur est fournie, au plan 260, par une couronne de peignes combinés P_{totale} - T_{totale} (50 mesures) et 5 prises de pression statique au moyeu et au carter.

Les mesures de température sont obtenues avec une précision de ±0.1 degré et celles de pression à ±1%.

En résumé, le pilote dispose d'une température totale et d'une pression totale à l'amont et à l'aval du compresseur, respectivement nommées : T_{t0}, T_{t1}, P_{t0} et P_{t1}. Ces mesures lui permettent de calculer les grandeurs nécessaires au contrôle du point de fonctionnement. Pour limiter l'influence des conditions climatiques changeantes et pour pouvoir comparer les résultats obtenus lors de différentes expériences avec d'autre types de mesures ou des résultats de calculs, les conditions de fonctionnement du compresseur (vitesse de rotation, débit massique et taux de compression) sont ramenées à des conditions d'utilisation de référence (P_{ref} = 101325 Pa et T_{ref} = 288.15°K, N_{ref} = vitesse de rotation de référence), qui pour nos mesures, correspondent au point de fonctionnement nominal. Les corrections pour assurer la constance du point de fonctionnement tiennent compte des variations de pression et de température, mais pas du niveau d'hygrométrie de l'air.

Vitesse de rotation :

$$N = N_{ref} \cdot \sqrt{\frac{T_{t0}}{T_{ref}}} \tag{III.1}$$

Débit :

$$\dot{m} = \dot{m}_{mes} \frac{\sqrt{T_{t0}}}{P_{t0}} \cdot \frac{P_{ref}}{\sqrt{T_{ref}}} \tag{III.2}$$

Taux de compression :

$$\Pi = \frac{P_{t1}}{P_{t0}} \tag{III.3}$$

Rendement isentropique :

$$\eta_{is} = \frac{\Pi^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} - 1}{\frac{T_{t1}}{T_{t0}} - 1} \tag{III.4}$$

III.2 Présentation du compresseur d'essais

Le compresseur axial transsonique ECL4 a été conçu et réalisé par la SNECMA au début des année 90 comme représentatif d'un premier étage de compresseur à fort taux de compression avec des vitesses périphériques modérées. Il fait l'objet d'études menées en commun par la SNECMA et le Laboratoire de Mécanique des Fluides et d'Acoustique de l'Ecole Centrale de Lyon. Cette machine est un **compresseur de démonstration**, c'est à dire une machine sur laquelle seront effectués des essais visant à valider un savoir faire technique pour une application directe sur un moteur, mais aussi un **compresseur d'étude**, destiné à l'acquisition de mesures précises et détaillées pour la compréhension des phénomènes physiques et la validation de méthodes de prédiction des écoulements. Il s'agit d'un compresseur mono-étage avec une roue directrice d'entrée (RDE) possédant des aubes légèrement cambrées à calage variable, permettant de changer les conditions d'alimentation de la roue mobile, et qui, au point de fonctionnement nominal, induisent une contre-rotation de l'écoulement (sens inverse de la rotation de la roue mobile). La roue mobile et le redresseur (stator également à calage variable) subissent une très forte charge aérodynamique, principalement due aux ondes de chocs qui y sont présentes sur presque toute la hauteur de veine (Escuret et al. [32], Liamis et al [49], Oliveira [55], Tsanga [79]). La figure 29 présente une vue méridienne schématisée du compresseur ECL4.

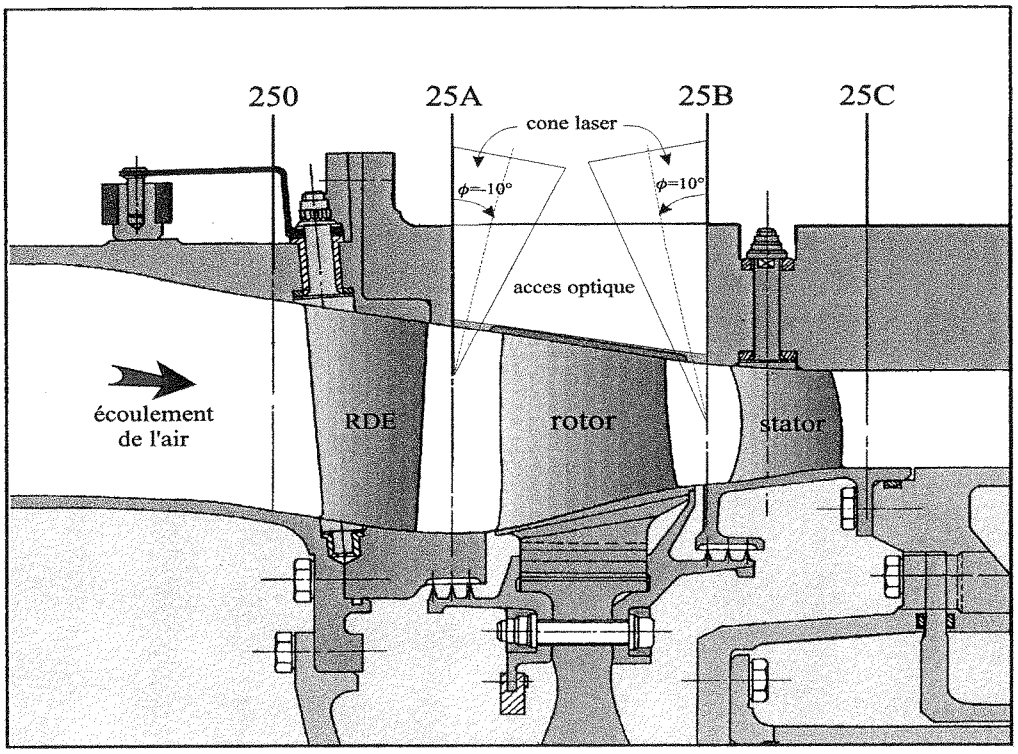


figure 29 : Vue méridienne schématisée de la veine du compresseur ECL4.

De manière à pouvoir situer les caractéristiques globales du compresseur ECL4 (au point de rendement maximum de l'iso-vitesse nominale et aux conditions normales de pression et de température) parmi celles des machines existantes, une représentation adimensionnelle des performances est souhaitable.

Par application du théorème de Buckingham, le taux de pression totale réalisé par le compresseur est exprimé sous forme d'une fonction de groupements adimensionnels représentatifs de la machine et du gaz qui la traverse. Pour une géométrie donnée, le taux de pression est fonction d'un paramètre de débit massique, d'une vitesse adimensionnée, du rapport des chaleurs spécifiques et du nombre de Reynolds (Lakshminarayana [46]). Ainsi d'une manière formelle, on a :

$$\frac{P_{t1}}{P_{t0}} = f\left(\frac{\dot{m}\sqrt{rT_{t0}}}{P_{t0}D^2}, \frac{ND}{\sqrt{\gamma r T_{t0}}}, \gamma, \frac{ND^2}{\nu} \right) \qquad \text{(III.5)}$$

Dans le cas de l'ECL4, il vient :

$$\frac{P_{t1}}{P_{t0}} \approx 2.2 \qquad \frac{\dot{m}\sqrt{rT_{t0}}}{P_{t0}D^2} \approx 0.21 \qquad \frac{ND}{\sqrt{\gamma r T_{t0}}} \approx 0.36 \qquad \frac{ND^2}{\nu} \approx 3.10^6 \qquad \text{(III.6)}$$

$$\gamma = 1.4$$

III.3 Zones de la roue mobile inaccessibles à la mesure

L'utilisation d'un moyen de mesure non-intrusif tel que l'anémomètre L2F rend possible l'acquisition de données dans une roue mobile. Cependant il existe des zones où la mesure reste impossible du fait de l'interaction entre le faisceau laser et les pales du rotor. Les problèmes de masque et de réflexions du faisceau laser sur les aubages en sont les principales causes. La prédiction de ces zones particulières est indispensable car elle intervient à deux niveaux.

Tout d'abord, elle est nécessaire dans une phase précédant les mesures afin de déterminer les conditions expérimentales optimales, qu'il s'agissent du choix de l'emplacement des hublots d'accès, de l'orientation du système optique ou du découpage circonférentiel du pas inter-aubes.

Dans un second temps, elle intervient dans le post-traitement des données, car elle permet d'effectuer un recalage azimutal de toutes les informations acquises en synchronisation avec le passage des pales.

III.3.1 Prédiction des zones masquées

La notion de masque est introduite pour qualifier la zone aubée dans laquelle la mesure est irréalisable pour des raisons purement géométriques liées à l'épaisseur des aubes, à leur vrillage et à leur inclinaison par rapport à l'axe du faisceau laser qui a une forme conique. Ces effets sont illustrés sur la figure 30.

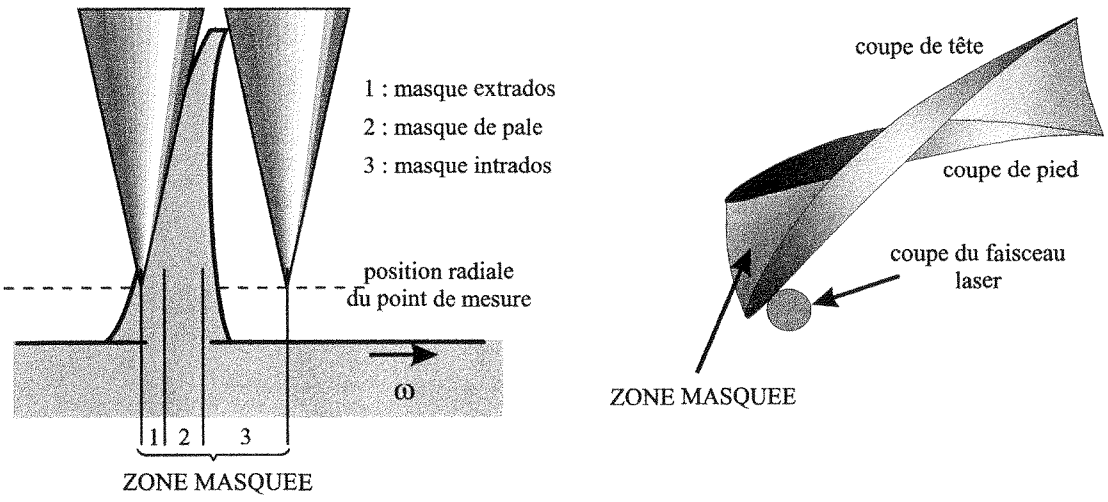


figure 30 : Mise en évidence des zones de masque générées par la géométrie des aubages et par la nature conique du faisceau laser.

La procédure permettant de déterminer les zones masquées du passage inter aubes repose en premier lieu sur l'approximation selon laquelle les deux faisceaux laser incidents peuvent être

modélisés par un cône unique dont l'angle au sommet équivaut à l'angle d'un seul des deux cônes et dont l'axe est celui du système optique. Cette hypothèse a déjà été introduite pour l'étude des distorsions optiques du faisceaux laser lors de son passage à travers un verre courbe et se justifie par la très faible distance δ séparant les deux spots.

Sous cette hypothèse, le principe général du calcul consiste à déterminer les positions azimutales de tangence du faisceau laser avec l'intrados (face en pression) et l'extrados (face en dépression) de la pale. La plage circonférentielle entre ces deux positions critiques correspond à la zone masquée où la mesure est géométriquement impossible. Comme évoqué sur la figure 30, il peut être distingué 3 types de masques dont la somme conduit au masque total : le masque de pale, égal à l'épaisseur tangentielle de l'aube, et les masques intrados et extrados qui résultent de l'écart circonférentiel entre l'intrados de l'aube (respectivement l'extrados) et le sommet du cône laser lorsque ce cône est tangent à l'aube.

L'étendue du masque dépend ainsi de la géométrie des aubes, de l'orientation du faisceau laser et de la position du point de mesure. La géométrie des aubes est connue par leurs coordonnées (m, θ) en i coupes aube à aube. L'équation de l'axe du cône laser est définie par les deux angles d'Euler ϕ_f et η_f (figure 31) et la position du point de mesure.

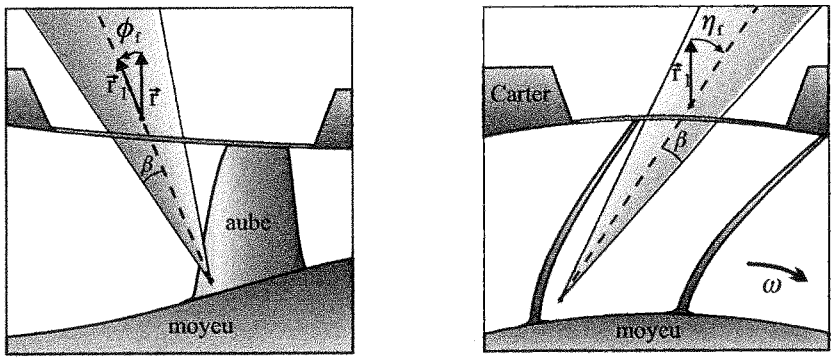


figure 31 : Définition des angles d'Euler ϕ_f et η_f de l'orientation du faisceau laser.

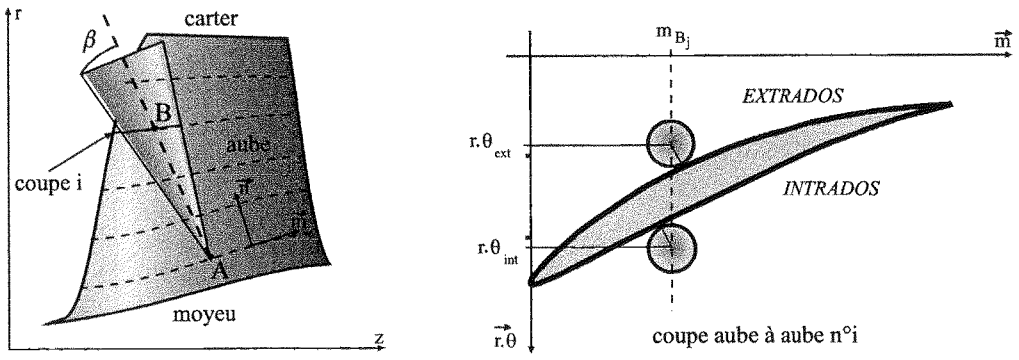


figure 32 : Schéma illustrant le calcul des zones masquées dans les plans (r,z) et (m,θ).

Pour un point de mesure donné A, l'intersection du cône avec un plan tangent à une surface aube à aube est une ellipse de centre B, dont les dimensions dépendent de la distance AB du point de mesure à la coupe considérée et du demi l'angle au sommet du cône β (cf. figure 32). Pour toute coupe comprise entre le carter et la coupe comprenant le point A, la coordonnée circonférentielle $(r.\theta)_B$ de l'axe du cône, pour laquelle l'ellipse est tangente à la surface de l'aubage, est calculée pour l'extrados $(r.\theta)_{Bext}$ et pour l'intrados $(r.\theta)_{Bint}$ de l'aubage. Pour ce point de mesure, la zone masquée sera ainsi comprise entre la plus petite valeur $(r.\theta)_{Bext}$ à l'extrados et la plus grande valeur $(r.\theta)_{Bint}$ à l'intrados.

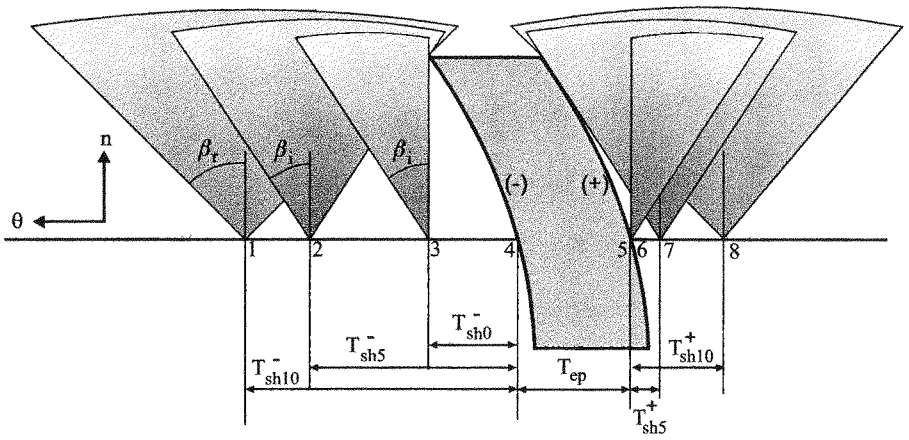


figure 33 : Définition des zones masquées (pour différents cônes considérés).

Comme l'aubage est en rotation, toute position azimutale peut être indifféremment repérée par un laps de temps ou un pourcentage de pas inter aubes. Le schéma de la figure 33 représente les temps associés aux zones masquées pour différentes configurations. A gauche du point 1, le cône incident ($\beta_i = 5°$) n'est pas occulté par l'aubage et la totalité de la lumière réfléchie dans le cône ($\beta_r = 10°$) est collectée par les photomultiplicateurs. Entre les points 1 et 2, le cône de lumière incident n'est toujours pas occulté, mais une partie de la lumière réfléchie n'arrive pas aux photomultiplicateurs. A partir du point 2 le faisceau laser incident est en partie occulté et, jusqu'au point 3, au moins la moitié des cônes de lumière incidente et réfléchie n'est pas "coupée" par l'aubage. L'expérience prouve que la mesure reste possible jusqu'à ce point 3, c'est à dire, tant qu'au moins la moitié du cône incident reste intègre. Dans ce qui suit, nous emploierons alors les notations suivantes :

T^-_{sh10} : temps écoulé entre le point 4 (passage de la face en dépression) et le point 1 (correspondant au début de la zone masquée à l'extrados pour le cône réfléchi entier).

T^-_{sh5} : temps écoulé entre le point 4 (passage de la face en dépression) et le point 2 (correspondant au début de la zone masquée à l'extrados pour le cône incident entier).

T^-_{sh0} : temps écoulé entre le point 4 (passage de la face en dépression) et le point 3 (correspondant au début de la zone masquée à l'extrados pour un demi cône de lumière incidente et réfléchie. On peut remarquer que les résultats obtenus avec un cône d'angle au

sommet nul ($\beta = 0$), c'est à dire en ne considérant que l'axe du cône, sont les mêmes que pour le demi cône. Ceci explique la notation 0 pour 0°).

Tous ces temps sont exprimés en pourcentage de la période de passage des aubes.

Ainsi pour la face extrados de l'aubage, la zone de masque minimal sera égale à T^-_{sh0}, mais des difficultés lors de l'acquisition des données sont prévisible dès T^-_{sh10}.

Pour le coté de la face de l'aubage en pression (intrados), une démarche analogue peut être menée en remplaçant les points 1,2,3 et 4 par respectivement 8,7,6 et 5. Les temps correspondant sont alors notés : T^+_{sh10}, T^+_{sh5}, T^+_{sh0}. Dans le cas particulier de cette figure, il faut noter que les points 5 et 6 sont confondus. Ainsi le temps T^+_{sh0} est nul.

Une analyse très complète sur les zones masquées d'une roue mobile a été réalisée et programmée par F. Decant [24]. Dans ce programme a été rajoutée une extension au calcul du masque engendré par un anémomètre L2F-3D (constitué de deux systèmes optiques L2F-2D) avec une roue de type axial ou centrifuge. Le choix de la valeur du demi angle au sommet du cône reste libre et permet ainsi de calculer les masques des différentes configurations citées précédemment. De plus, une attention particulière a été portée sur la compatibilité des informations obtenues par tous les logiciels développés au laboratoire pour l'aide à l'acquisition de données par anémométrie laser. Couplé au programme du calcul des distorsions optiques du faisceau laser à la traversée de verres courbes et au programme d'acquisition, il constitue un outil puissant capable d'optimiser, rapidement et juste avant la mesure, l'orientation de la tête optique et le réglage des paramètres concernant le découpage azimutal du pas inter aubes (c.f. paragraphe III.3.4 Discrétisation azimutale).

Des calculs des zones masquées de la roue mobile du compresseur d'essais ont été réalisés pour différentes positions méridiennes de l'axe de visée, représentées sur la figure 34.

Sur la figure 35 sont présentés les résultats des calculs des zones masquées provenant de l'interaction géométrique des aubages du rotor et de l'axe de visée du faisceau laser. Ceci correspond aux calculs des zones associées au temps T_{sh0} (T^-_{sh0} sur l'extrados et T^+_{sh0} sur l'intrados). Pour chaque position axiale, les évolutions des masques intrados, extrados, de pale et total, exprimés en pourcentage du pas inter-aubes, sont tracées en fonction de la hauteur de veine. La différence entre le masque total et le masque de pale, appelée *zone ombrée*, représente la portion de l'espace entre les deux surfaces d'aubes adjacentes dans laquelle aucune mesure ne pourra être effectuée.

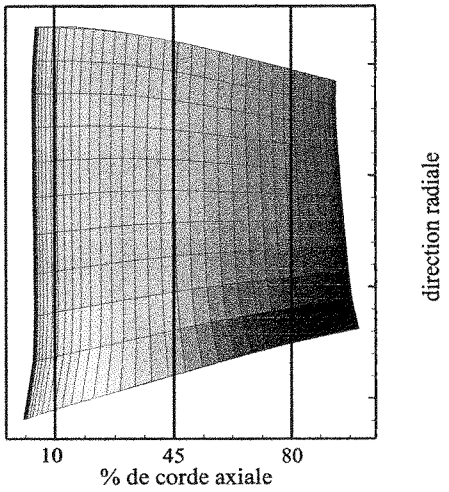


figure 34 : Position des 3 axes le long desquels ont été réalisés les calculs des zones masquées.

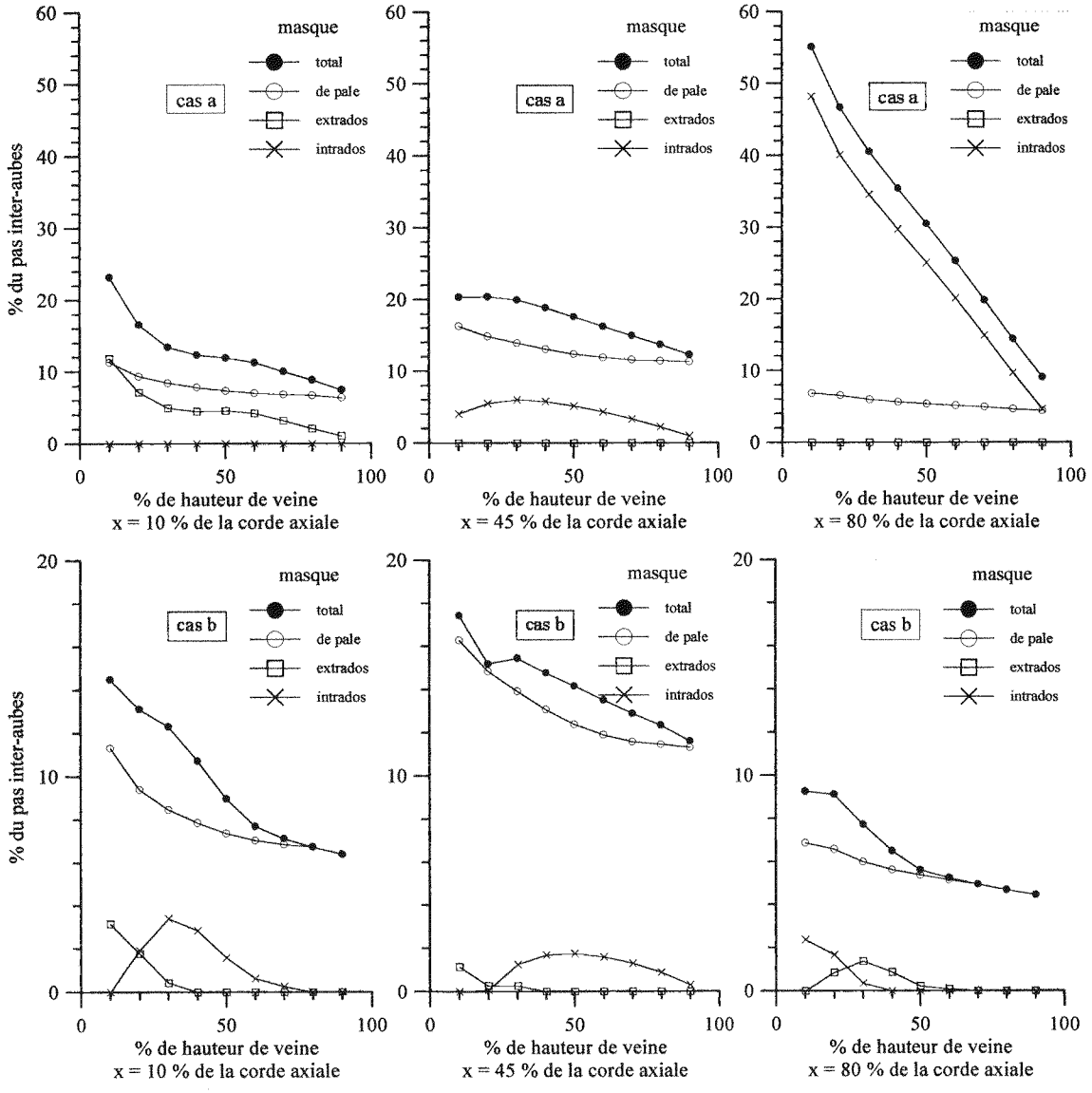


figure 35 : Résultats de calculs des zones masquées de la roue mobile du compresseur d'essais (cas a : sans optimisation, cas b : avec optimisation).

Les résultats de la figure 35 (cas a) ont été obtenus avec un axe de visée ayant une orientation radiale ($\phi_f = 0$, $\eta_f = 0$). Si, au voisinage du bord d'attaque (x = 10 %) et du centre d'empilage (x = 45 %), les *zones ombrées* restent inférieures à un dixième du pas inter-aubes, celles-ci augmentent considérablement au voisinage du bord de fuite (x = 85 %) pour ne permettre l'exploration que de la moitié du pas, côté moyeu.

Pour diminuer la taille des *zones ombrées*, on peut effectuer une optimisation de l'angle de visée η_f. Pour les mêmes trois positions axiales, l'angle η_f a été optimisé pour un point de mesure localisé à proximité du moyeu, où les résultats précédents ont montré les *zones ombrées* les plus importantes. Ces nouvelles orientations du faisceau laser ont été conservées du moyeu au carter ($\eta_f = 4°$ pour x = 10 %, $\eta_f = -2°$ pour x = 45 %, $\eta_f = -17°$ pour x = 80 %) et conduisent à des tailles des *zones ombrées* ne dépassant pas 4% du pas inter-aubes (cf. figure 35 cas b).

III.3.2 Etude des réflexions de lumière laser par la surface des aubes

Sur les problèmes des zones masquées d'une roue mobile viennent se superposer d'autres problèmes, liés à la réflexion de la lumière laser par la surface des aubes, qui génère d'autres zones où l'acquisition de données est impossible. La figure 36 représente l'exemple de plusieurs interactions entre le faisceau laser et un aubage d'une roue mobile. La partie supérieure de la figure a déjà été évoquée et traite des zones masquées. Les parties centrale et inférieure concernent les réflexions de lumière sur la surface de l'aubage. Deux cas sont envisagés : soit la tête de l'aubage est en dehors de la profondeur de champ du volume de mesure (cas a), soit elle est à l'intérieur (cas b).

Dans le premier cas (a), l'amplitude du signal atteint son maximum quand la partie du volume de mesure où l'intensité lumineuse est la plus intense est située sur l'aubage (point 5), puis décroît de chaque côté jusqu'à s'annuler quand la surface de l'aubage réfléchissant la lumière n'est plus dans la profondeur de champ du volume de mesure (points 9 et 10). L'évolution du signal électrique se présente sous la forme d'une courbe Gaussienne dissymétrique de largeur T_{oc} dont l'amplitude maximale est localisé à $x.T_{oc}$ ($0 \leq x \leq 1$). La largeur T_{oc} dépend de la quantité de lumière réfléchie par l'aubage qui est fonction de l'orientation de l'aubage, de son état de surface,... La valeur de x est déterminée expérimentalement car elle dépend de l'évolution de la pente de l'aubage dans le plan azimutal mais surtout de la dissymétrie de la profondeur de champ du volume de mesure par rapport au point où la concentration de lumière est la plus intense. Avec notre système optique, la valeur de x est d'environ 0.7.

Dans le second cas (b), la distribution du signal révèle deux bosses. La première bosse située à droite a la même origine que celle du cas précédent et la seconde provient de la réflexion de la lumière incidente par la tête de l'aubage et disparaît donc au point 2.

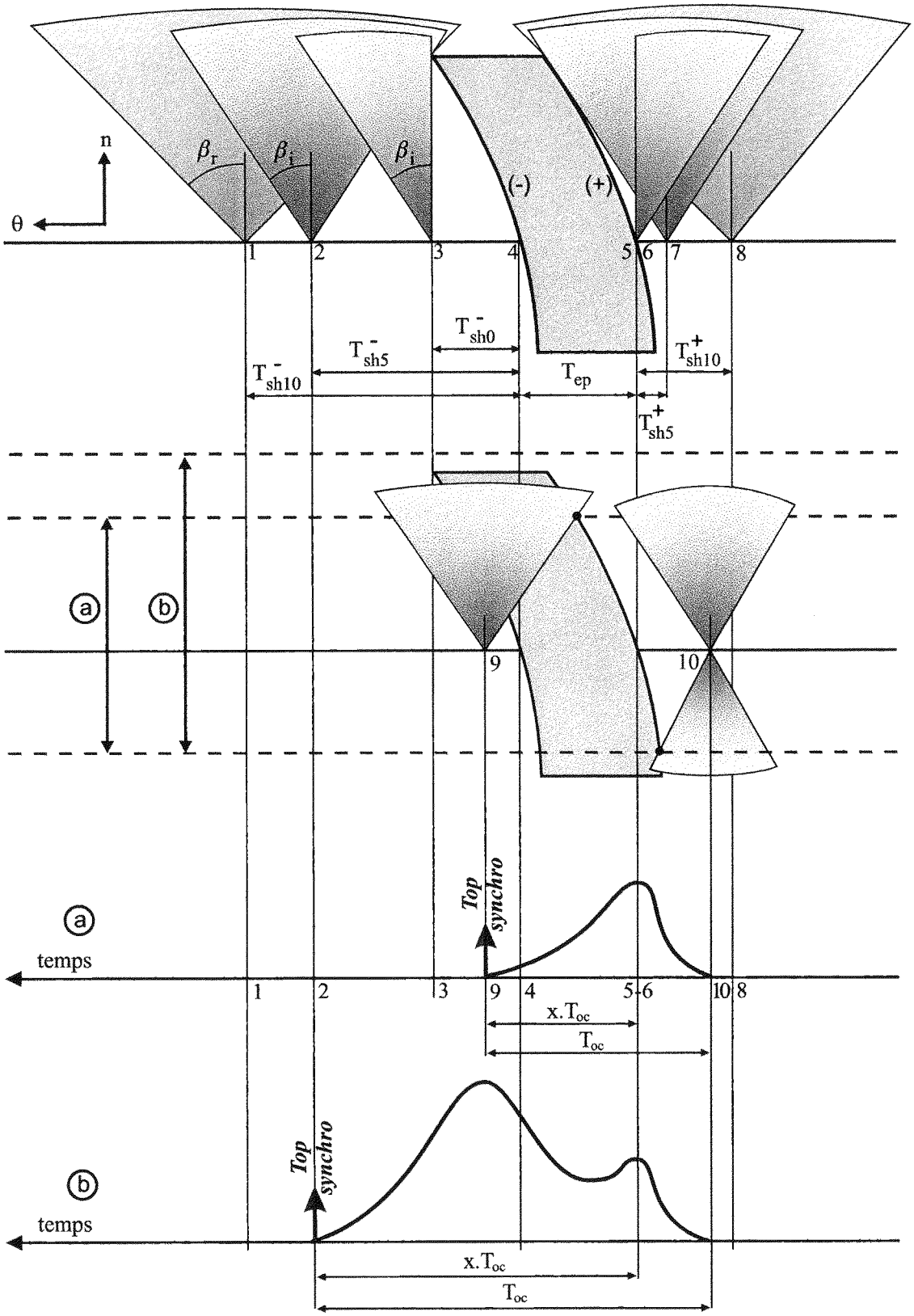


figure 36 : Schéma explicatif des zones inaccessibles à la mesure – combinaison des zones masquées et des réflexions du faisceau laser par la surface de l'aubage.

Lors d'une acquisition dans une roue mobile, la lumière laser doit être éteinte pendant le temps T_{oc} (*Temps d'occultation*), afin de ne pas saturer les photomultiplicateurs. Pour ce faire, le signal d'occultation pilotant la cellule de Pockell est mis en forme (cf. figure 5 à la page 31) de manière à ajuster sa largeur L telle que L = Toc et son retard R tel que son front de descente coïncide avec le point 9 (cas a) ou avec le point 2 (cas b). Ce front de descente est utilisé comme remise à zéro (*Top* de synchronisation) de la partie secondaire du compteur double.

III.3.3 Repérage azimutal des informations acquises

III.3.3.1 Informations acquises dans la roue mobile

Le temps Δt écoulé entre le *Top* de synchronisation et le passage d'une particule devant le spot *Start* permet de connaître la position azimutale de la particule. Pour recaler cette particule par rapport à la face en dépression de l'aube, il est nécessaire d'avoir accès au décalage entre cette face (point 4) et le *Top* de synchronisation. Dans chacun des cas a et b, ce décalage est donné par ($x.T_{oc} - T_{ep}$) exprimé en pourcentage du pas inter-aube, où T_{ep} est l'intervalle de temps correspondant au masque de pale. En notant ΔT_{top}, l'intervalle de temps entre deux *Tops* de synchronisation, la position azimutale (repérée par rapport à la face en dépression de l'aube) de toute information acquise peut être exprimée en pourcentage du pas inter-aubes par :

$$\theta = \frac{\Delta t}{\Delta T_{top}} + x \cdot T_{oc} - T_{ep} \qquad \text{(III.7)}$$

III.3.3.2 Informations acquises en dehors de la roue mobile

Lorsque des mesures synchronisées sont effectuées en dehors du rotor, il est nécessaire d'avoir une référence en temps, commune à tous les points de mesure, qui soit liée au repère mobile. Cette référence peut être choisie comme étant le passage du bord d'attaque des aubes du rotor à une position radiale et circonférentielle donnée. La position temporelle du *Top* de synchronisation est alors ajustée pour correspondre à la référence choisie. De cette manière, il est possible de repérer les évolutions temporelles de l'écoulement par rapport au défilement des aubes de la roue mobile.

III.3.4 Discrétisation azimutale

La discrétisation azimutale consiste à découper le pas inter-aubes en un certain nombre d'intervalles (appelés azimuts), de largeurs indépendantes les unes des autres. A toute donnée acquise dans un azimut sera associée comme position azimutale la valeur du milieu de l'azimut. La

valeur du champ mesuré est donc moyennée sur chaque azimut. Le découpage de l'espace inter-aubes est optimisé afin d'adapter la résolution spatiale à la nature de l'écoulement et de tenir compte de la prédiction des zones inaccessibles à la mesures.

Dans le cas de mesures réalisées loin du carter (cas a), le temps pendant lequel aucune mesure ne pourra être acquise depuis le *Top* de synchronisation, côté face en dépression, est théoriquement compris entre les points 9 et 1. Il a été vu dans le chapitre traitant des masques, qu'en pratique il est possible d'acquérir des données dès le point 3 si, comme sur l'exemple de la figure 36, l'ordre des points est 9-3-1 (cet ordre des points dépend de la géométrie de l'aubage et de la profondeur de champ du volume de mesure). En se référant à la configuration schématisée sur cette même figure, le temps T_{no}^{-}, associé à la zone inaccessible à la mesure depuis le *Top* de synchronisation, est ainsi encadré par :

$$T_{sh0}^{-} - x \cdot T_{oc} + T_{ep} \leq T_{no}^{-} \leq T_{sh10}^{-} - x \cdot T_{oc} + T_{ep} \tag{III.8}$$

De manière analogue, si le point de mesure est proche du carter (cas b), toujours côté face en dépression, le temps T_{no}^{-} est donnée par :

$$0 \leq T_{no}^{-} \leq T_{sh10}^{-} - T_{sh5}^{-} \tag{III.9}$$

Côté face en pression et dans les deux cas a et b, le temps T_{no}^{+} est égal au temps d'occultation.

$$T_{no}^{+} = T_{oc} \tag{III.10}$$

La connaissance des étendues des zones de masque permet d'optimiser le découpage azimutal du pas inter-aubes, de manière à ce que le premier intervalle soit de largeur égale à la zone inaccessible à la mesure du côté de la face en dépression, et le dernier intervalle, de largeur égale à la zone inaccessible à la mesure du côté de la face en pression. Les largeurs des intervalles intermédiaires sont ajustées en fonction de l'écoulement et résultent d'un compromis entre une bonne résolution spatiale (raffinement dans les zones à fort gradient) et des temps d'acquisition raisonnables.

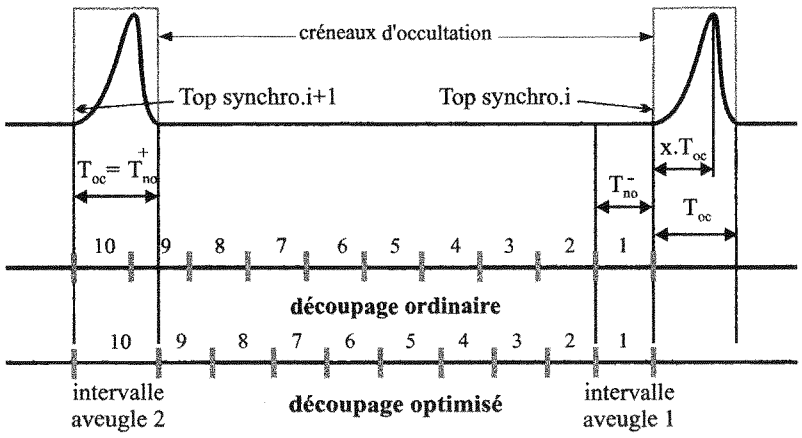


figure 37 : Optimisation du découpage azimutal.

La figure 37 illustre une telle procédure d'optimisation du découpage azimutal pour une discrétisation du pas inter-aubes de la roue mobile en 10 intervalles. Remarquons que, dans ce cas comme dans celui de la figure 36, il n'y a pas de zone masquée sur le coté de la face en pression. Supposons que le temps d'occultation et celui correspondant à la zone masquée du côté de la face en dépression correspondent respectivement à 15% et 10% du pas inter-aubes. Le 1er azimut est alors totalement compris dans la zone inaccessible à la mesure coté face en dépression et le 10ème azimut est complètement occulté. De ce fait, aucune donnée n'y sera acquise. D'autre part, les informations acquises dans le 9ème azimut, partiellement occulté, ne proviendront que des particules positionnées dans la première moitié de cet azimut. La valeur moyenne des informations sera affectée au milieu de l'intervalle (soit à 85% du pas), alors qu'elle devrait l'être au quart de cet intervalle (soit à 82.5%) ; ceci conduit à un repérage azimutal erroné des informations. De plus, la "restriction de largeur" de cet azimut, conduisant à une réduction du flux de particules captées dans l'azimut, entraîne une augmentation des temps d'acquisition. Par ailleurs, il est important de remarquer que le temps d'acquisition peut même tendre vers l'infini si l'on impose l'acquisition de ne serait-ce qu'une donnée dans un intervalle où toute mesure est impossible (exemple : azimut 1)...

Une meilleure solution consiste donc en un découpage optimisé du pas inter-aubes en 8 intervalles "efficaces" (dans lesquels les données seront pleinement accessibles) et 2 intervalles dits "aveugles" dans lesquels aucune information ne sera recherchée. Les 8 intervalles efficaces pourront être de largeurs variables, en fonction de la structure de l'écoulement.

III.3.5 Conclusion sur l'étude des zones inaccessibles à la mesure

Cette étude sur les zones inaccessibles à la mesure dans une roue mobile de turbomachine a permis de présenter les problèmes des zones masquées et des réflexions du faisceau laser sur les aubages.

Elle a conduit au développement d'un programme permettant de minimiser les zones masquées en optimisant l'orientation de la tête optique. Couplé aux programmes d'acquisition et de traitement des distorsions optiques du faisceau laser, il constitue un outil complet pour l'acquisition de données avec une technique L2F. Les calculs effectués sur le rotor du compresseur d'essais ont permis de définir la plage [–5°,+17°] de l'angle η_f de la tête optique dans le plan azimutal, pour minimiser les zones d'ombre. Elles ne dépassent ainsi pas plus de 4% du pas inter-aubes contre 50% sans optimisation.

La prise en compte des effets de masques et de ceux dus aux réflexions du faisceau laser sur les aubages s'est montrée nécessaire d'une part, pour optimiser le découpage azimutal et d'autre part, pour repérer correctement les informations dans le repère mobile.

III.4 Accès optiques du compresseur d'essais

Cette partie présente les accès optiques par hublot courbe permettant la mesure par anémométrie L2F dans le compresseur d'essais. L'application de la méthode de correction des distorsions optiques du faisceau laser, développée dans le deuxième chapitre, est ici appliquée aux hublots courbes du compresseur d'essais. De plus, la technique dite "des bouchons percés" réservée aux mesures proches du carter sera rapidement exposée.

III.4.1 Caractéristiques des hublots et des verres correcteurs

III.4.1.1 Définition des hublots de visée

L'accès optique à l'intérieur de la veine est assuré par des hublots de visée encastrés dans des porte-hublots, qui sont implantés dans un bossage démontable ménagé au carter. Ce bossage est situé entre les sections 25A, à l'amont du rotor, et 25B, à l'aval du rotor (cf. figure 29). A cet endroit, la veine au carter a une forme conique et l'angle entre la pente du carter et l'axe machine, dans un plan méridien, est de l'ordre de 10°. Deux hublots spécifiques ont été réalisés, l'un pour des mesures depuis la section 25A jusqu'à mi-corde du rotor et l'autre depuis la mi-corde jusqu'à la section 25B. Pour ne pas trop surcharger le texte, on les appellera respectivement hublot amont et hublot aval. Ces hublots courbes ont été obtenus à partir d'une plaque de verre, bombée à chaud sur une matrice cylindrique, et ont été traités antireflet pour la longueur d'onde correspondant à la source laser utilisée (λ_0 = 5145 Å).

Le hublot amont a un développé de 100 mm, ce qui correspond à un peu plus de deux pas et demi de la roue directrice d'entrée (RDE), et sa largeur (dans la direction de l'axe machine) est de 40 mm. Notons que le pas de la RDE est plus grand que ceux de la roue mobile et du redresseur. La taille de ce verre nous offre alors de grandes possibilités d'explorations azimutales. Les caractéristiques géométriques de la machine ont fixé le choix du rayon intérieur du verre à 253 mm. Son épaisseur de 2.9 mm résulte d'un compromis entre une épaisseur minimale imposée par la pression au carter et des contraintes techniques du fabriquant.

Les caractéristiques du hublot aval (rayon intérieur = 245 mm et épaisseur = 2.9 mm) ont été établies selon les mêmes principes. Ses dimensions sont de 100 mm pour son développé, et de 36 mm pour sa largeur axiale.

III.4.1.2 Définition des verres correcteurs

Ces hublots courbes engendrent des distorsions optiques du faisceau laser qui les traverse. La méthode de traitement de ces distorsions, proposée au chapitre II, a été appliquée. La simulation numérique a utilisé un cône de lumière discrétisé en 49 faisceaux ($= q \cdot m + 1 = 3 \cdot 16 + 1$, cf. II.2.3.1 Discrétisation du cône de lumière). Il a été vu que la détermination de l'épaisseur du verre correcteur ne dépendait que de l'épaisseur du hublot (ou verre carter) et de l'immersion maximale du volume de mesure dans la veine d'essais. Les hublots amont et aval ont la même épaisseur, par contre l'immersion maximale dans la zone du hublot amont est supérieure à celle du hublot aval. Elle a été majorée à 80 mm et a été prise pour le calcul d'un verre correcteur utilisable pour les deux hublots. Les résultats de l'optimisation numérique ont donné une épaisseur du verre correcteur de 1.9 mm.

La détermination du rayon du verre correcteur peut être obtenue par optimisation numérique ou par la relation (II.31) (p. 50). Elle est fonction du rapport des épaisseurs des verres carter et correcteur, soit 2.9/1.9, de l'immersion maximale à laquelle est associée la distance maximale entre les deux verres soit 190 mm (= distance focale de la lentille frontale de 270 mm moins l'immersion maximale de 80 mm). Finalement, un rayon de 470 mm a été arrêté pour le verre correcteur.

III.4.1.3 Distance entre les verres et déplacement du point de mesure

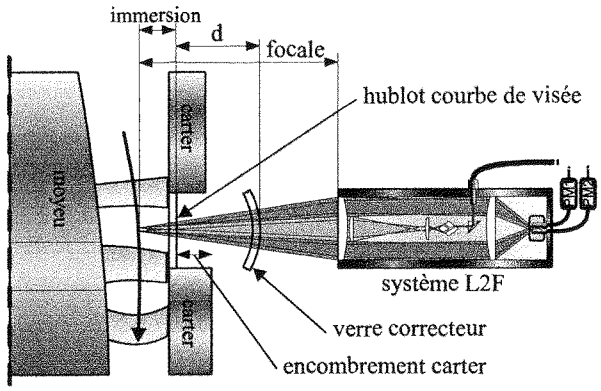


figure 38 : Montage du système hublot courbe / verre correcteur.

Sur la figure 39 sont tracées les évolutions de la distance entre les deux verres et du déplacement longitudinal de la position du volume de mesure en fonction de l'immersion dans la veine du compresseur d'essais. Ces résultats ont été obtenus dans une configuration où l'axe du système optique est normal au hublot amont et à son verre correcteur. La figure ne présente pas les calculs associés aux corrections optiques pour les immersions inférieures à 10 mm, car cette partie proche du carter est explorée en utilisant des accès optiques différents, appelés "bouchons percés" (présentés dans le paragraphe III.4.3 Technologie des "bouchons percés").

Sur le graphe concernant l'évolution de la distance entre les deux verres, apparaissent deux courbes. La première, caractérisée par les symboles (+), montre l'évolution de cette distance lors de l'utilisation du verre correcteur défini précédemment. Son évolution est une fonction croissante de l'immersion si bien que, pour une immersion inférieure à 25 mm, la distance séparant les deux verres devient incompatible avec l'encombrement au carter. Cet encombrement (cf. figure 38) résulte notamment du porte hublot qui interdit toute distance entre les deux verres inférieure à ≈50 mm. Pour palier à ce problème, un second verre correcteur de même épaisseur a été conçu avec un rayon de 948 mm. Comme il a été vu dans la partie traitant des corrections optiques, un changement de rayon du verre correcteur induit un changement de la distance entre les deux verres, mais n'influence nullement la focalisation du volume de mesure. La courbe, caractérisée par les symboles (×), est associée à l'utilisation de ce deuxième verre correcteur et, pour une immersion donnée, les caractéristiques du volume de mesure sont donc exactement les mêmes, quel que soit le verre utilisé. Notons tout de même que lorsque la possibilité d'utiliser l'un ou l'autre des deux verres existe, il est préférable de choisir le verre pour lequel la distance inter-verres est la plus grande, afin que l'erreur absolue sur le positionnement du verre (qui à priori est la même pour les deux verres) engendre moins de déformations du volume de focalisation. C'est pourquoi le verre correcteur avec un rayon de 948 mm sera toujours utilisé dès que la distance entre les deux verres le permet.

L'évolution calculée du déplacement longitudinal du volume de mesure en fonction de l'immersion, qui est la même avec les deux verres correcteurs, a été vérifiée expérimentalement. Ce déplacement est bien entendu pris en compte pour positionner le point de mesure.

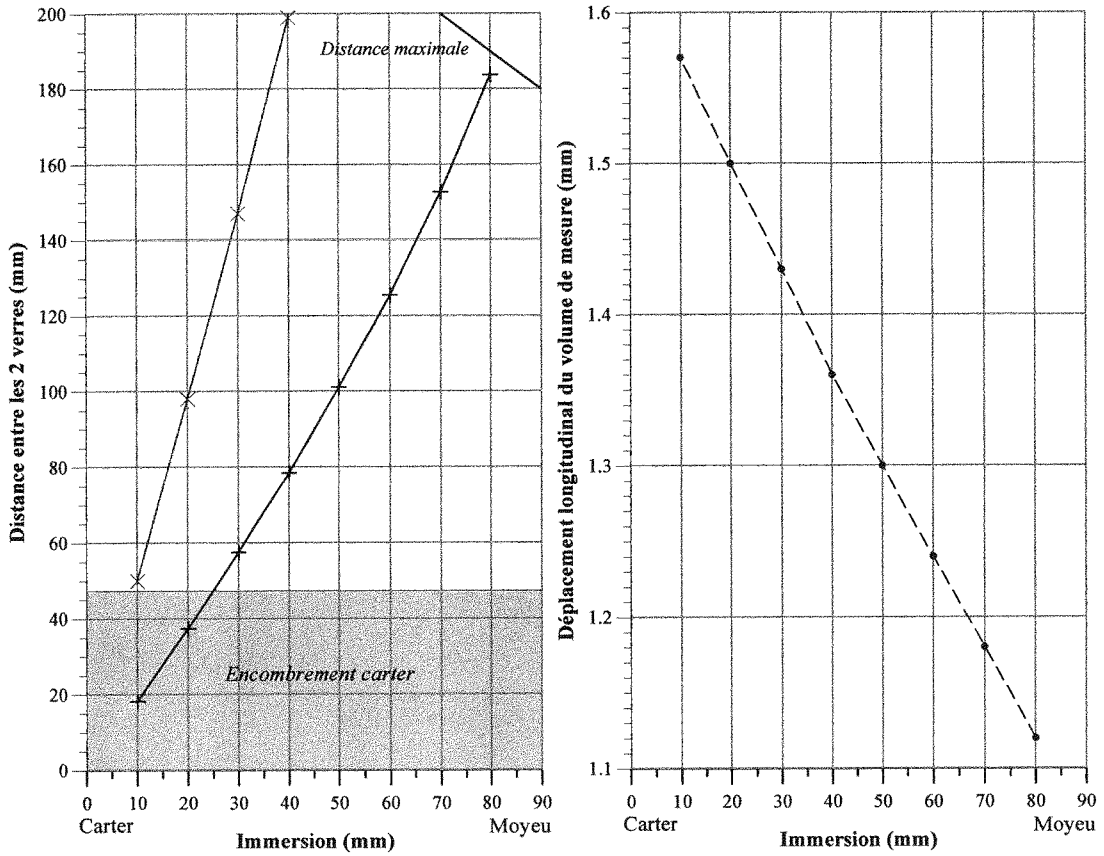


figure 39 : Evolutions de la distance entre les verres carter et correcteur (+: R_c=470 mm, ×: R_c=948 mm) et du déplacement longitudinal de la position du volume de mesure (- - -) en fonction de l'immersion. Cas d'un faisceau laser normal au hublot amont et à son verre correcteur.

III.4.1.4 Modification des caractéristiques du volume de mesure

En présence du hublot et de son verre correcteur, le changement de chemin optique du faisceau laser peut entraîner une modification des caractéristiques du volume de mesure. Plus précisément, lorsque les deux spots du volume de mesure ne sont pas alignés avec la direction de la génératrice du hublot, le déplacement de chaque spot mène à une variation de la distance inter-taches, notée $\Delta\delta$, et un changement de la position angulaire du volume de mesure, noté α-$\alpha_{réel}$. Un exemple de la prédiction numérique des valeurs de $\Delta\delta/\delta$ et de α-$\alpha_{réel}$ en fonction de la position angulaire α du volume de mesure est présenté dans le tableau 1. Ces calculs ont été réalisés dans une configuration où les angles du faisceau laser avec le hublot valent ϕ_s=10° et η_s=0°, et pour une immersion de 75 mm. Ces erreurs sont si faibles qu'elles n'ont pas pu être mesurées lors de leur vérification expérimentale. Ainsi, outre une légère augmentation du volume de focalisation (profondeur de champ et diamètre de la tache, cf. paragraphe II.2.5 Validation de la méthode proposée), le système optique constitué du hublot et de son verre correcteur n'engendre pas de déformation significative du volume de mesure L2F.

α	$\Delta\delta/\delta$	α- α_{real}
0°	0.00 %	0°
30°	-0.08 %	0.08°
60°	-0.21 %	0.07°
90°	-0.28 %	0°

tableau 1 : Prédiction de la déformation du volume de mesure en fonction de son orientation α.

III.4.1.5 Erreurs de positionnement du verre correcteur

Un système de positionnement destiné à recevoir le verre correcteur a été installé sur la table de translation qui assure le mouvement de l'optique le long de son axe. Il comprend un mouvement de translation parallèle à l'axe optique (pour ajuster la distance entre le verre carter et le hublot) et deux mouvements de rotation (pour l'orientation du verre selon les angles ϕ_c et η_c définis au paragraphe II.2.3 Simulation numérique). Les erreurs de positionnement sont estimées à $\pm 0.2°$ pour la position angulaire du verre correcteur et à ± 1 mm pour la distance entre le verre correcteur et le hublot. Ces valeurs conduisent à une augmentation de la grandeur caractéristique longitudinale σ_x du volume de focalisation de l'ordre de 8%, ce qui, pratiquement, n'est pas significatif. Les erreurs qu'elles induisent sur l'estimation de la position du volume de mesure et de la distance entre les deux spots sont complètement négligeables.

III.4.1.6 Lumière diffusée.

Le devenir du faisceau laser incident qui forme le volume de mesure L2F a été étudié. Mais il est également important de prendre en considération le chemin retour de la lumière diffusée par les particules. Même si nous utilisons un système L2F où les faisceaux lumineux incidents et diffusés sont contenus dans des cônes ayant le même axe, la possibilité de réaligner l'optique réceptrice pour chaque changement de position du point de mesure n'a pas été exclue. Cependant, différentes expériences ont montré que ces réalignements n'étaient pas nécessaires.

III.4.2 Technologie des porte-hublots

Des porte-hublots avec verre surmoulé ont été tout d'abord réalisés en résine. Des déformations rédhibitoires liées aux contraintes thermiques (différences notables des coefficients de dilatation du verre, de la résine et du bossage métallique) ont conduit à s'orienter vers des portes hublots en Duralumin avec verre encastré. L'étanchéité entre le verre et le Duralumin est réalisée à l'aide de Silicone, qui, de part sa souplesse, limite les effets des différents coefficients de dilatation. La figure 40 présente le porte-hublot destiné à l'accès optique en amont du rotor.

Par ailleurs, ces porte-hublots sont conçus afin de permettre le nettoyage du hublot en verre. A cette fin ont été réalisés des orifices débouchant en amont du verre de visée dans la direction du

vecteur vitesse absolu (cf. figure 40). Ils permettent l'injection de produit nettoyant (Toluène) qui, convecté par l'écoulement à la surface du verre, assure son nettoyage.

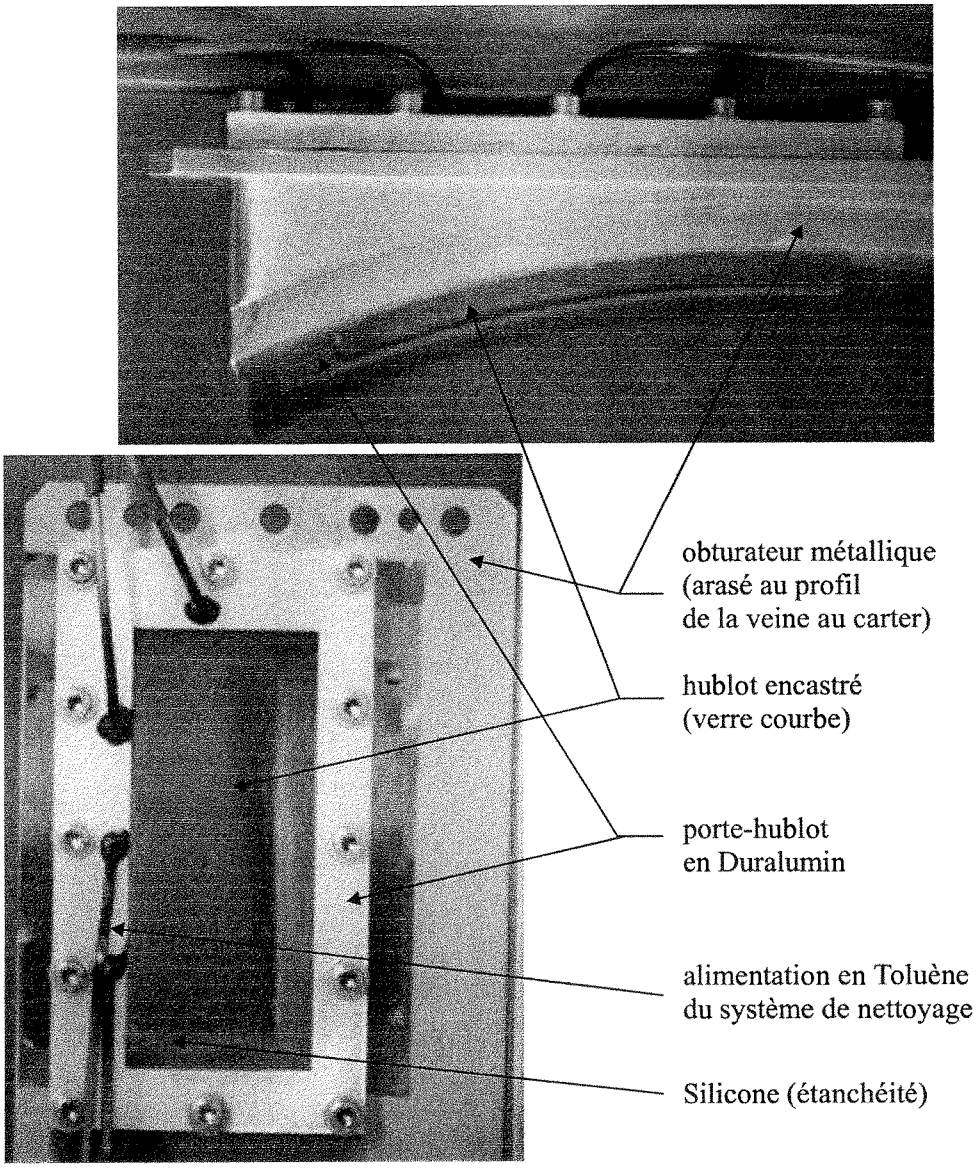


figure 40 : Porte-hublot réservé à l'accès optique par verre courbe.

III.4.3 Technologie des "bouchons percés"

Un montage spécifique est réservé à l'accès optique des mesures effectuées au voisinage du carter, afin d'éviter les problèmes de réflexions parasites du faisceau laser par le hublot courbe. Ce problème de réflexion est d'autant plus gênant que la profondeur de champ du volume de mesure est dissymétrique et qu'elle n'autorise pas d'effectuer des mesures aussi près des parois du carter qu'elle le permet au moyeu. Des obturateurs ont été réalisés en résine moulée sur une matrice, image de la veine au carter. Lors de leur premier montage sur le compresseur d'essais, la vitesse de

rotation de la roue mobile a été augmentée lentement jusqu'à sa valeur nominale, de manière à ce que les petits défauts, à la surface de la résine dépassant dans la veine, soient "usinés" par la tête des aubages de la roue et que la continuité de la veine au carter soit parfaitement assurée. Pour garantir l'accès optique, des diaphragmes sont percés dans l'obturateur. Leur diamètre est ajusté en fonction de l'immersion du point de mesure : il est minimisé pour ne laisser passer que le cône de lumière réfléchie pour les profondeurs envisagées. Pour les mesures réalisées à une immersion comprise entre 0 et 4 mm, les diaphragmes font 2.5 mm de diamètre. La taille de ces diaphragmes a été doublée pour des immersions allant jusqu'à 8 mm. Dans les deux cas, les ouvertures ont été agrandies dans la direction circonférentielle pour limiter le nombre de "bouchons percés" à utiliser lors d'une exploration azimutale. La longueur de ces diaphragmes oblongs a été fixée à 20% du pas inter-aubes de la RDE, soit environ 8 mm. Des mesures comparatives ont été réalisées avant et après l'agrandissement des diaphragmes dans la direction circonférentielle et les résultats n'ont montré aucune différence.

Pour réaliser l'étanchéité, un verre plan de 2.9 mm d'épaisseur est placé en retrait. Une schématisation de ces "bouchons percés" est proposée sur la figure 41

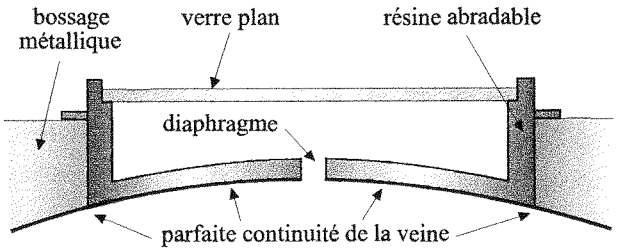


figure 41 : Schéma d'un "bouchon percé"

III.5 Positionnement du point de mesure

Ce paragraphe concerne le positionnement du point de mesure dans la veine du compresseur d'essais. La précision de ce positionnement est capitale lorsqu'il s'agit de faire des mesures dans une machine ayant une petite hauteur de veine et où sont présents des phénomènes très locaux, comme les ondes de chocs. Cependant, ce positionnement a été rendu très délicat de par l'absence de références physiques et précises sur l'enveloppe extérieure du carter et un bâti-support peu adapté, sur lequel est monté le système optique L2F. Une étude des déplacements de l'axe du système optique et des corrections à leur apporter a été réalisée et a donné lieu a un étalonnage du bâti-support. Puis une procédure a été établie pour positionner le point de mesure.

III.5.1 Bâti-support de l'optique - Positionnement théorique du point de mesure

Pour assurer le positionnement et l'orientation dans l'espace du volume de mesure, le bâti-support, qui accueille le tube optique, offre trois mouvements de translation et trois mouvements de rotation. La figure 42 représente ces mouvements :

- translation 1 : le long de l'axe optique.
- translation 2 : direction Z, perpendiculaire au plan de référence, c'est à dire à un plan horizontal passant par l'axe machine.
- translation 3 : direction Y, parallèle à l'axe machine.
- rotation 1 : α, angle de rotation de l'optique autour de son axe.
- rotation 2 : η, angle entre l'axe de l'optique et le plan de référence.
- rotation 3 : ϕ, angle entre un rayon machine (X) et la projection de l'axe de l'optique, dans le plan de référence.

Quatre mouvements sont motorisés et pilotés par le programme d'acquisition et deux restent manuels (la translation parallèle à l'axe machine et la rotation ϕ autour de l'axe Z).

Les limites de déplacement de chaque mouvement ont été établies pour être compatibles, tout d'abord avec le lieu géométrique des zones de l'écoulement à caractériser, et ensuite avec les résultats de l'étude des zones masquées du rotor qui imposent à la projection de l'angle η dans un plan azimutal de varier de 5°, pour les mesures proches du bord d'attaque, à -17° pour les mesures proches du bord de fuite.

La répartition des points de mesure dans le compresseur d'essais nécessite en particulier, pour un rayon donné, de positionner le point de mesure à différents azimuts en utilisant le bâti-support. Pour ce faire, il est nécessaire d'avoir une référence azimutale, qui a été fixé à "45 minutes sur une vue pilote" du compresseur. Le plan de référence (voir la figure 42) est le plan défini par l'axe machine et la direction d'un rayon à θ nul. Le point de mesure P est alors repéré dans un système de coordonnées polaires et on note R_p son rayon et θ_p son angle (voir figure 43).

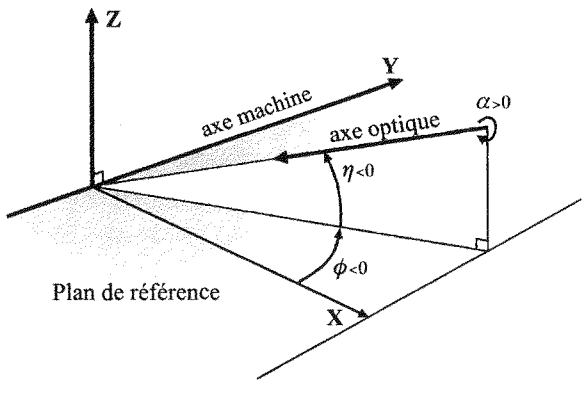


figure 42 : Représentation des mouvements du bâti-support accueillant le système optique L2F.

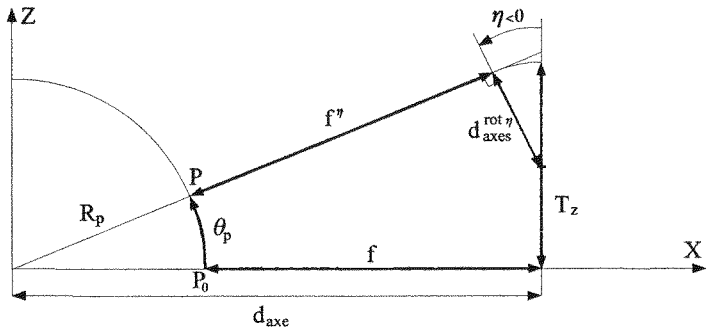


figure 43 : Changement de position circonférentielle lorsque l'axe optique est radial.

• Lorsque l'axe du système optique est radial (ϕ nul) et que le volume de mesure est focalisé au point de référence P_0 situé dans le plan de référence (θ nul), les origines des déplacements du bâti-support sont définies ci-après :

- l'origine de la translation suivant l'axe optique vaut f,
- l'origine de la translation suivant l'axe Z (T_Z) est nulle,
- l'origine de la translation parallèle à l'axe machine correspond à la position selon l'axe machine du point P_0,
- la valeur de l'angle η est nulle,
- la valeur de l'angle ϕ est nulle,

La rotation du système optique autour de son axe rend inchangée la position du point de mesure.

• La figure 43 est une vue perpendiculaire à l'axe machine (plan XZ). d_{axe} est la distance entre l'axe machine et la projection de l'axe de rotation de l'angle η dans le plan de référence, à ϕ nul. $d_{axes}^{rot\eta}$ est la distance entre l'axe de visée du système L2F et l'axe de rotation de l'angle η. Un changement de position azimutale en restant radial implique les déplacements suivants :

$$\eta = -\theta_p \tag{III.11}$$

$$T_z = d_{axe} \tan\theta_p + d_{axes}^{rot\eta} \cdot \left(1 - \frac{1}{\cos\eta}\right) \tag{III.12}$$

$$\Delta f^{\eta} = f^{\eta} - f = d_{axe} \cdot \left(\frac{1}{\cos\theta_p} - 1\right) + d_{axes}^{rot\eta} \cdot \tan\eta \tag{III.13}$$

où Δf^{η} est le déplacement le long de l'axe optique pour une position angulaire η.

• L'orientation du faisceau laser dans le plan méridien peut ne pas être radiale, ce qui conduit à une valeur non nulle de l'angle ϕ. Ce type de configuration existe pour permettre à l'axe de visée

d'être perpendiculaire aux surfaces de courant, tridimensionnelles dans une veine conique, ou pour de simples raisons d'encombrement.

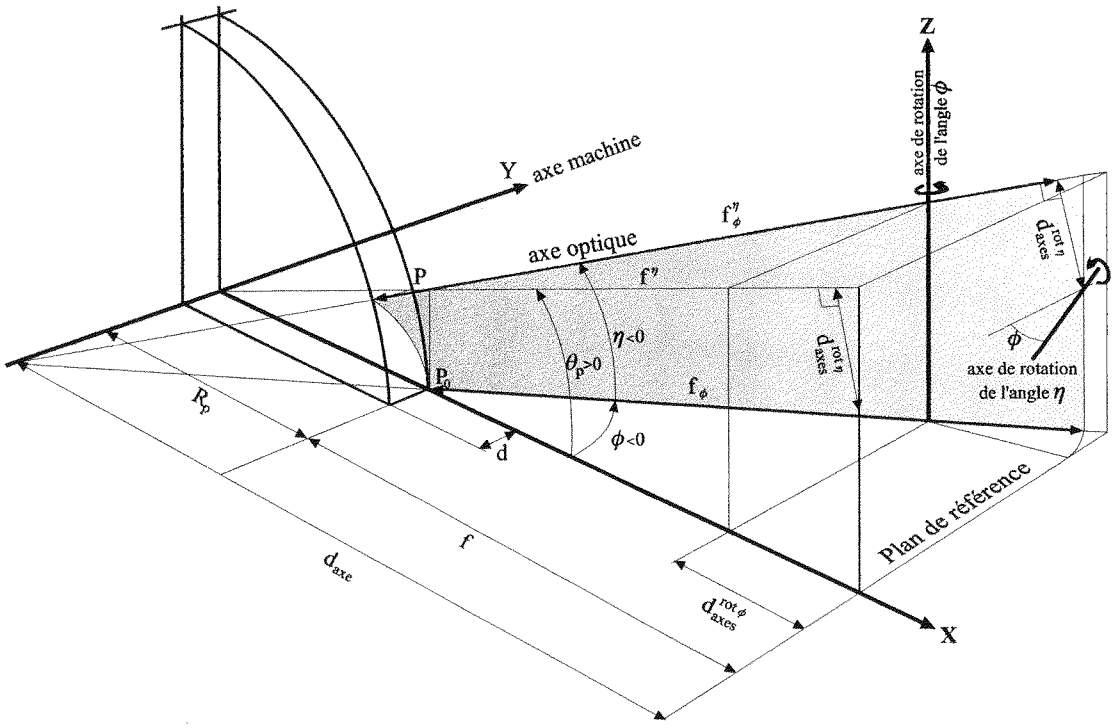


figure 44 : Positionnement du point de mesure.

Soit la configuration où l'axe de l'optique est placé dans le plan de référence et où on focalise le volume de mesure au point P_0, en orientant l'axe de visée de manière à ce qu'il fasse un angle ϕ avec un rayon machine. La cote du déplacement le long de l'axe de visée est alors notée f_ϕ. Placer le point de mesure à la même position azimutale θ_P que précédemment nécessite l'orientation et les déplacements T_Z, η, Δf^η_ϕ (selon l'axe de l'optique) et d (déplacement induit dans la direction de l'axe machine - cf. figure 44), qui s'écrivent :

$$T_z = d_{axe} \tan\theta_p + d^{rot\eta}_{axes} \cdot \left(1 - \frac{1}{\cos\eta}\right) \qquad \text{(III.14)}$$

$$\eta = -\arctan(\tan\theta_p \cdot \cos\phi) \qquad \text{(III.15)}$$

$$\Delta f^\eta_\phi = f^\eta_\phi - f_\phi = \left(\frac{d_{axe} - d^{rot\phi}_{axes}}{\cos\phi} - d^{rot\phi}_{axes}\right)\cdot\left(\frac{1}{\cos\eta} - 1\right) + \frac{R_P}{\cos\phi}\left(1 - \frac{\cos\theta_p}{\cos\eta}\right) - d^{rot\eta}_{axes} \cdot \tan\eta \qquad \text{(III.16)}$$

$$d = R_P \cdot (1 - \cos\theta_p) \cdot \tan\phi \qquad \text{(III.17)}$$

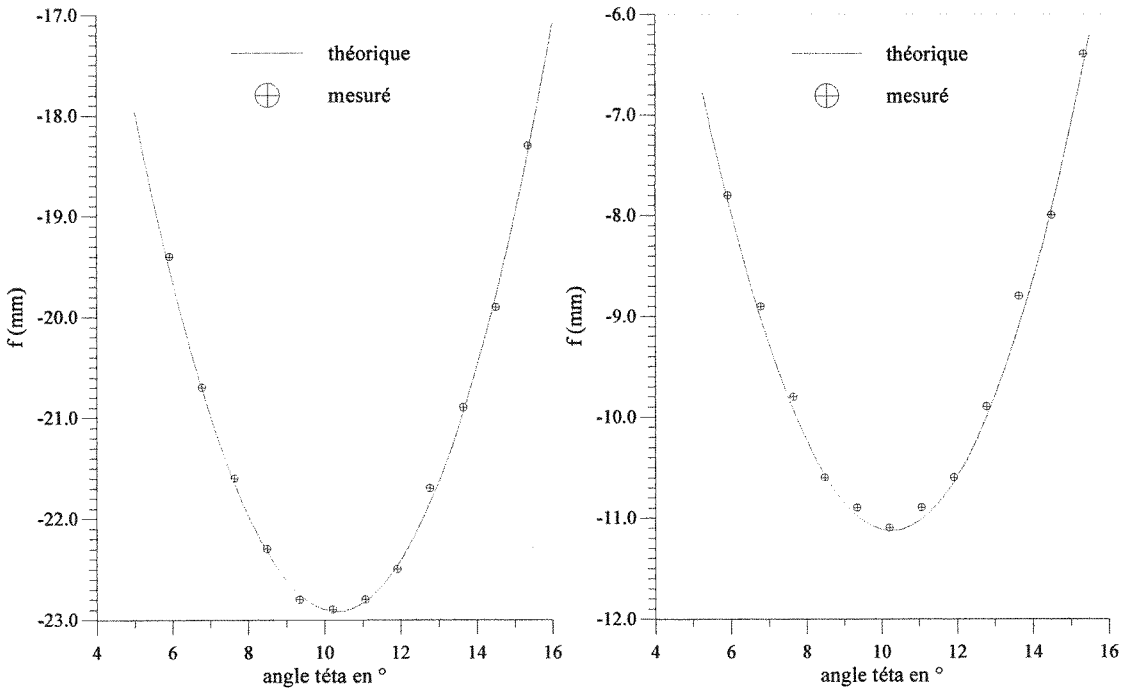
où $d_{axes}^{rot\phi}$ est la projection dans le plan de référence, pour ϕ nul, de la distance entre les axes de rotation ϕ et η.

Ces formules ne proviennent que de considérations géométriques et les calculs qui y conduisent ne seront pas développée ici.

Cependant, notons que lors d'un balayage azimutal, les calculs sont fait avec un angle ϕ qui reste constant. En toute rigueur cet angle devrait évoluer avec la position azimutale θ_p. Pour la plage de l'angle θ_p [-17°,+17°] qui nous intéresse, l'erreur commise sur ϕ ne dépasse pas 0.04°. Comme ce mouvement n'est pas motorisé et est très délicat à effectuer avec précision, il n'a pas été réalisé au cours d'un balayage azimutal.

III.5.2 Etalonnage du bâti-support

L'implantation au banc d'essais du bâti-support a nécessité de déporter le tube optique nettement vers l'avant, à cause de l'encombrement dû à la taque et d'une courte distance focale (270 mm). Il en résulte un porte-à-faux qui a mis en évidence le manque de rigidité du châssis, induisant notamment la modification de l'assiette du système optique lors de grandes courses selon la direction de l'axe optique. Il a fallu compenser ce défaut par un système de contre poids et effectuer une procédure d'étalonnage des mouvements du châssis qui a permis de positionner le point de mesure à ±0.15 mm. Les résultats présentés sur la figure 45, montrent une comparaison entre les valeurs théoriques et mesurées du déplacement de l'optique selon son axe, noté f, au cours d'un balayage azimutal, où le volume de mesure a été focalisé sur la surface d'un anneau centré sur l'axe machine, ceci pour deux configurations : $\phi = 0°$ et $\phi = 10°$. La qualité de ces résultats a permis de vérifier, non seulement la justesse des corrections appliquées et le bon alignement du châssis par rapport à la machine, mais aussi la précision de l'ordre de 0.1 mm avec laquelle il a été possible de focaliser le volume de mesure sur la paroi de l'anneau machine.



1er cas : $\phi = 0°$ 2ième cas : $\phi = 10°$

figure 45 : Comparaison entre les valeurs théoriques et mesurées du déplacement de l'optique selon son axe (f) au cours d'un balayage azimutal, pour deux configurations : $\phi = 0°$ et $\phi = 10°$.

III.5.3 Procédure de positionnement du point avant la mesure

Le repérage spatial d'un point de mesure dans la veine du compresseur d'essais est effectué par rapport à une marque de référence réalisée sur l'enveloppe extérieure de la machine, au voisinage de l'accès optique. Par ailleurs, le déplacement selon l'axe machine étant manuel et peu précis, il a fallu mettre en place une procédure de positionnement, dont le rôle est de permettre un déplacement fiable du système optique selon cet axe et de contrôler le déplacement axial de la machine en rotation.

A cette fin, un dispositif a été implanté sur un chariot à déplacements micrométriques, au dessus de la marque de référence. Il est constitué d'un support de couleur noir mat, sur lequel a été fixée une mire réalisée à partir d'un dépôt d'or qui forme une ligne ayant une largeur de 0.1 mm et qui est perpendiculaire à l'axe machine. Pour caler la mire à la cote de la marque de référence machine, on focalise le volume de mesure sur la référence machine et on déplace l'optique verticalement, puis selon son axe, afin de focaliser le volume de mesure sur le support noir mat. Les photomultiplicateurs captent la lumière réfléchie par le support et produisent un courant. En déplaçant la mire dans la direction de l'axe machine, ce courant reste à peu près constant, jusqu'à ce qu'elle croise le spot *Start* du volume de mesure et que la lumière laser, alors réfléchie, produise une forte augmentation du courant (dépôt d'or beaucoup plus brillant que le noir mat). A ce moment, la mire est positionnée dans la direction de l'axe machine avec une précision inférieure à 0.1 mm par

rapport à la référence machine. Pour effectuer ensuite un déplacement relatif du système optique, on déplace la mire de la cote désirée, par l'intermédiaire du chariot à déplacements micrométriques, et on place, cette fois, le spot *Start* sur le fil d'or.

Puis les déplacements sur les différents axes du châssis sont appliqués. La présence du hublot et du verre correcteur engendrent un changement de position du volume de mesure dans la veine, que l'on corrige en appliquant les prédictions de la simulation numérique présentée au paragraphe II.2.3.

Le positionnement "à froid" du point de mesure étant effectué, on monte la vitesse de rotation jusqu'à sa valeur nominale et on laisse chauffer la machine pendant plusieurs minutes. La poussée de la roue mobile et l'élévation de température produisent une translation de la machine vers l'amont de l'ordre de 0.5 mm. La mire étant solidaire du carter, elle se déplace avec la machine. Pour être bien positionné, il suffit de focaliser sur le support noir mat et de translater l'optique pour venir se placer sur la mire.

La méthode décrite ci-dessus prend en compte le déplacement axial de la machine "à chaud", mais néglige les dilatations radiales du carter et du moyeu, les élévations de température sur ce compresseur axial étant assez faibles pour justifier cette approximation.

III.6 Ensemencement

Un écoulement dans lequel sont effectuées des mesures par anémométrie laser doit nécessairement être ensemencé (de manière naturelle ou forcée). Le choix de la technique d'ensemencement est primordial puisque l'anémomètre mesure la vitesse des particules d'ensemencement et non pas celle du fluide. Les particules doivent donc suivre au mieux l'écoulement et diffuser le plus de lumière possible.

L'objet de ce paragraphe est de présenter les critères importants qui déterminent le choix des particules et de la technique d'ensemencement d'un écoulement. Plus particulièrement, il permettra d'insister sur les problèmes rencontrés dans notre configuration d'écoulement en turbomachine et précisera la nature du dispositif qui a servi à ensemencer le compresseur d'essais.

III.6.1 Généralités sur le choix de l'ensemencement

Les nombreuses études menées jusqu'à présent et notamment celles de Durst et al. [28], ont permis d'établir des lois sur le comportement aérodynamique et sur la capacité à diffuser la lumière des particules d'ensemencement. Pour ces deux aspects, la taille des particules est un paramètre important. Les paragraphes qui suivent montrent que le choix de la taille d'une particule résulte d'un compromis entre ses propriétés aérodynamiques et diffusantes. De plus, si la taille des particules est

sans doute la caractéristique la plus déterminante, leur concentration au sein de l'écoulement et le dispositif qui les génère, jouent un rôle important.

III.6.1.1 Propriétés aérodynamiques des particules

L'équation du mouvement d'une particule supposée sphérique dans un milieu infini, a été établie en premier lieu par Basset [9], pour un fluide au repos, puis étendue au cas d'un fluide en mouvement par Hinze [41]. Elle s'écrit de la manière suivante :

$$(1)\qquad \frac{\pi d_p^3}{6}\rho_p\frac{dV_p}{dt} = \frac{\pi d_p^3}{6}\rho_f\frac{dV_f}{dt} \quad (2)$$

$$-\frac{1}{2}\frac{\pi d_p^3}{6}\rho_f\frac{dV_{p-f}}{dt} \quad (3)$$

$$-3\pi\mu_f d_p V_{p-f} \quad (4) \qquad \text{(III.18)}$$

$$-\frac{3}{2}d_p^2\sqrt{\pi\mu_f\rho_f}\int_{t_0}^{t}\frac{dV_{p-f}}{d\xi}\frac{d\xi}{\sqrt{t-\xi}} \quad (5)$$

avec :

d_p, diamètre de la particule

ρ_p, masse volumique de la particule

V_p, vitesse de la particule

V_f, vitesse de l'écoulement et $V_{p-f} = V_p - V_f$

ρ_f, masse volumique du fluide

μ_f, viscosité moléculaire du fluide

Les différents termes de cette équation représentent :

(1), la force nécessaire pour accélérer la particule

(2), la force de pression générée par l'accélération du fluide au voisinage de la particule

(3), la résistance non visqueuse du fluide à l'accélération de la particule (effet de masse ajoutée)

(4), la force de traînée de Stokes pour vaincre la viscosité

(5), la force de mémoire de Basset (force de traînée liée aux effets instationnaires).

Cette équation est valable sous les hypothèses suivantes :

- l'influence des forces extérieures a été négligée,
- l'écoulement est à turbulence homogène et stationnaire,

- le diamètre des particules est inférieur aux petites échelles de la turbulence (échelles de Kolmogorov comprises entre 0.1 et 1mm, donc les particules de l'ordre du micron satisfont cette hypothèse),
- Le coefficient de traînée est calculable d'après la loi de Stokes (hypothèse vérifiée si $Re_p = \frac{\rho_f d_p V_{p-f}}{\mu_f} \leq 1$, i.e. si la vitesse relative des particules par rapport au fluide reste faible),
- toute particule reste entourée des mêmes particules fluide,
- il n'y a pas d'interaction entre les particules d'ensemencement.

La résolution de l'équation (III.18) a été proposée par plusieurs auteurs. Citons par exemple la solution d'Hjelmfelt et al. [42] obtenue en exprimant V_p et V_f à l'aide d'une transformée de Fourrier, ou celle de Chao [17] qui est parti de la transformée de Fourrier de l'équation pour aboutir à une relation entre les énergies cinétiques des fluctuations de vitesse des particules et des fluctuations de vitesse du fluide. Plus simplement, les travaux de Ounis et al. [56] ont montré que pour des particules d'aérosols ($\rho_p/\rho_f >>1$), les termes (2), (3) et (5) de l'équation (III.18) sont négligeables et qu'elle peut se réduire à :

$$\frac{dV_p}{dt} + \frac{18\mu_f V_{p-f}}{d_p^2 \rho_p} = 0 \qquad \text{(III.19)}$$

La résolution de cette nouvelle équation est alors triviale et fait ressortir le fait que le mouvement d'une particule sphérique en suspension dans un fluide en mouvement est fortement influencé par les grandeurs d_p, ρ_p et μ_f. Plus particulièrement, sa capacité à suivre les fluctuations de l'écoulement varie en d_p^{-2}.

III.6.1.2 Propriétés diffusantes des particules

Pour quantifier si une particule est suffisamment diffusante pour permettre une mesure par anémométrie laser, la section efficace à la diffusion (S_{scat}), définie par l'expression (III.20), est utilisé comme grandeur caractéristique.

$$S_{scat} = \frac{P}{I_0} \qquad \text{(III.20)}$$

où I_0 est l'intensité de lumière incidente reçue par la particule et P, la puissance lumineuse réémise dans toutes les directions. La puissance de la lumière diffusée par les particules, donc leur détectabilité, augmente avec leur diamètre, alors que l'on rappelle que l'objectif pour l'aérodynamique consiste à rechercher des particules dont la taille est la plus petite possible. Trois différents domaines peuvent être distingués, comme il est illustré sur la figure 46.

Dans la gamme de la diffusion de Rayleigh, le rapport signal/bruit est insuffisant pour permettre des mesures par anémométrie laser et dans le domaine situé au delà de 2μ, le comportement aérodynamique n'est plus satisfaisant. Des particules d'un diamètre de l'ordre du micron sont donc recherchées (taille voisine de la longueur d'onde de la lumière incidente - gamme de la diffusion de Mie). Ainsi, pour une particule de diamètre d_p de l'ordre du micron, la quantité de lumière qu'elle réémet varie en d_p^4, tandis que sa capacité à suivre les fluctuations de l'écoulement varie en d_p^{-2}.

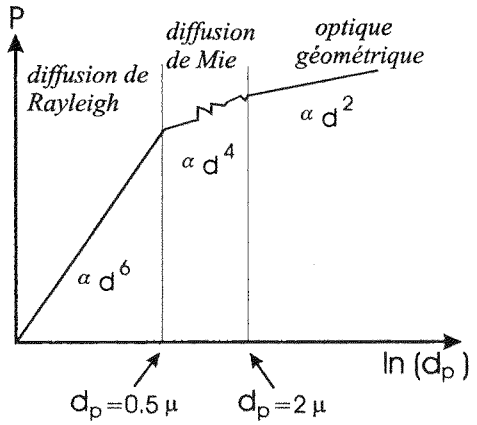


figure 46 : Domaines de diffusion de la lumière par une particule selon sa taille.

III.6.1.3 Concentration des particules

Le principe de l'anémométrie laser L2F repose sur l'hypothèse fondamentale selon laquelle la concentration en particules d'ensemencement au sein du fluide doit rester suffisamment faible pour que, durant le temps de passage d'une particule entre les deux taches de convergence, il ne se trouve qu'une seule particule dans le volume de mesure (plus particulièrement, entre les deux spots) . Une dimension typique du volume de mesure est donnée par la distance inter-taches 500 μm, ce qui représente un volume de l'ordre de 0.1 mm^3 et conduit à une concentration maximale de 10^{10} particules/m^3.

Par contre, la concentration doit être suffisamment importante pour permettre de capter les phénomènes associés aux petites échelles : il faut que la fréquence de passage des particules reste toujours supérieure à la fréquence maximum présente dans l'écoulement. Ceci impose une concentration minimale de l'ordre de 10^9 à 10^{10} particules/m^3 pour la majorité des écoulements étudiés. De plus, la concentration doit être suffisamment importante pour que les temps d'acquisition ne deviennent pas trop longs et que les conditions expérimentales (température et pression génératrices, encrassement du hublot,...) ne varient pas au cours de la mesure.

Une concentration de l'ordre de 10^{10} particules/m^3 est donc requise pour les mesures par anémométrie L2F.

III.6.1.4 Production de l'aérosol

Il existe différents générateurs de particules dont le procédé dépend des particules et du type d'ensemencement que l'on souhaite employer. Un générateur idéal d'aérosol devrait satisfaire les caractéristiques suivantes (Crosswy [23]) :

a - distribution monodisperse de taille de particules

b - taille des particules pouvant être choisie

c - taux réglable de production de particules

d - particules de grande section efficace à la diffusion

e - particules de faible masse volumique

f - aérosol inerte, propre, non toxique, non abrasif...

g - durée de vie des particules suffisante à la mesure

h - produit disponible à coût "raisonnable".

Différents procédés peuvent être exploités pour générer l'aérosol désiré. Ils incluent les systèmes :

- à atomisation (liquide ou solide)
- à vaporisation / condensation (liquide)
- à fluidisation (solide)
- à réaction chimique (liquide ou solide)
- à combustion (solide).

Les différents produits couramment employés et qui satisfont le plus grand nombre des critères (a→h) sont l'huile, l'encens et les micro-sphères de polystyrène (PSL). Les poudres métalliques sont plutôt réservées pour les applications à hautes températures (ex.: chambres de combustion). Dans le domaines des turbomachines, leur utilisation est rare du fait de leur caractère abrasif (critère f). En pratique, aucune technique d'ensemencement (produit + procédé) ne satisfait simultanément tous les critères (a→h), de sorte qu'un compromis doit être recherché en fonction de l'application envisagée.

On trouvera dans le tableau 2, les principaux avantages et inconvénients liés à l'utilisation des quatre produits, associés au procédé conduisant au meilleur résultat.

Produit	*procédé*	*critères respectés*	*critères mal ou non respectés*
Huile	atomisation	c, d, e, f, h	a, b, g
Encens	combustion	c, d, e, h	a, b, f, g
PSL	atomisation	a, b, c, d, e, f	g, h
Poudres métalliques	fluidisation	c, g, h	a, b, d, e, f

tableau 2 : Bilan des principaux avantages et inconvénients liés à l'utilisation de l'huile, de l'encens, du PSL et des poudres métalliques.

III.6.2 Spécificité de l'ensemencement du compresseur d'essais

Un ensemencement naturel conduit la plupart du temps à une concentration de particules de taille déterminée insuffisante pour une application en vélocimétrie laser dans des machines dont le débit atteint 15 à 20 Kg d'air par seconde, de telle sorte qu'un ensemencement forcé est nécessaire.

Dans ce paragraphe, le dispositif d'ensemencement utilisé pour le compresseur d'essais sera tout d'abord décrit et une caractérisation de la taille des particules d'ensemencement obtenues sera tentée. Puis, il sera présentée une étude de l'influence, sur le comportement des particules, de certains phénomènes physiques présents dans les turbomachines hautes vitesses, tels que la force centrifuge ou les ondes de choc.

III.6.2.1 Dispositif d'ensemencement utilisé

Les généralités sur le choix de l'ensemencement nous ont orienté vers un appareil capable de générer des particules de taille de l'ordre du micron, avec une concentration adéquate pour une application en vélocimétrie L2F ($\approx 10^{10}$ particules/m^3). Des quatre produits d'ensemencement cités dans le tableau 2, ont été écartés les poudres métalliques et l'encens (de part le nombre de critères mal ou non respectés) et le PSL, avec lequel nous avons eu des problèmes de colmatage et d'agglomérats de particules en sortie de sonde d'ensemencement. Finalement, une solution d'huile et un générateur de particules Polytec L2F-A-100, donné par le constructeur pour générer des particules submicroniques, ont été adoptés pour leur simplicité d'utilisation et le respect des critères c, d, e, f, h et g. Ce dernier critère est associé à la dégradation des propriétés diffusantes des particules due à une augmentation de température lors de leur passage dans la machine. Dans le compresseur d'essais, l'élévation de la température est de l'ordre de 50° et n'a pas d'effet sur les particules d'huile. Le critère g est alors effectivement respecté.

Générateur de particules :

Le générateur de particules Polytec L2F-A-100 autorise l'introduction de particules liquides dans les veines à l'intérieur desquelles la pression ne dépasse pas 5 bars. Le schéma de principe de fonctionnement de cet appareil est donné sur la figure 47. De l'air comprimé passe tout d'abord dans un filtre submicronique et est distribué, pour alimenter le générateur de particules et le circuit de dilution. Trois jets d'air comprimé produisent une dépression telle, que le liquide se trouve aspiré puis atomisé en un nombre important de particules. Les plus grosses, dont la taille dépasse 10 μm, sont entraînées jusqu'aux parois du filtre annulaire sous l'effet de leur plus forte quantité de mouvement et retombent dans le réservoir. L'aérosol passe alors dans un filtre à deux niveaux, retenant toutes les particules dont la taille excède le micron, puis est mélangé avec un jet d'air turbulent provenant du circuit de dilution, dans une chambre chauffée. Ceci a pour effet d'évaporer complètement le solvant et d'empêcher la coagulation de ces petites particules d'ensemencement.

Différentes solutions peuvent être utilisées avec cet appareil, comme les huiles de faible viscosité, les mélanges huile/solvant, ou encore les mélanges eau/glycérine. En ce qui nous concerne, un mélange d'huile de paraffine (ρ_p = 875 Kg/m^3) et de Trichloroéthane 1 1 1 a été choisi.

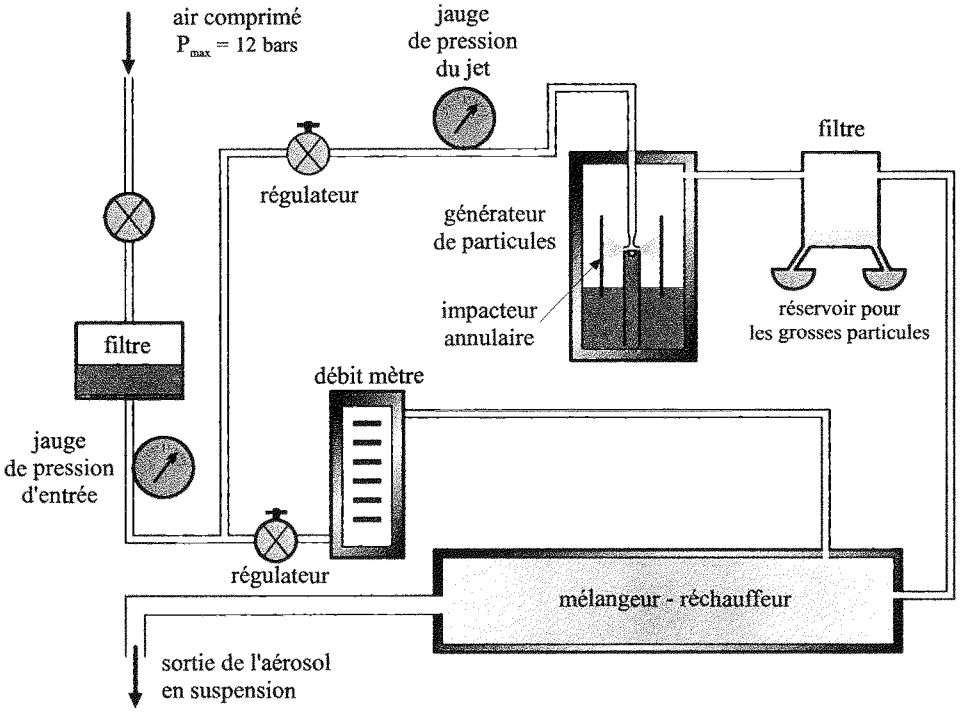


figure 47 : Schéma de principe du générateur de particules submicroniques L2F-A-100.

Sonde d'ensemencement :

Pour introduire les particules d'ensemencement dans l'écoulement, une sonde de diamètre extérieur de 3 mm, dont l'extrémité a été biseautée, est utilisée. Elle à été placée en amont du point de mesure, à une distance supérieure à 50 fois sa taille caractéristique, si bien que l'écoulement est supposé ne plus être perturbé par son sillage. Cette sonde est montée sur deux chariots commandés à distance, qui ajustent ses déplacements radial et circonférentiel, en fonction de la localisation du point de mesure.

III.6.2.2 Caractérisation de l'ensemencement

Dans le paragraphe précédent, a été faite une description du dispositif d'ensemencement utilisé, qui, d'après le constructeur, garantie une taille moyenne submicronique des particules. Les particules obtenues par atomisation d'un mélange à base de huile de paraffine ne sont pas monodisperses en taille. Pour qualifier l'écart de taille entre les différentes particules produites par notre générateur, des mesures granulométriques ont été effectuées au Laboratoire avec un analyseur de particules à phase Doppler, fabriqué par Aerometrics.

Le principe de fonctionnement de la méthode de granulométrie par phase Doppler (PDA) est ici rapidement exposé, mais pour plus de détails, le lecteur pourra se reporter aux travaux effectués par Bachalo [6] et Chalé Gongora [16], par exemple.

Cette méthode est une extension de la vélocimétrie laser à effet Doppler. Elle s'appuie sur le fait que la phase de la lumière diffusée par une particule renferme des informations sur sa taille. Tandis que la différence de fréquence Doppler est mesurée pour avoir accès à la vitesse de la particule, le décalage en phase des signaux LDA, mesuré par des détecteurs séparés spatialement, est relié au rayon de courbure locale de la particule (identique au rayon de la particule, si celle-ci est sphérique). Il existe une relation linéaire et biunivoque entre le décalage en phase $\Phi_{1\text{-}2}$, entre deux photomultiplicateurs décalés dans l'espace, et le diamètre de la particule d_p.

$$\Phi_{1-2} = G \frac{\pi n}{\lambda_0} d_p \qquad \text{(III.21)}$$

où G est un facteur sans dimension qui dépend de la configuration optique et du mécanisme de diffusion dominant, λ_0 est la longueur d'onde du laser dans le vide et n est l'indice de réfraction du milieu dans lequel la lumière est diffusée.

De par le principe de cette technique, la longueur d'onde du laser fixe la plage des tailles de particules mesurables par le dispositif. Ainsi, pour l'appareil utilisé (λ_0 = 5145 Å), les diamètres mesurables sont compris dans la plage [0.5;130] μm. Pour des particules de l'ordre du micron, les conditions de mesures sont donc à la limite d'utilisation de l'analyseur PDA et les résultats présentés sur la figure 48 sont à prendre avec précaution. Sur cette figure, l'histogramme de diamètres des particules générées par notre dispositif d'ensemencement est tracé, pour des diamètres compris dans l'intervalle]0.5;4.0] μm. Le volume de mesure a été placé à une distance de 250 mm de la sortie de la sonde d'ensemencement, dans un milieu au repos. Si ce dispositif ne peut pas mesurer des tailles inférieures à 0.5 μm, il peut néanmoins les comptabiliser. Ainsi pour cet histogramme, elles ne sont pas tracées mais représentent 20% du nombre total de particules. La valeur moyenne calculée avec les données de l'histogramme (particules de taille inférieure à 0.5 μm non prises en compte) est de 1.1 μm. Quant à la dispersion en tailles des particules, la valeur la plus probable pour la taille d'une particule est d'environ 0.7 μm, mais il existe un nombre important (32%) de particules comprises entre 1 μm et 2 μm.

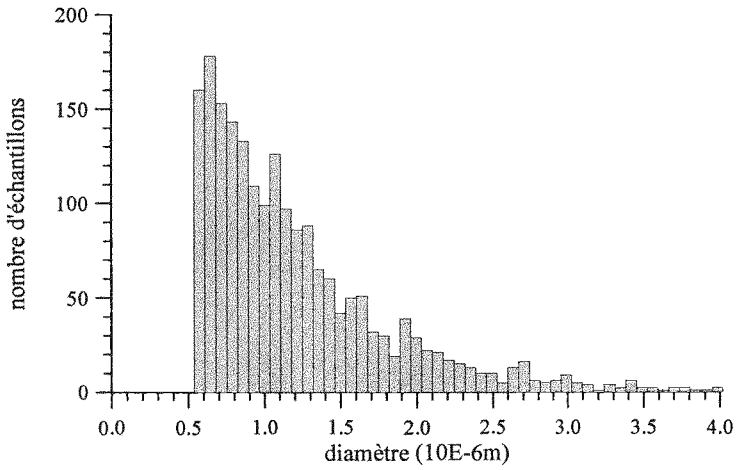


figure 48 : histogramme de diamètre des particules générées par notre dispositif d'ensemencement.

III.6.2.3 Principaux effets rencontrés dans le compresseur

L'équation du mouvement de la particule (III.18) ne prend pas en compte plusieurs effets typiquement rencontrés en turbomachine, où sont présents, des forces inertielles importantes, telles la force centrifuge et la force de Coriolis, des ondes de choc, entraînant un brusque changement des propriétés du fluide, ou encore des écoulements fluctuants caractérisés par de hautes fréquences.

De plus, suite aux résultats des mesures granulométriques du paragraphe précédent qui ont montré que la taille des particules d'ensemencement, en moyenne autour de 1 μm, pouvait être comprise entre 0.5 et 2.0 μm, nous nous proposons d'étudier la réponse de ces différentes particules aux effets précités.

Quantification des effets induits par la force centrifuge :

Dans une turbomachine tournant à des vitesses de rotation élevées, la force centrifuge s'exerçant sur la particule peut générer un écart de sa trajectoire par rapport à celle du fluide. Pour évaluer cet écart, considérons le cas simple d'une particule, injectée sans composante radiale initiale, dans un écoulement type vortex forcé, de vitesse axiale (V_m). En admettant que la composante circonférentielle de la vitesse de la particule (V_θ) atteint la vitesse d'entraînement, la vitesse radiale de la particule induite par la force centrifuge se déduit de la loi de la force de traînée de Stokes par :

$$\frac{V_r}{V_\theta} = \frac{\omega \rho_p d_p^2}{18 \mu_f} \qquad \text{(III.22)}$$

avec $V_\theta = \omega.r.$

Le tableau 3 montre l'évolution du rapport V_r/V_θ en fonction du diamètre d'une particule d'huile de paraffine. Les résultats présentés ont été calculés à partir de l'équation (III.22) en prenant pour la

vitesse de rotation ω une valeur de 1570 rad/s. Pour un diamètre de particule 1 μm, le rapport V_r/V_θ vaut 0.4% et, jusqu'à un diamètre de 2 μm, ce rapport ne dépasse pas 1.7%. Estimons maintenant ces effets quant à la modification de trajectoire des particules.

d_p (μm)	0.5	1.0	1.5	2.0
$\frac{V_r}{V_\theta}$ (%)	0.1	0.4	0.9	1.7

tableau 3 : Evolution du rapport V_r/V_θ en fonction du diamètre d'une particule d'huile de paraffine (ρ_p = 875 Kg/m^3).

Une particule initialement située à un rayon r, aura une trajectoire qui l'amènera à une nouvelle position radiale r+dr après un déplacement m à la vitesse V_m dans la direction axiale. Il est possible d'évaluer simplement cet écart de position radiale à partir de l'équation (III.22) :

$$\frac{r+dr}{r} = \exp\left(\frac{m}{V_m}\cdot\frac{\omega\rho_p d_p^2}{18\mu}\right)-1 \qquad \text{(III.23)}$$

Sur la figure 49 est tracée l'évolution de l'écart dans la direction radiale des trajectoires de particule d'huile de paraffine en fonction de leur diamètre, en prenant m = 50 mm et V_m = 200 m/s. Les particules les plus grosses (2 μm) subissent un déplacement radial de l'ordre de 0.65%, de sorte qu'une mesure à un rayon donné de la vitesse des particules ne correspondrait pas à la vitesse de l'écoulement à cette même position. Cette erreur spatiale minime (de l'ordre du millimètre) est de plus à prendre avec précaution, car largement surévaluée par les fortes hypothèses faites quant à l'égalisation de la vitesse circonférentielle de la particule et de la vitesse d'entraînement.

Les effets induits par la force centrifuge sur les particules d'ensemencement seront donc négligés dans le cadre de ce travail.

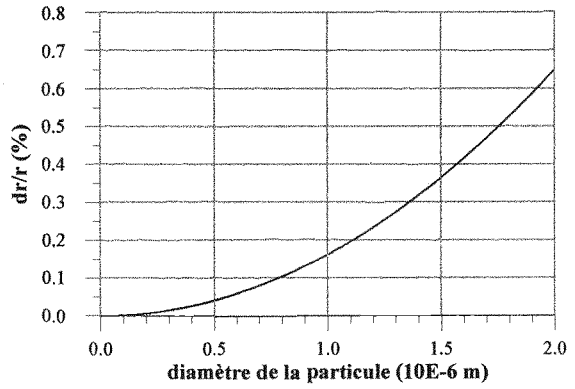


figure 49 : Ecart dans la direction radiale des trajectoires de particules d'huile de paraffine pour différents diamètres.

Quantification des effets induits par un brusque changement de vitesse :

Le compresseur d'essais est une machine à l'intérieur de laquelle se développent des écoulements transsoniques. Les particules d'ensemencement subissent un brusque changement de vitesse en traversant les chocs obliques (émanant du bord d'attaque des aubes du rotor) ou les chocs droits (présents dans ses canaux inter-aubes). La capacité de la particule à reproduire la forte décélération de l'écoulement joue ainsi un rôle primordial sur la qualité des mesures de vitesses en aval d'un choc. Des calculs menés par Yanta et al [86] ont montré que la distance de décélération de particules traversant un choc oblique augmentait rapidement avec leur diamètre, et que cette distance est déjà conséquente pour des particules de taille de 1 μm. De nombreuses modifications empiriques de la loi de traînée de Stokes appliquée à des écoulements à grande vitesse ont été proposées pour calculer la traînée des particules. Celles-ci dépendent du nombre de Reynolds de la particule et du nombre de Mach basés sur la vitesse de glissement $V_{p\text{-}f}$, et prennent aussi en considération le nombre de Knudsen.

Melling [53] propose une forme plus générale de l'équation (III.19) du mouvement de la particule lorsque $\rho_p >> \rho_f$, qui peut s'écrire sous forme vectorielle :

$$\frac{d\vec{V}_p}{dt} = \frac{C}{24} Re_p C_D \vec{V}_{p-f} \qquad \text{(III.24)}$$

avec

$$C = \frac{18\mu_f}{\rho_p d_p^2} \qquad \text{(III.25)}$$

où Re_p est le nombre de Reynolds basé sur la vitesse de glissement

$$Re_p = \frac{\rho_f \left|\vec{V}_{p-f}\right| d_p}{\mu_f} \qquad \text{(III.26)}$$

et le coefficient de traînée est donnée par :

$$C_D = \frac{24}{Re_p(1 + 2.7 \cdot Kn_p)} \qquad \text{(III.27)}$$

avec

$$Kn_p = \frac{\ell_m}{d_p} \quad \text{Nombre de Knudsen} \qquad \text{(III.28)}$$

ℓ_m est le libre parcourt moyen moléculaire.

Si le diamètre des particules et la loi de traînée étaient connus avec précision, les mesures de vitesse par anémométrie laser L2F pourraient être corrigées pour donner la vitesse réelle du fluide. Cependant le problème devient plus compliqué quand les particules ne sont pas uniformes en taille, ce qui conduit à des différences de réponse en temps des petites et des grosses particules.

En considérant un écoulement avec un nombre de Mach de 1.25, rencontrant un obstacle faisant un angle de 4.5° avec la direction de l'écoulement, une onde de choc oblique prend naissance au nez du profil en faisant un angle de 63.8° avec la direction de l'écoulement. Ces valeurs ont été choisies car elles sont analogues à celles rencontrées dans la zone d'attaque de la roue mobile du compresseur étudié. La distance nécessaire à des particules de différentes tailles pour décélérer à la vitesse du fluide en aval du choc est tracée sur la figure 50. Ces résultats ont été calculés en résolvant la projection de l'équation (III.24) sur un axe normal au choc, et en prenant le coefficient de traînée C_D proposé par Melling. La prédiction de la distance de décélération varie de 4 à 10 mm pour des particules comprises entre 0.5 et 1 μm et dépasse les 20 mm pour les particules de 2 μm.

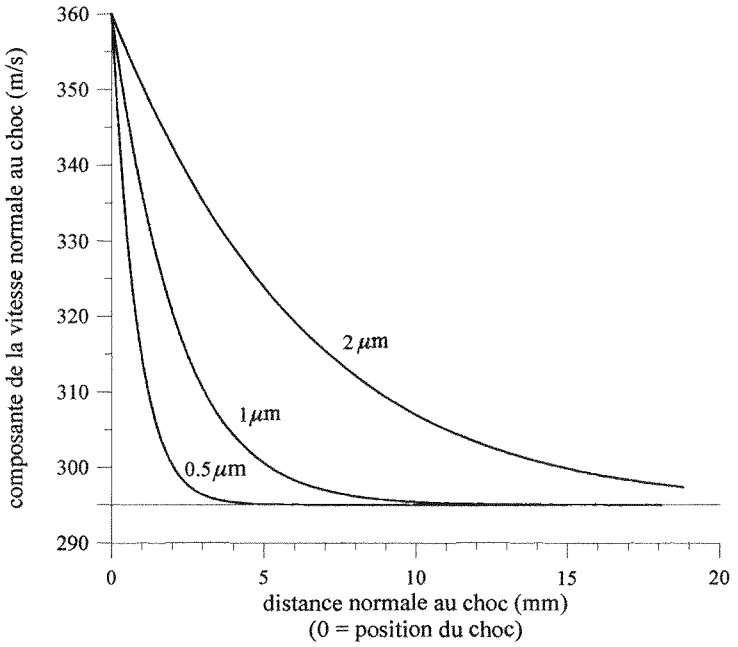


figure 50 : Distance nécessaire à des particules de différentes tailles pour décélérer à la vitesse du fluide en aval d'un choc.

Lorsque le critère de monodispersion n'est pas respecté, comme dans notre cas avec de l'huile de paraffine, il existe donc un écart de distance de décélération conséquent entre les différentes particules. Aussi, lors de mesures par anémométrie L2F, cela fait apparaître des fluctuations fictives de la vitesse en aval du choc. De plus, si des écarts existent sur la composante normale de la vitesse, il est prévisible qu'il existe aussi des différences concernant les angles des trajectoires des particules après le choc.

En plus des erreurs engendrées sur la mesure des valeurs moyennes et des écarts types associés pour l'angle et le module de la vitesse de l'écoulement, le passage au travers d'une onde de choc

produit une diminution de la concentration en particules d'ensemencement qui peut avoir de sévères conséquences sur les temps d'acquisition et le taux de validation.

Quantification des effets induits par un écoulement fluctuant :

La rotation de la roue mobile à plusieurs milliers de tours par minutes induit une fréquence de passage des aubes devant un point du repère absolu d'environ 10 kHz. Les battements de chocs et de sillages au voisinage de la roue ont des fréquences du même ordre de grandeur. Il est donc important de savoir comment réagissent les particules d'ensemencement dans l'écoulement fluctuant que l'on désire étudier.

Mazumder et al. [52] ont mesuré la réponse dynamique d'un écoulement ensemencé par un aérosol, excité par des ondes acoustiques. Les particules d'ensemencement testées ont un diamètre compris entre 0.1 et 2 μm et la gamme des fréquences utilisées est comprise entre 100 Hz et 100 kHz. Ils ont montré que les particules sphériques d'une densité de 10^3 Kg/m^3 et de diamètre de 1 μm suivaient les fluctuations de l'air excité par une fréquence de 10 kHz avec 98% de fidélité.

III.6.2.4 Conclusion sur l'ensemencement du compresseur d'essais

Cette étude sur l'ensemencement du compresseur d'essais a permis de présenter les critères importants concernant le choix des particules qui, d'une part rendront possible la mesure par anémométrie laser L2F, et d'autre part auront une influence sur la qualité des résultats. Il en ressort que le principal problème est lié à la taille des particules et à leur polydispersion. Si des particules de diamètre de l'ordre du micron sont satisfaisantes pour des mesures avec un système L2F dans la plupart des zones du compresseur, elles deviennent critiques pour les mesures réalisées en aval d'un choc. De plus, dans ces zones, la différence de leur taille provoque une mesure de fluctuation fictive de l'écoulement et les données acquises devront être analysées avec précaution.

Par ailleurs, suite à ces considérations et vues les distances de décélération des particules utilisées, une discrétisation très fine de la zone de mesure en aval des chocs ne semble pas nécessaire, ceci aussi bien spatialement que temporellement, lorsque les mesures sont réalisés en synchronisation avec le défilement des aubages de la roue mobile (cf. paragraphe XX Analyse des résultats - discrétisation azimutale).

Enfin, même si dans la littérature une distance de 50 fois la grandeur caractéristique de la sonde d'ensemencement est suffisante pour ne pas perturber l'écoulement au point de mesure, l'existence de fluctuations parasites induites par le sillage de la sonde peut tout de même être ressentie dans certains types d'écoulements. Mais, ces fluctuations parasites sont négligeables devant celles engendrés par la disparité de taille des particules en écoulement transsonique.

III.7 Estimation des incertitudes de mesures

La technique L2F permet la mesure de l'angle et du module de la vitesse en un point de l'écoulement. Des incertitudes peuvent survenir à toute étape du processus de mesure, que ce soit au niveau du principe même de la technique utilisée, de la chaîne d'acquisition, du dépouillement ou bien encore du traitement statistique. De plus, des erreurs liées à la configuration expérimentale elle même sont sources d'incertitudes supplémentaires.

Ce paragraphe a pour objectif de présenter les différentes sources d'incertitudes intervenant sur la qualité des résultats, bien que leur influence réelle ne soit pas toujours quantifiable.

III.7.1 Incertitudes sur la position du point de mesure

III.7.1.1 Positionnement dans le repère absolu

Le paragraphe III.5"Positionnement du point de mesure" décrit le système et la procédure de positionnement du volume de mesure dans l'espace. Les incertitudes sur ce positionnement sont directement liées à la résolution du système de déplacement. Pourtant celles-ci sont négligeables devant les erreurs commises lors de l'alignement du bâti-support de l'optique de l'anémomètre avec le compresseur d'essais, rendu difficile par un manque de référence précise sur l'enveloppe extérieure du carter. De plus, il a été vu qu'il fallait prendre en considération le déplacement de la machine "à chaud", qui est de l'ordre de 0.5 mm dans la direction axiale. Un étalonnage des mouvements du bâti-support a permis d'estimer l'incertitude sur la position du volume de mesure à ± 0.15 mm dans les directions radiale et axiale.

III.7.1.2 Positionnement dans le repère relatif

Lors de mesures synchronisées il est possible de positionner les données dans le repère relatif.

- Hors de la roue, ce repérage dépend principalement de la précision de la périodicité du signal de synchronisation et de la résolution du compteur donnant le temps écoulé entre le *Top* de synchronisation et le passage d'une particule dans le volume de mesure. Le système mécanique de repérage et le système électronique de mise en forme du *Top* de synchronisation engendrent une erreur sur la position de ce *Top* estimée à 3% du pas inter-aubes de la roue mobile. La résolution du compteur (1 µs) comparée à la période de passage des aubes à la vitesse de rotation nominale (≈80 µs) entraîne, quant à elle, une incertitude de 1.2%. Sachant par ailleurs que toute information acquise dans un azimut est associée à la position circonférentielle du milieu de cet azimut, la

précision sera au mieux égale à la demi largeur de l'intervalle (soit typiquement 5% du pas, pour des mesures réalisées avec 10 azimuts à largeur constante).

- Dans la roue mobile, on rappelle que la position azimutale des informations, repérées par la face en dépression de l'aube, se calcule par :

$$\theta = \frac{1}{T_{top}} \cdot \left(\Delta t + x \cdot T_{oc} - T_{ep} \right) \qquad \text{cf. équation (III.7)}$$

Ainsi l'incertitude sur le positionnement prend en compte toutes celles citées ci-dessus, avec en plus celle concernant l'évaluation du coefficient x, généralement nettement inférieure aux autres.

Toutes ces erreurs sur le repérage azimutal des informations sont en fait moyennées sur des milliers de tours et induisent un lissage des gradients dans la direction azimutale et ce d'autant plus qu'il sont forts.

III.7.2 Incertitudes sur la détermination de l'angle et du module de vitesse

III.7.2.1 Géométrie du volume de mesure

Les caractéristiques du volume de mesure dans le plan focal sont la distance inter-taches δ et le diamètre des taches de focalisation ($2r_0$). Cette géométrie fait que le volume de mesure s'apparente à un filtre spatial de résolution angulaire :

$$\Delta\alpha = \pm \arcsin\left(\frac{2 \cdot r_0}{\delta} \right) \qquad \text{(III.29)}$$

Ces incertitudes angulaires n'affectent que très faiblement la valeur moyenne de α si le nombre d'échantillons est suffisamment important. Par contre, il n'en est pas de même pour les grandeurs fluctuantes. En effet, si l'on envisage le cas d'un écoulement laminaire unidirectionnel, la procédure d'acquisition angulaire va conduire à la mesure d'une fluctuation fictive. Pour un diamètre de tache égale à 10 µm et une distance inter-taches de 500 µm, cette fluctuation sur l'angle absolu atteint 1.1 degré. Ainsi, dans des écoulements faiblement turbulents, cette fluctuation fictive va se substituer à la valeur réelle de la fluctuation. Par contre, elle ne va plus entrer en jeu dès que les fluctuations angulaires deviennent plus importantes.

De la même manière, cette incertitude angulaire provoque une fluctuation fictive du module de la vitesse, car la distance parcourue par les particules entre le *Start* et le *Stop* varie en fonction de leur orientation. Cette contribution reste cependant minime avec notre système L2F, puisqu'elle est de l'ordre de 0.02%.

D'autre part, la distance inter-taches δ intervient directement dans le calcul de la vitesse. On l'obtient, à partir de la relation (III.30), en mesurant la distance Δf_λ entre deux franges d'interférence

créés par le croisement de la lumière laser qui forme chacun des spots (ℓ_{foc} est la distance séparant le plan focal du plan où est mesurée l'interfrange). On peut estimer que sa mesure est donnée à mieux que 0.2%.

$$\delta = \frac{\lambda_0 \ell_{foc}}{\Delta f_\lambda} \tag{III.30}$$

L'élévation de température de l'écoulement se traduit par une augmentation de température dans le local de mesure qui engendre une variation de δ. Pour prendre en compte cette variation, une mesure de la distance inter-taches est effectuée à la mise en rotation du compresseur et à la fin des mesures. De plus, un relevé de la température au voisinage de la tête optique est réalisé après chaque acquisition de vitesse, de manière à connaître l'évolution de δ au cours des mesures (sachant que celle-ci est pratiquement une fonction linéaire de la température). Les erreurs sur l'évolution de δ au cours du temps ne dépassent pas 0.5%.

Ainsi, les erreurs commises sur la distance inter-taches δ peuvent atteindre 0.7%, ce qui se traduit directement par une erreur de 0.7% sur la vitesse mesurée.

Ces erreurs sur la valeur de l'inter-taches n'ont aucune influence sur la détermination de l'angle moyen et de ses fluctuations.

III.7.2.2 Nombre fini d'échantillons

Le calcul des valeurs moyennes et des écarts types est effectué à l'aide d'une formulation discrète, utilisant des moyennes arithmétiques pour un nombre fini d'échantillons. Ces moyennes convergent effectivement vers les moyennes réelles à condition que le nombre d'échantillons soit suffisant. Le nombre fini d'échantillons est alors source d'incertitudes, et ce d'autant plus que le niveau de turbulence de l'écoulement est élevé, car pour conserver des temps d'acquisition acceptables, on est contraint de limiter ce nombre.

Si l'on souhaite que la moyenne, obtenue à l'aide de la formulation discrète, d'une fonction f d'écart type σ_f, diffère de la moyenne réelle au plus de ε_1 (intervalle de confiance) avec une probabilité p (cf. Ventsel [81]), le nombre d'échantillons N_{ech} est donné par :

$$\varepsilon_1 = \frac{\sigma_f}{\sqrt{N_{ech}}} \cdot \arg\Phi^* \left[\frac{p+1}{2} \right] \tag{III.31}$$

où $\arg\Phi^*$ est la fonction réciproque de la fonction de répartition de la loi Gaussienne.

Dans les mêmes conditions, la précision sur le calcul de l'écart type s'écrit :

$$\varepsilon_2 = \sqrt{\sqrt{\frac{2}{N_{ech}-1}} \cdot \arg\Phi^* \left[\frac{p+1}{2} \right]} \frac{\sigma_f}{\bar{f}} \tag{III.32}$$

Le tableau 4 présente les incertitudes relatives obtenues pour différentes probabilités p, que la valeur moyenne du module de vitesse et son écart type se trouvent respectivement dans les intervalles de confiance ε_1 et ε_2. Deux configurations d'écoulement sont envisagées : un écoulement peu turbulent (Tu = σ_v/V = 5%), typique des écoulements sains en turbomachine, et un écoulement turbulent (Tu = σ_v/V = 20%), caractérisant des zones telles que les sillages. Le nombre de particules a été fixé à 500, ce qui est réaliste lors d'une acquisition. Ces résultats montrent que, pour conserver un même niveau d'incertitude, plus le taux de turbulence est élevé, plus le nombre de particules doit être grand.

Tu	P(%)	$\arg\phi^*[(p+1)/2]$	ε_1(%)	ε_2(%)
5%	90%	1.643	0.37	1.61
5%	95%	1.960	0.44	1.76
5%	99%	2.580	0.58	2.02
20%	90%	1.643	1.5	5.0
20%	95%	1.960	1.9	7.0
20%	99%	2.580	2.3	8.1

tableau 4 : Incertitudes relatives provoquées par le nombre fini d'échantillons sur le module moyen de la vitesse et ses fluctuations.

Le même type de calcul peut être effectué pour estimer les incertitudes absolues sur la détermination de l'angle moyen et de ses fluctuations. Mais, contrairement à l'acquisition de vitesse, le nombre d'échantillons n'est pas connu à priori lors de la phase de recherche d'angle. En effet, rappelons que parmi les N_α informations enregistrées pour chaque position angulaire lors de la recherche d'angle, seul $N_{\alpha,\tau}$ informations valides (temps de vol compatibles avec la fourchette de vitesse définie par l'expérimentateur) seront conservées. Le rapport $N_{\alpha,\tau}/N_\alpha$, noté $\%N^{\alpha}_{val}$, est le taux de validation à l'angle α. Son évolution, sur la plage angulaire à explorer, sert à construire l'histogramme d'angles. Pratiquement, le calcul des grandeurs statistiques s'effectue avec une dizaine d'angles. Le taux de validation moyen sur cette dizaine d'angles est de l'ordre de la moitié du taux de validation maximal (obtenu à l'angle le plus proche de l'angle moyen de l'écoulement). Son rôle primordial sur la précision des mesures est illustré par le tableau 5, qui donne l'exemple de calculs réalisés avec deux taux de validation moyens de 15% et de 5% (intervalle de valeurs typiques en turbomachine) pour un nombre total N_α d'informations par angle égal à 500. Des fluctuations angulaires de 2° et 10°, que l'on rencontre respectivement dans un écoulement faiblement turbulent (Tu = 5%) et dans un écoulement très turbulent (Tu = 20%), ont été prise pour σ_α. Toutes ces valeurs sont données à titre d'exemple et sont inspirées des résultats de mesures obtenues dans le compresseur d'essais.

On constate que, de même que pour les incertitudes sur la vitesse, une meilleure précision est obtenue sur les valeurs moyennes que sur les fluctuations. La valeur moyenne de l'angle est assez

précise, mais cette précision se dégrade très vite avec une augmentation du taux de turbulence, si le nombre d'échantillons reste constant. Il est alors important de remarquer, que l'augmentation du taux de turbulence (donc de σ_v et σ_α) agit d'autant plus sur l'augmentation des incertitudes, qu'elle s'accompagne d'une diminution du taux de validation. Or, les zones à fort taux de fluctuations sont généralement des zones difficiles à ensemencer, de telle sorte que si l'on veut conserver des temps d'acquisition acceptables, il est souvent nécessaire de réduire le nombre d'échantillons. De ce fait, les incertitudes liées au traitement statistique dans ces zones s'en trouvent accrues.

% de validation moyen	σ_α	P(%)	$\arg\phi^*[(p+1)/2]$	ε_1	ε_2
15%	2°	90%	1.643	0.12	0.58
15%	2°	95%	1.960	0.14	0.64
15%	2°	99%	2.580	0.19	0.73
15%	10°	90%	1.643	0.60	2.9
15%	10°	95%	1.960	0.72	3.2
15%	10°	99%	2.580	0.94	3.7
5%	2°	90%	1.643	0.21	0.77
5%	2°	95%	1.960	0.25	0.84
5%	2°	99%	2.580	0.33	0.96
5%	10°	90%	1.643	1.0	3.8
5%	10°	95%	1.960	1.2	4.2
5%	10°	99%	2.580	1.6	4.8

tableau 5 : Incertitudes absolues provoquées par le nombre fini d'échantillons sur l'angle moyen et ses fluctuations.

III.7.2.3 Résolution du compteur

Une source d'erreur supplémentaire est liée à la résolution du compteur qui détermine le temps de vol de la particule. Cette résolution est au maximum de 10 ns sur notre compteur, et a dû être multipliée par 2 du fait du codage sur 15 bit (au lieu de 16) de la valeur du temps de vol (cf. paragraphe "II.1.4.2 Gestion de l'acquisition"). L'incertitude qu'elle entraîne sur la vitesse peut être exprimée de la manière suivante :

$$\frac{\Delta V}{V} = \frac{1}{1-\frac{res}{2.\tau}} - \frac{1}{1+\frac{res}{2.\tau}} \approx \frac{res}{\tau} = \frac{res \cdot V}{\delta} \qquad \text{(III.33)}$$

où res est la résolution du compteur, δ est la distance inter-taches et τ le temps de vol de la particule.

Ainsi l'incertitude créée sur la mesure de la vitesse est d'autant plus grande, que le temps de vol τ est petit. Pour la gamme de vitesses rencontrées, de l'ordre de 100 à 200 m/s pour les mesures à

l'amont de la roue mobile du compresseur d'essais, et une distance inter-taches de 500 μm, l'incertitude est comprise entre 0.4% et 0.8 %.

Cependant, cette incertitude induite sur le module de la vitesse, est largement surestimée. Le nombre d'échantillons pris pour réaliser une acquisition et les écarts types des vitesses rencontrées (supérieurs à 5%) font qu'elle est statistiquement moyennée et pratiquement nulle.

III.7.2.4 Point de fonctionnement

La précision du point de fonctionnement du compresseur contribue également à l'augmentation de l'incertitude sur la détermination du module de la vitesse. La vitesse de rotation à imposer se déduit de $N = N_{ref} \cdot \sqrt{\frac{T_{t0}}{T_{ref}}}$ (cf. relation (III.1) p. 67) et est contrôlée à 0.1% près , tandis que la température est mesurée à 0.1K (cf. III.1.3.3 Mesures aérodynamiques stationnaires globales). Cependant la vitesse mesurée, notée V_{exp}, est standardisée par $V = V_{exp} \cdot \sqrt{\frac{T_{ref}}{T_{t0}}}$. Les triangles de vitesses étant homothétiques pour des vitesses voisines de N_{ref}, l'erreur sur la mesure de la température génératrice n'intervient pas dans la détermination de la vitesse. Il en résulte une incertitude sur le module de V de l'ordre de 0.1%.

Pour des raisons homologues, l'erreur induite sur l'angle est négligeable.

III.7.2.5 Procédure de dépouillement des données

D'autres incertitudes interviennent lors de la procédure de dépouillement des données, et ce d'autant plus que les histogrammes sont construits sur un nombre réduit d'échantillons. Ces incertitudes dépendent principalement du choix des bornes d'angles ou de vitesses à appliquer aux calculs des grandeurs statistiques. Tandis que dans le cas d'histogrammes tels que ceux présentés sur la figure 9 et la figure 10 (p. 38), l'évaluation de la valeur moyenne et de l'écart type est aisée, elle peut devenir très difficile quand les histogrammes ne peuvent plus être approchés par une courbe Gaussienne. Par exemple, les histogrammes à "deux bosses" ou contenant des informations erronées, vus au paragraphe "II.1.5 Traitement des données", sont délicats à traiter et les incertitudes commises dans le choix des bornes sont propres à l'expérimentateur et donc non quantifiables formellement. Par ailleurs, il est important de rappeler ici, que toute procédure de dépouillement complètement automatisée conduit systématiquement à une augmentation des incertitudes.

III.7.2.6 Ensemencement de l'écoulement

La qualité de l'ensemencement de l'écoulement peut modifier de manière importante les résultats obtenus. Par exemple, l'utilisation de particules de tailles disparates peut conduire à une surestimation des fluctuations des vitesses, de par leurs différentes réponses aux accélérations de l'écoulement. Cela se traduit généralement par l'obtention d'un histogramme dissymétrique ("histogramme à queue") qui engendre aussi une erreur sur la valeur moyenne de la vitesse. De même, une augmentation excessive de la concentration en particules peut aboutir à une diminution des taux de validation, provoquant une augmentation de l'incertitude sur la détermination des angles.

Il sera supposé ici que le choix d'un ensemencement adapté suffit pour limiter les incertitudes sur la détermination du champ de vitesse car, en réalité, ces incertitudes sont difficiles à quantifier de manière générale. Il est pourtant possible d'observer cette influence dans certains cas particuliers, comme nous le verrons lors de l'analyse des résultats obtenu dans la zone du choc oblique émanant du bord d'attaque de la roue mobile.

III.7.2.7 Environnement hostile

La réalisation de mesures sur des compresseurs transsoniques, dans un environnement type industriel, est très délicate. Les fortes puissances électriques (plusieurs mégawatts) nécessaires pour entraîner de tels compresseurs jusqu'à leur point de fonctionnement nominal génèrent souvent des parasites très difficiles à éliminer lorsqu'il s'agit de mesurer des millivolts. Ces parasites peuvent induire "du bruit" dans les histogrammes. De plus les problèmes de vibrations et d'élévation de la température dans le local de mesure sollicitent fortement l'instrumentation et peuvent provoquer des erreurs, comme la dérive de la distance inter-taches (cf. III.7.2.1 Géométrie du volume de mesure). Enfin, les problèmes liés à l'encrassement des hublots de visée par l'huile de la machine sont très contraignants et dégradent la qualité du signal (forte diminution du rapport signal/bruit, augmentation des temps d'acquisitions,...).

III.7.2.8 Bilan des incertitudes de mesures

Les valeurs du nombre d'échantillons typiquement utilisées pour conserver des temps d'acquisition acceptables sont généralement trop faibles pour permettre d'obtenir une bonne précision sur les grandeurs fluctuantes, lorsque l'écoulement n'est pas faiblement turbulent. C'est pourquoi, le bilan présenté dans le tableau 6 ne prend en compte que les incertitudes qu'il a été possible de quantifier sur les valeurs moyennes du module de la vitesse V et de son angle α. Les résultats concernant l'incertitude des traitements statistiques sont ceux obtenus pour des taux de turbulence de l'écoulement compris entre 5% et 20%, associés à une probabilité de 95%.

Vues les multiples sources d'incertitudes, dont certaines difficilement quantifiables, l'évaluation globale du niveau d'incertitudes sur la détermination du module de la vitesse résulte de différents tests de répétitivité et de recoupement, et est donnée à ±1.5%.

Le même genre de raisonnement peut être appliqué à l'évaluation des incertitudes globales de l'angle, qui est donné à ±0.5 degré.

	$\Delta V/V$ (%)	$\Delta\alpha$ (degré)
distance inter-taches	0.7	–
traitement statistique	$0.44<\Delta V/V<1.9$	$0.14<\Delta\alpha<1.2$
résolution	0.8	1.1
point de fonctionnement	0.1	–
total	$2.04<\Delta V/V<3.5$	$1.24<\Delta\alpha<2.3$

tableau 6 : Valeur des incertitudes de mesure des grandeurs moyennes pour le système L2F.

Chapitre IV Présentation et analyse des résultats de mesure dans le compresseur d'essais

Ce chapitre a pour but de présenter et d'analyser les mesures réalisées dans le compresseur d'essais. En première partie, nous insisterons sur le post-traitement des données L2F et introduirons la notion de périodicité chorochronique, utilisée ici pour permettre le passage des données dans le repère relatif. Ensuite, une étude de l'onde de choc oblique émanant du bord d'attaque des aubes de la roue mobile est proposée sur la base d'une confrontation des résultats expérimentaux à ceux, d'une part d'une méthode analytique que nous avons développée à partir d'un couplage proposée par Starken [70], et d'autre part à ceux d'une simulation numérique obtenue par le code de calcul PROUST [55]. Après une description du sillage de la roue directrice d'entrée, l'interaction entre le choc oblique et ce sillage sera analysée. Cette analyse repose sur l'étude des évolutions au passage du choc de la vorticité attachée au sillage et sur la quantification des fluctuations instationnaires apparaissant dans la décomposition du champ proposée par Adamczik [2].

IV.1 Localisation des points de mesure

Les améliorations apportées à la méthodologie L2F-2D ont permis de réaliser une description fine et détaillée de l'écoulement entre la roue directrice d'entrée (RDE) et le rotor du compresseur d'essais. Mais il a malheureusement été impossible de poursuivre l'investigation dans la roue mobile, à cause de problèmes de fuites d'huile au niveau d'un palier de la machine. Centrifugée par la roue mobile, cette huile se dépose sur le carter, est convectée par l'écoulement et encrasse complètement les hublots de visée, rendant impossible les mesures par vélocimétrie laser dans et en aval du rotor. Le maillage caractérisant le lieu des points de mesure est représenté sur la figure 51.

Une première série de mesures a fourni des informations à 7 rayons constants (15, 30, 50, 70, 80, 90 et 95% de hauteur de veine, h), dans une section perpendiculaire à l'axe machine (section 25A). Cette section se situe (en milieu de veine) à une distance du bord de fuite de la RDE de 31% de la

corde axiale de la RDE et à une distance du bord d'attaque du rotor de -28% de la corde axiale du rotor. Les mesures ont été effectuées en 20 positions circonférentielles différentes, couvrant 110% du pas de la RDE, avec 12 points répartis tous les 10% et 8 autres, réservés pour améliorer la description du sillage.

La deuxième série de mesures a permis d'explorer l'écoulement dans un plan aube à aube situé à 50% de hauteur de veine, depuis la section 25A jusqu'au front de grille de la roue mobile. La description circonférentielle de la première série de mesure a été conservée (20 points pour 110% du pas de la RDE). La discrétisation spatiale dans la direction de l'axe machine est assurée par 10 positions, soit un intervalle axial constant d'un peu moins de 5% du pas de la RDE. Ceci permet d'avoir une description spatiale moyenne du même ordre de grandeur dans la direction circonférentielle et dans la direction axiale.

De plus, quelques points de mesures ont été réalisés dans la roue, au voisinage du bord d'attaque à 50 % de hauteur de veine.

L'acquisition des données a été faite en synchronisation avec la rotation de la roue mobile et a permis de discrétiser le temps entre le passage de deux aubes du rotor, dans le but d'obtenir l'évolution temporelle de l'écoulement. Le pas en temps du rotor est typiquement divisé en 10 intervalles qui correspondent à 10 positions spatiales moyennes dans le repère relatif. Ce procédé d'acquisition conduit à une bonne description du champ, qualifié "d'instationnaire périodique", et plus précisément de l'interaction du sillage de la RDE avec le choc émanant du bord d'attaque des aubes du rotor.

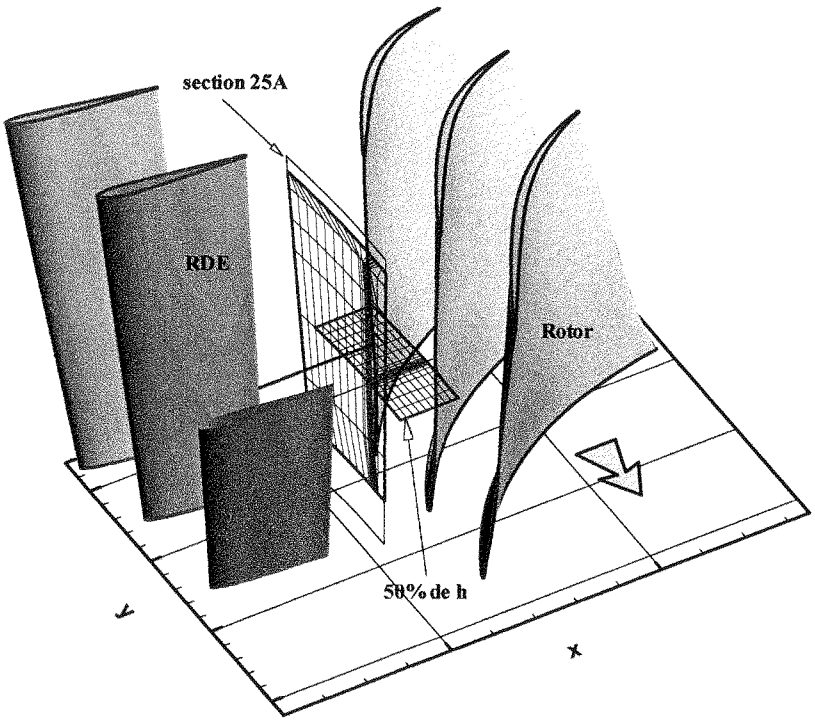


figure 51 : Maillage des mesures réalisées entre la roue directrice d'entrée et le rotor.

IV.2 Traitement des informations dépouillées

IV.2.1 Correction en température

Dans le paragraphe III.1.3.3 "Mesures aérodynamiques stationnaires globales", il a été vu que le point de fonctionnement a été ajusté afin de tenir compte de la pression et de la température atmosphériques. Ceci conduit à avoir une similitude des triangles de vitesses en nombre de Mach. Pour restituer les bonnes conditions cinématiques, toutes les mesures de vitesses sont corrigées en température par la relation (IV.1), prenant en considération la température amont T_{t0}. On note en indice, std pour les grandeurs standardisées, et exp pour les grandeurs brutes mesurées. Les corrections sur les écarts types des vitesses sont alors données par la relation (IV.2).

$$V_{std} = V_{exp} \cdot \sqrt{\frac{T_{ref}}{T_{t0}}} \tag{IV.1}$$

$$\sigma_{Vstd} = \sigma_{V\,exp} \cdot \frac{V_{std}}{V_{exp}} \tag{IV.2}$$

IV.2.2 Correction due à l'angle de visée

Une correction est effectuée pour tenir compte du fait que l'angle entre la tangente à la surface de courant et le plan de focalisation des deux faisceaux laser est non nul (cf. figure 52). L'obtention de α, σ_α, V et σ_V se fait alors par l'intermédiaire des relations (IV.3) à (IV 6).

$$\tan\alpha = \cos(\psi - \phi_f) \cdot \tan\alpha_{exp} \tag{IV.3}$$

$$V^2 = V_{std} \cdot \left[\frac{\cos^2 \alpha_{exp}}{\cos^2(\psi - \phi_f)} + \sin^2 \alpha_{exp} \right] \tag{IV.4}$$

$$\sigma_\alpha \approx \sigma_{\alpha\,exp} \tag{IV.5}$$

$$\sigma_V = \sigma_{Vstd} \cdot \frac{V}{V_{std}} \tag{IV.6}$$

Les valeurs de ψ ont, dans un premier temps, été estimées en assimilant les pentes méridiennes des lignes de courant aux pentes géométriques locales. Une comparaison des angles ψ choisis a été

faite à posteriori avec ceux prédits par un calcul Euler tridimensionnel. En amont du rotor les résultats sont pratiquement équivalents.

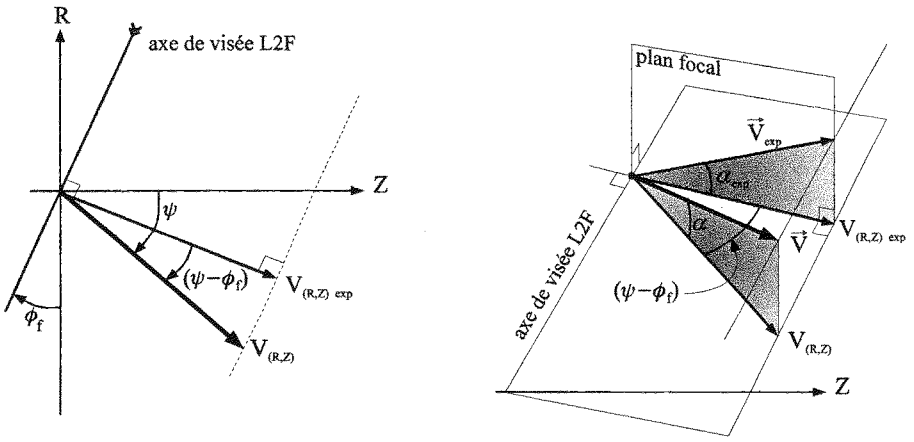


figure 52 : Définition des angles.

IV.2.3 Calcul des grandeurs aérodynamiques non mesurées

IV.2.3.1 Grandeurs relatives à la roue mobile

Les mesures sont réalisées dans un repère fixe. Elles donnent ainsi accès au module V et à l'angle α du vecteur vitesse de l'écoulement dans ce même repère, c'est à dire relatif à la RDE. Lorsqu'il s'agit d'appréhender des phénomènes liés au repère mobile, on calcule le module W et l'angle β (cf. figure 53) du vecteur vitesse relatif à la roue mobile par :

$$\tan\beta = \tan\alpha - \frac{U}{V\cdot\cos\alpha} \tag{IV.7}$$

$$W = \frac{V\cdot\cos\alpha}{\cos\beta} \tag{IV.8}$$

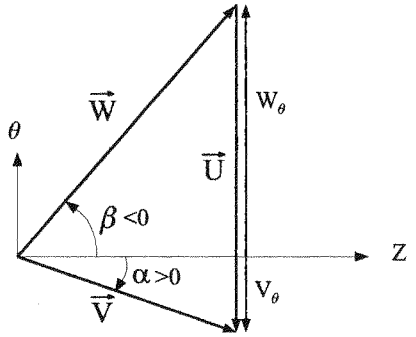


figure 53 : Exemple de triangle de vitesses.

IV.2.3.2 Nombre de Mach

Considérons l'équation de conservation de l'énergie totale dans un repère fixe.

$$\underbrace{\frac{\partial}{\partial t}(\rho h_t)}_{A} + \underbrace{\mathrm{div}(\rho h_t \vec{V})}_{B} - \underbrace{\frac{\partial P}{\partial t}}_{C} - \underbrace{\mathrm{div}(\bar{\bar{\tau}}.\vec{V})}_{D} + \underbrace{\mathrm{div}\vec{q}}_{E} - \underbrace{\rho r}_{F} - \underbrace{\rho \vec{f}.\vec{V}}_{G} = 0 \qquad \text{(IV.9)}$$

- Le terme A correspond à la variation instationnaire de l'enthalpie d'arrêt.
- Le terme B traduit le flux d'enthalpie transportée par le débit $\rho\vec{V}$.
- Le terme C représente la variation instationnaire de pression statique. Un changement temporel de pression statique est donc une source d'énergie totale.
- Le terme D est un terme traduisant un transfert d'énergie totale entre les tubes de courant lié aux tensions de cisaillement visqueuse et turbulente.
- Les termes E et F correspondent aux échanges de chaleur à partir de sources extérieures volumiques et surfaciques.
- Le terme F correspondent aux échanges d'énergie liées à des forces volumiques extérieures.

En négligeant le travail des contraintes de cisaillement, les échanges de chaleur entre les tubes de courant et en se plaçant dans un cas où les forces volumiques extérieures ne travaillent pas (zone située en dehors d'une roue mobile), l'équation de conservation de l'énergie totale sur une ligne de courant se réduit alors à :

$$\frac{dh_t}{dt} = \frac{1}{\rho}\frac{\partial P}{\partial t} \qquad \text{(IV.10)}$$

Si, de plus, on néglige les variations instationnaires de pression, l'équation (IV.10) traduit le fait que l'enthalpie d'arrêt, donc la température d'arrêt, se conserve le long d'un tube de courant. Connaissant la température amont (T_{t0}), le calcul du nombre de Mach est alors immédiat et on a :

$$M = \frac{V}{\sqrt{\gamma.r.\left(T_{t0} - \frac{V^2}{2.Cp}\right)}} \qquad \text{(IV.11)}$$

Le problème réside dans le fait que des ondes de chocs défilent en amont du rotor et que, par conséquent, elles introduisent une variation de la pression au cours du temps qui n'est pas accessible par la technique de mesure L2F. C'est pourquoi les calculs du nombre de Mach on été tout de même réalisés en utilisant la relation (IV.11).

Pour induire le moins d'erreurs possible dans les résultats qui seront présentés ultérieurement, on privilégiera la vitesse absolue V et l'angle absolu α, qui sont les grandeurs aérodynamiques mesurées par la technique L2F. La vitesse relative W et l'angle relatif β seront utilisés seulement lorsqu'il s'agira de qualifier l'alimentation de la roue mobile, car ces grandeurs ont l'inconvénient de cumuler les erreurs commises sur V et α. Quant au nombre de Mach, son calcul est biaisé, mais l'influence du terme de pression n'est tout de même pas très élevée, si bien que ses évolutions qualitatives restent intéressantes et que l'on pourra les utiliser pour l'analyse de l'écoulement compressible.

IV.2.4 Changement de repère - hypothèse de périodicité chorochronique

Cette partie est réservée à la présentation du concept de la périodicité chorochronique de l'écoulement dans un étage comprenant une roue fixe et une roue mobile. Après avoir vérifié cette périodicité de l'écoulement dans la partie du compresseur d'essais où ont été effectuées les mesures, il en a été fait usage pour obtenir les données dans un repère lié à la roue mobile.

IV.2.4.1 Problèmes rencontrés pour effectuer un changement de repère

Les mesures ont été réalisées dans le repère lié à la RDE (repère absolu). Or, un changement de repère est nécessaire pour exprimer les résultats de mesure dans le repère lié au rotor (repère relatif). Dans ce repère, la position spatiale du rotor est "fixe" et ses canaux voient défiler les perturbations spatiales lié à la RDE. Si l'étude d'un sillage lié à la RDE et des déformations qu'il subit au cours du temps se fait plus facilement dans le repère absolu, l'étude d'un choc lié au rotor et ses déformations, engendrées par le passage d'un sillage de la RDE, se fait naturellement dans le repère relatif. L'intérêt de retranscrire les résultats de mesures dans le repère relatif a, de plus, des raisons purement pratiques, sachant que les résultats de la simulation numérique, auxquels seront comparés les résultats de l'expérience, sont exprimés dans le repère relatif.

La figure 54 illustre les problèmes rencontrés pour effectuer ce changement de repère. Dans le repère absolu, les mesures sont effectuées spatialement de $\theta_{min}|_a$ à $\theta_{max}|_a$ (constants au cours du temps), pour N instants différents correspondant à une période temporelle du rotor. La rotation qu'effectue une aube du rotor pendant un intervalle de temps $\Delta t = t_{i+1} - t_i$ est égale à $\Delta\theta$, avec :

$$\Delta\theta = \omega \cdot \Delta t \qquad \text{(IV.12)}$$

Ainsi dans le repère relatif, où le rotor est fixe, c'est le maillage des mesures dans le repère absolu qui tourne de $-\Delta\theta$ pendant Δt. Remarquons ici que, dans le repère absolu, le temps séparant le passage de deux aubes du rotor est décomposé en N intervalles de largeur Δt (N=10 dans notre cas). Dans le repère relatif, le temps séparant le passage de deux aubes de la RDE est plus long et est décomposé en M intervalles de largeur (M>N). Le rapport M/N est en fait égal au rapport des

nombres d'aubes présentes dans chaque roue et vaut 1.19 pour le compresseur d'essais. La période temporelle de passage des aubes de la RDE dans le repère relatif (T_s) est donc égale à 119% de la période de passage des aubes du rotor dans le repère absolu (T_r). En approximant T_s par 120% de T_r (au lieu de 119%), il est possible d'obtenir des mesures sur un temps égal à T_s en ajoutant les 2 premiers instants à la suite de la période T_r. Ainsi on a M=12.

On observe sur la figure 54 qu'il existe donc une zone spatiale dans le repère relatif, délimitée par $\theta^0_{min}|_r$ à l'instant t_0 et $\theta^{M-1}_{min}|_r$ à l'instant t_{M-1}, où toutes les mesures ne se chevauchent pas pour chaque instant. La première solution au problème de non chevauchement est d'acquérir des données dans le repère absolu sur une plage circonférentielle suffisamment grande, pour avoir chevauchement des données sur au moins un pas du rotor dans le repère relatif. La deuxième solution, beaucoup plus économique en terme de temps d'acquisition, consiste à remplir les zones où il y a non chevauchement à l'aide des mesures effectuées dans le canal adjacent supérieur et en utilisant la périodicité chorochronique présentée ci-après.

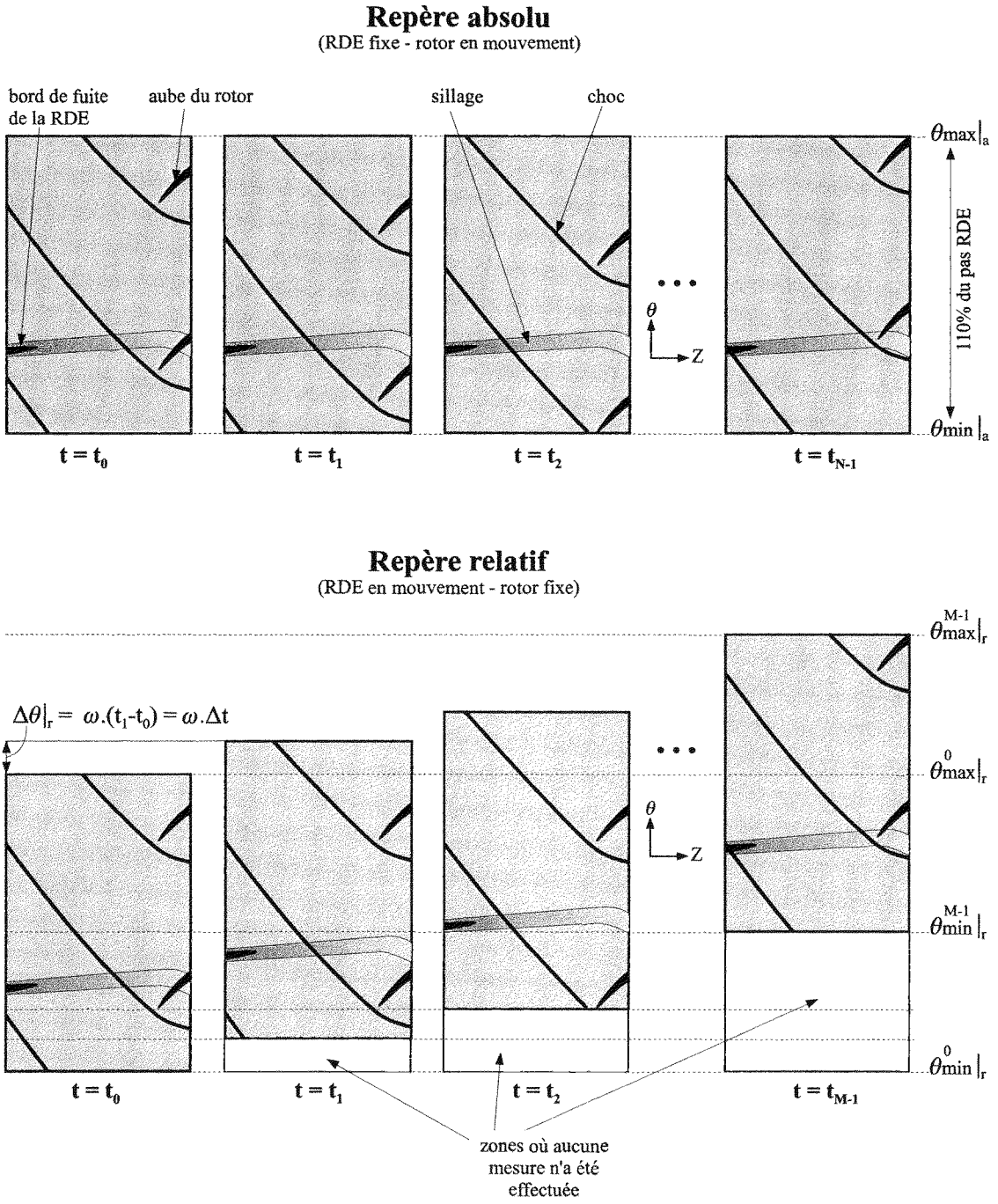


figure 54 : Utilisation de la périodicité chorochronique pour un changement de repère.

IV.2.4.2 Périodicité spatio-temporelle ou chorochronique

Dans le cas d'une turbomachine, la condition de périodicité spatiale se traduit par l'égalité des variables en deux points homologues se déduisant l'un de l'autre par une rotation égale au pas angulaire de la roue. Mais cette définition suppose que tous les canaux de la roue sont semblables aussi bien au niveau géométrique que sur le plan aérodynamique. Cette hypothèse est largement utilisée par les simulations numériques, qui ne calculent le champ aérodynamique que dans un canal

inter-aubes, pour simuler le fonctionnement d'une roue isolée entière. Cependant, dans le cas d'un étage où interagissent un stator et un rotor qui n'ont pas le même nombre d'aubes, l'hypothèse de périodicité spatiale de canal en canal ne peut plus être vérifiée. La longueur du motif de périodicité est alors égale au plus petit commun multiple des deux pas. La solution exacte de ces problèmes passe par le calcul simultané d'autant de canaux que nécessaire pour retrouver une périodicité, mais est évidemment très coûteuse en temps de calcul et en taille mémoire.

Il est bien établi (parmi les précurseurs, Erdos et al [30]) que le mouvement angulaire relatif de deux aubages induit un écoulement qui est périodique en temps, ayant une période différente dans le trièdre lié à chaque aubage, et que l'organisation circonférentielle du champ aérodynamique est du type "onde tournante". Ainsi, la nature de l'écoulement en un point d'un canal inter-aubes est la même que son homologue dans un autre canal, à une rotation spatiale et un déphasage en temps près. Cependant, cette périodicité spatio-temporelle, où les variations spatiales et temporelles sont reliées de façon linéaire par la rotation de la machine, n'est établie, à partir d'un champ amont axisymétrique, que par des considérations cinématiques qui font abstraction d'autres phénomènes périodiques, comme le flottement ou le décrochement tournant, dans lesquels une ou plusieurs distorsions se déplacent de manière asynchrone devant une roue et où la périodicité chorochronique est inutilisable.

Cette notion de périodicité chorochronique est de plus en plus introduite dans les simulations numériques instationnaires. Citons, pour exemple, les travaux de Gerolymos et al [35] qui ont repris et généralisé l'expression de la périodicité chorochronique dans l'interaction entre aubages de turbines et ceux de Oliveira [55] qui a introduit cette notion dans le code Proust.

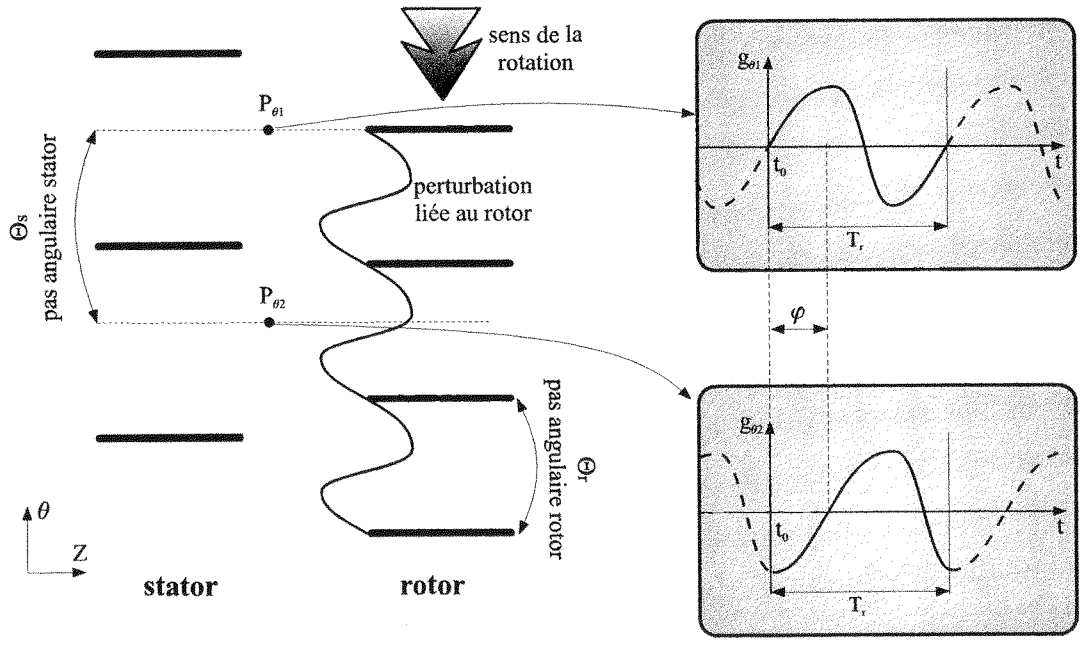


figure 55 : Périodicité spatio-temporelle dans un étage stator / rotor à nombres d'aubes différents.

Sur la figure 55 est schématisé un étage constitué d'un stator et d'un rotor. Le nombre d'aubes N_s du stator étant plus faible que celui N_r du rotor, il en résulte une périodicité angulaire Θ_s du stator plus grande que celle Θ_r du rotor. Les variations temporelles d'une grandeur aérodynamique g, en un point $P_{\theta 1}$ dans le repère fixe lié au stator, sont dues aux perturbations (effets potentiels, chocs...) engendrées par les aubes du rotor qui défilent en aval du point $P_{\theta 1}$. Le signal de g en $P_{\theta 1}$, noté $g_{\theta 1}(t)$, a donc une période temporelle T_r reliée à la période spatiale du rotor par sa vitesse de rotation ω.

$$\Theta_r = \omega \cdot T_r \tag{IV.13}$$

Le signal de g en $P_{\theta 2}$ (avec $\theta 2 = \theta 1 - \Theta_s$), noté $g_{\theta 2}(t)$, subit les mêmes perturbations imposées par le rotor, mais avec un déphasage en temps φ.

$$g_{\vartheta 2}(t) = g_{\vartheta 1}(t - \varphi) \tag{IV.14}$$

La périodicité spatio-temporelle établit alors une relation linéaire entre le temps et le déplacement circonférentiel. En supposant que toutes les aubes sont identiques par roue et immobiles dans leur repère, le déphasage temporel entre les signaux $g_{\theta 1}(t)$ et $g_{\theta 2}(t)$ s'obtient alors par :

$$\varphi = (1 - R_p) \cdot \frac{\Theta_r}{\omega} \tag{IV.15}$$

où R_p est le rapport de périodicité entre le stator et le rotor :

$$R_p = \frac{\Theta_s}{\Theta_r} = \frac{N_r}{N_s} \tag{IV.16}$$

Ce déphasage temporel dépend alors du signe de $(1\text{-}R_p)$ et de celui de la vitesse de rotation, qui sont négatifs dans notre cas de figure et mènent à un déphasage positif.

Il est aussi intéressant d'exprimer le déphasage en fonction d'un pourcentage de la période temporelle du rotor. On obtient alors $\varphi^{\%}$ directement en fonction de R_p par :

$$\varphi^{\%} = \text{signe}(\omega) \cdot (1 - R_p) \cdot 100 \tag{IV.17}$$

En tenant compte des hypothèses citées dans ce paragraphe, il est alors possible d'obtenir le champ aérodynamique en tout point d'une roue, à partir du champ connu dans un seul canal.

IV.2.4.3 Vérification de la périodicité chorochronique des mesures dans le compresseur

Avant d'utiliser cette notion pour le post-traitement des mesures réalisées dans le compresseur d'essais, une vérification du déphasage entre les données acquises à deux points séparés d'une période spatiale de la RDE est nécessaire, ceci afin de voir si les hypothèses énoncées dans le paragraphe précédent sont applicables à notre cas.

En effet, le compresseur d'essais est constitué de trois roues : une RDE, un rotor et un redresseur. Or l'analyse précédente ne prenait en considération qu'un couple stator/rotor. Cependant, les perturbations induites par le redresseur ne peuvent remonter en amont du choc fort présent dans la roue mobile.

Notons également que tous les canaux inter-aubes, que ce soit dans le rotor ou dans la RDE, ne sont pas, en réalité, rigoureusement les mêmes. Concernant le rotor, le principe que nous avons adopté pour réaliser des mesures L2F en synchronisation avec le défilement de ses aubes conduit à moyenner géométriquement la roue et ne permet donc pas de capter des phénomènes associés à une non homogénéité spatiale des canaux.

Les données ayant été acquises sur 110% d'un pas de la RDE avec un point tous les 10% (hors sillage), il est possible de comparer les niveaux de vitesse et d'angle pour les couples de points (0%,100%) et (10%,110%). Comme sur la coupe à 50% de hauteur de veine, 10 positions axiales ont été explorées, cela nous permet d'effectuer la comparaison sur 20 couples de points.

L'estimation du déphasage à partir de nos évolutions expérimentales est cependant délicate. Tout d'abord, sur une période du rotor, les évolutions ne sont décrites que par 10 points, résultant chacun d'une moyenne de l'écoulement (contenant de forts gradients) sur 10% du pas du rotor. Ensuite, des erreurs sont introduites par la différence de formes des évolutions (entre autres, valeurs maximales et minimales) qui ne sont pas exactement les mêmes, à cause des incertitudes de mesures. Enfin, la précision sur la position du *Top* de synchronisation participe aussi aux incertitudes.

La figure 56 montre le déphasage entre les évolutions de vitesse absolue mesurées pour un couple de points homologues séparés d'une période spatiale de la RDE. Dans cet exemple, les signaux sont "propres" et l'estimation du déphasage est aisée. Elle conduit à une valeur de 19% du pas du rotor.

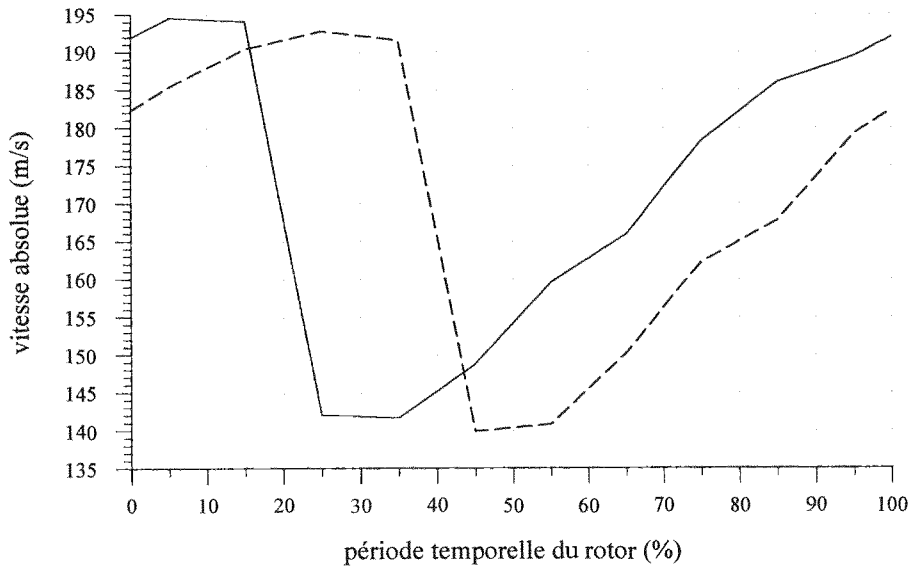


figure 56 : Déphasage des évolutions de vitesses pour deux points homologues séparés d'une période spatiale de la RDE.

Une moyenne des 20 déphasages calculés avec les évolutions temporelles de vitesse absolue conduit à l'obtention de $\varphi^{\%}_{exp}$.

$$\varphi^{\%}_{exp} = 17.5\% \text{ du pas du rotor} \tag{IV.18}$$

qu'il faut comparer à la valeur théorique $\varphi^{\%}_{th}$

$$\varphi^{\%}_{th} = -(1 - R_p) \cdot 100 = = 19\% \tag{IV.19}$$

Vues les incertitudes de mesures intervenant dans le calcul du déphasage expérimental, un écart de seulement 1.5% par rapport au déphasage théorique $\varphi^{\%}_{th}$ nous permet d'admettre la cohérence de la périodicité chorochronique de nos résultats de mesure.

IV.2.5 Présentation de la décomposition du champ utilisée

Afin d'aider à l'analyse, les grandeurs aérodynamiques font l'objet de diverses moyennes spatiales et temporelles, conduisant à une décomposition du champ local et instantané en plusieurs termes.

IV.2.5.1 Définition des moyennes spatiale et temporelle

Deux types de moyennes ont été utilisées : des moyennes spatiales de l'écoulement dans la direction circonférentielle et des moyennes temporelles. Ces moyennes sont des moyennes arithmétiques simples et on note $\widetilde{g}$ une grandeur moyennée spatialement et $\overline{g}$ une grandeur moyennée temporellement, telles que :

$$\widetilde{g}(t) = \frac{1}{T_x} \cdot \int_{x}^{x+Tx} g(x,t) \cdot dx \qquad \text{(IV.20)}$$

$$\overline{g}(x) = \frac{1}{T_t} \cdot \int_{t}^{t+Tt} g(x,t) \cdot dt \qquad \text{(IV.21)}$$

d'où la définition des fluctuations spatiales et temporelles associées, dont les notations seront gardées tout au long de ce chapitre :

$$g^*(x,t) = g(x,t) - \widetilde{g}(t) \qquad \text{(IV.22)}$$

$$g'(x,t) = g(x,t) - \overline{g}(x) \qquad \text{(IV.23)}$$

Numériquement, ces intégrales ont été calculées par la méthode des trapèzes.

Il serait plus judicieux de pondérer ces moyennes par un débit massique. Mais les mesures par anémométrie L2F ne nous donnent pas accès à la masse volumique.

Concernant les moyennes temporelles, une pondération par le débit du nombre de particules à travers chaque intervalle azimutal serait possible de par les informations acquises par la technique L2F (Trébinjac et al [76]). Cependant, ceci impose d'avoir les mêmes conditions d'ensemencement dans chaque azimut. Or, ceci n'est pas le cas avec notre dispositif d'ensemencement et les conditions d'écoulement dans le compresseur d'essais. En effet, l'ensemencement est très local et la position de la sonde d'ensemencement est optimisée pour avoir une fréquence de passage des particules maximale au point de mesure considéré. Lorsque les particules traversent un choc qui défile avec la roue mobile, elles subissent une déviation dans le repère absolu qui peut atteindre plus de 20 degrés. La ligne de courant sur laquelle se trouve le fin panache de particules est alors déviée

par rapport à la position du point de mesure, fixe dans le repère absolu. La concentration de particules varie alors fortement entre un azimut avant le choc et après le choc, ce qui a des conséquences sur le débit de particules dans ces azimuts. Pour les mêmes raisons, une mesure sans synchronisation donnerait alors une valeur moyenne en temps du signal qui sous-estimerait fortement les azimuts en aval du choc.

Pour ne pas introduire d'erreur non quantifiable dans ces pondérations, les moyennes arithmétiques ont été conservées.

Une solution à ce problème serait d'utiliser une sonde plus grosse qui crée un plus gros panache, mais la distance séparant la sonde du point de mesure nous l' interdit.

IV.2.5.2 Présentation du processus de décomposition du champ

En chaque point de mesure, le calcul de la moyenne temporelle des grandeurs aérodynamiques a été effectué à l'aide de la relation (IV.21). A partir de ces valeurs moyennées en temps, la moyenne spatiale et les fluctuations spatiales autour de cette moyenne ont été calculées. Le champ absolu est alors décomposé en trois termes, tels que :

$$g_{absolu}(z,\theta,t) = \overline{g}_{absolu}(z,\theta) + g'_{absolu}(z,\theta,t) \tag{IV.24}$$

$$\overline{g}_{absolu}(z,\theta) = \widetilde{\overline{g}}_{absolu}(z) + \overline{g}^{*}_{absolu}(z,\theta) \tag{IV.25}$$

$\widetilde{\overline{g}}_{absolu}(z)$ est la moyenne spatiale de la moyenne temporelle dans le repère absolu, donc un champ axisymétrique.

$\overline{g}^{*}_{absolu}(z,\theta)$ est la fluctuation spatiale de la moyenne temporelle dans le repère absolu, autour du champ axisymétrique précédent.

$g'_{absolu}(z,\theta,t)$ est la fluctuation temporelle dans le repère absolu.

Ce dernier terme peut à nouveau être scindé, ce qui donne lieu à la décomposition d'Adamczyk qui sera présentée dans le paragraphe IV.4.4.3.

IV.3 Présentation des résultats de mesures

Ce paragraphe a pour but de présenter les résultats de mesures, c'est à dire la vitesse absolue V, l'angle absolu α et les écarts types associés σ_V et σ_α, dans la section 25A et sur la surface aube à aube à 50% de hauteur de veine. Avant de commencer l'analyse de ces résultats (qui sera faite au paragraphe IV.4), il est proposée une étude sur la validité de ces mesures, réalisées en amont du rotor où existent des ondes chocs qui défilent à la vitesse de rotation de la roue.

IV.3.1 Mesures dans la section 25A

Les résultats de mesures présentés sur la figure 57, la figure 58, la figure 59 et la figure 60 sont respectivement des cartes d'isovaleurs de V, α, σ_V et σ_α dans la section 25A (plan (θ,R) du repère absolu) pour 10 instants différents. Ces instants, appelés azimuts, sont numérotés de 1 à 10 et correspondent à une position différente du rotor, donc du choc oblique émanant du bord d'attaque. De plus, le maillage des points de mesure est représenté pour montrer les raffinements effectués dans la zone du sillage. En abscisse, est tracé le pas de la RDE, croissant dans le sens de rotation du rotor, à environ 90% duquel se trouve le sillage d'une de ses aubes. La hauteur de veine est tracée en ordonnée. Pour une grandeur donnée, toutes ces cartes ont la même échelle de niveaux du champ, qui a été choisie de manière à faire apparaître le mieux possible les différents gradients.

IV.3.2 Mesures à 50% de hauteur de veine

Les résultats de mesures présentés sur la figure 61, la figure 62, la figure 63 et la figure 64 sont respectivement des cartes d'isovaleurs de V, α, σ_V et σ_α sur la surface aube à aube à 50% de hauteur de veine (plan (Z,θ) du repère absolu), assimilée à une surface de courant, pour 10 instants différents. Ces résultats sont présentés de la même façon que les résultats de la section 25A : sur ces figures, apparaissent 10 cartes, le maillage des points de mesures et l'échelle des niveaux du champ (identique pour les 10 cartes). En abscisse, est tracée la direction de l'axe machine, repérée en pourcentage de la corde axiale du rotor. Sur cet axe, l'extrémité gauche représente la position de la section 25A et l'extrémité droite celle du bord d'attaque du rotor. Le pas de la RDE est tracé en ordonnée avec les mêmes conventions de signe que précédemment.

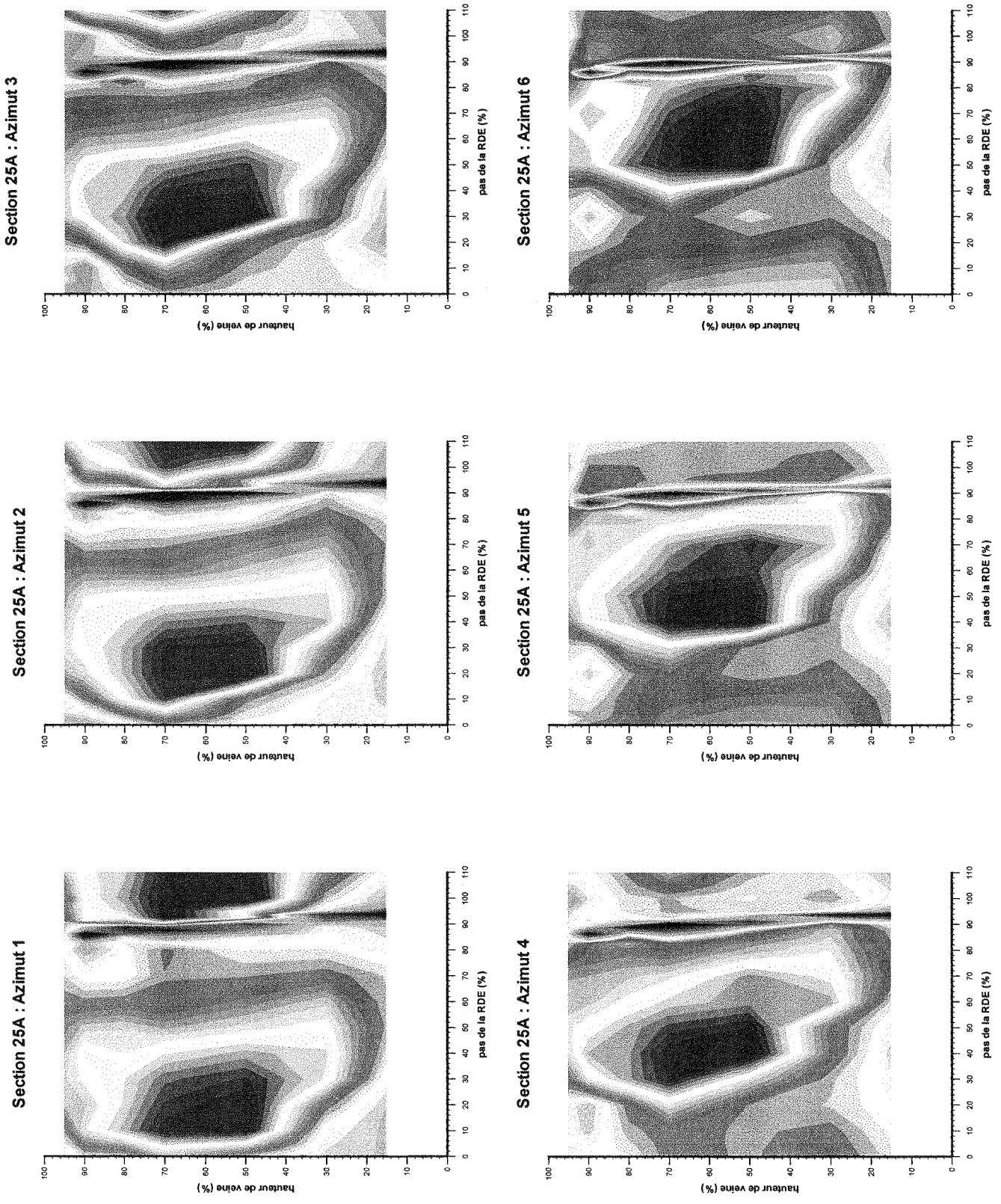


figure 57 : Isovaleurs de la vitesse absolue (V) dans la section 25A.

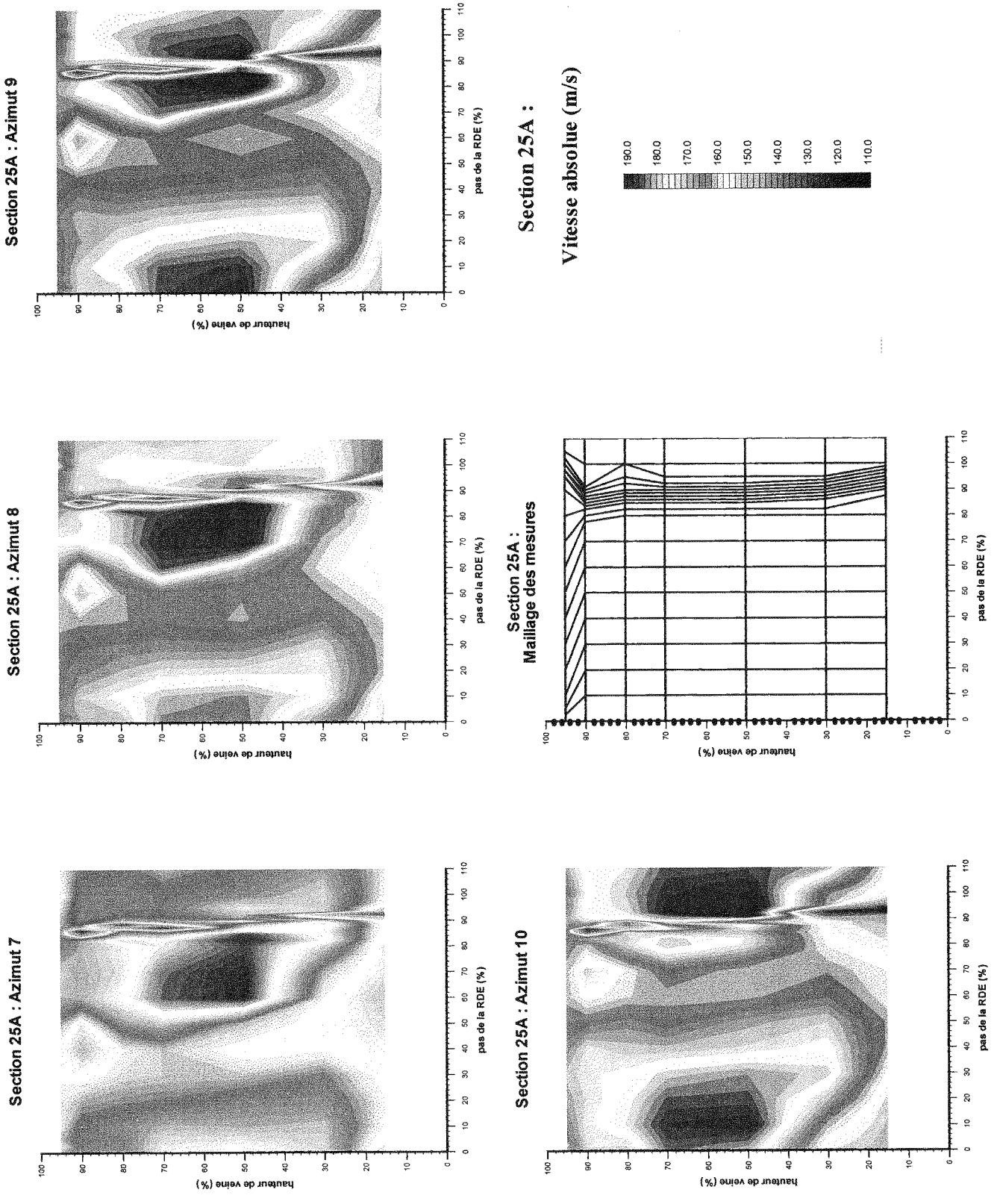


figure 57 : Isovaleurs de la vitesse absolue (V) dans la section 25A. (suite et fin).

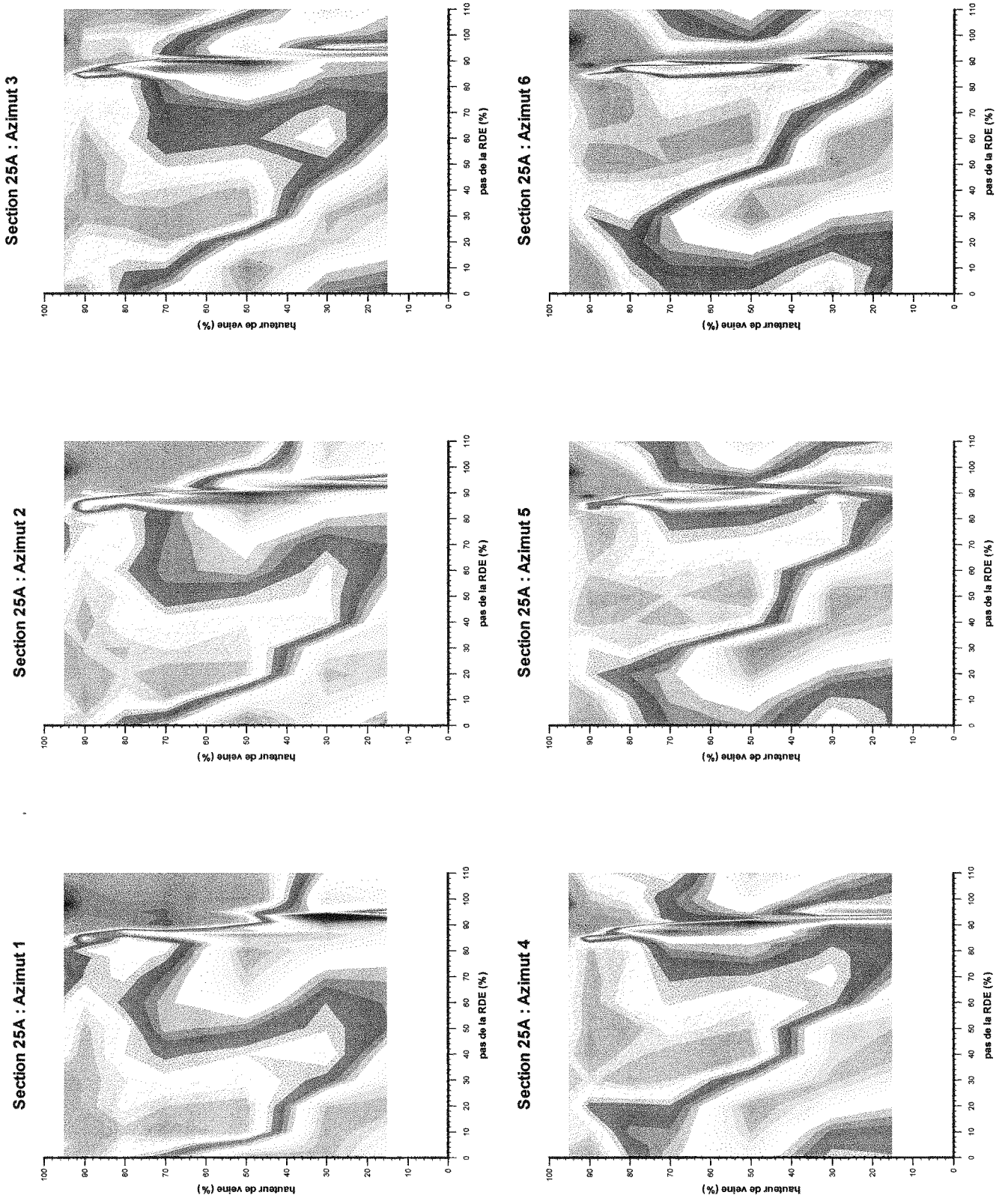


figure 58 : Isovaleurs de l'angle absolu (α) dans la section 25A.

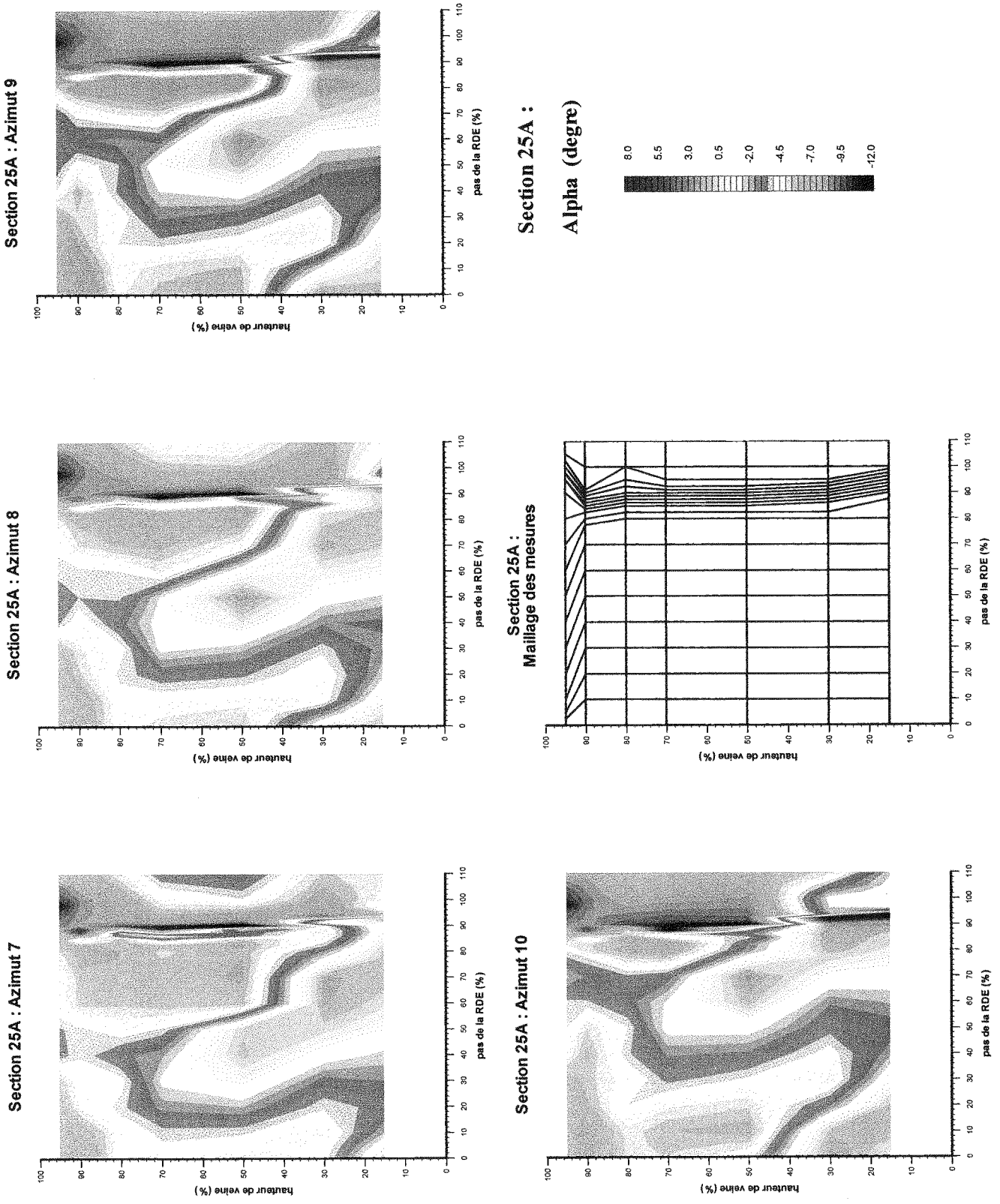


figure 58 : Isovaleurs de l'angle absolu (α) dans la section 25A. (suite et fin)

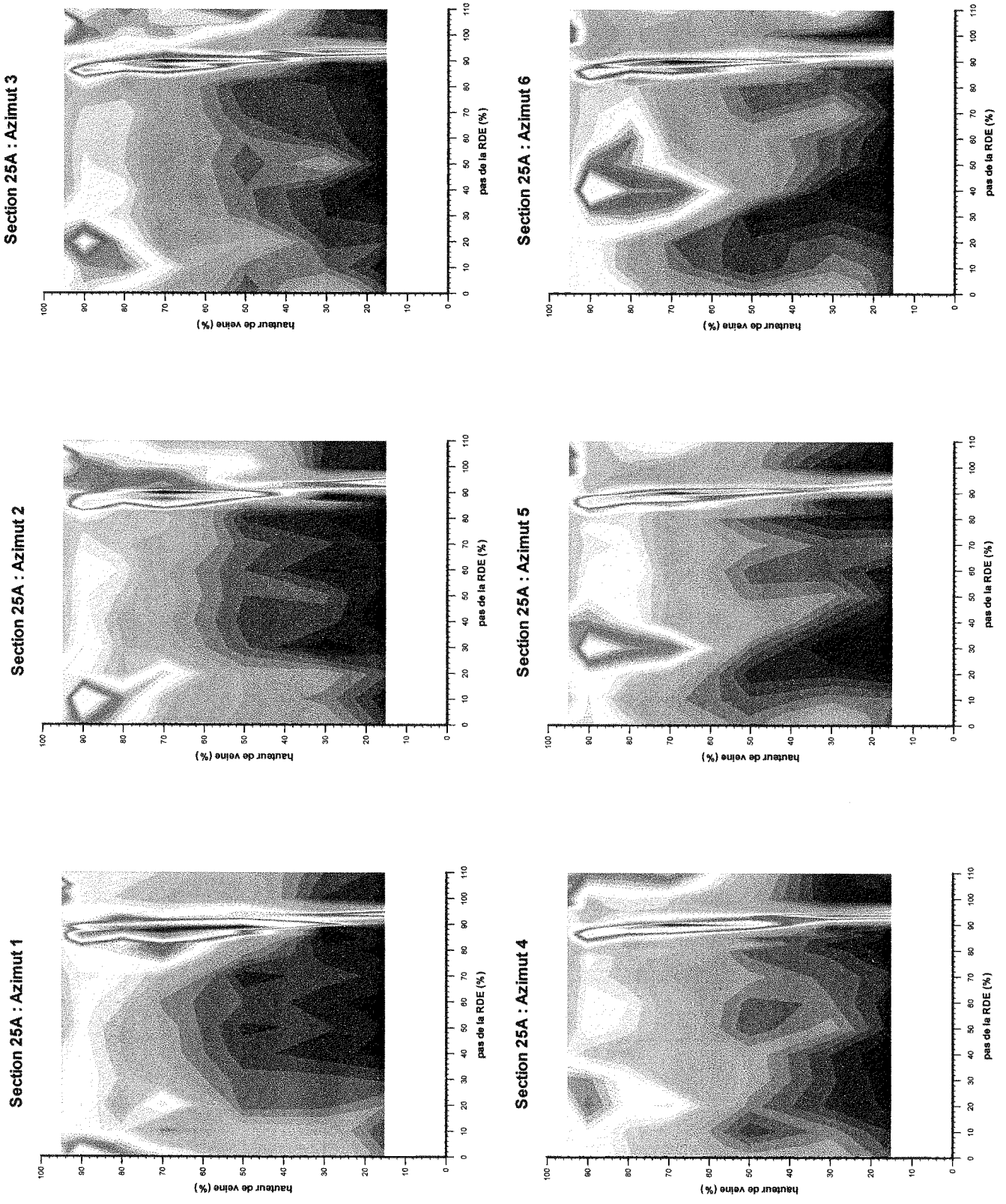


figure 59 : Isovaleurs de l'écart type de la vitesse absolue (σ_V) dans la section 25A.

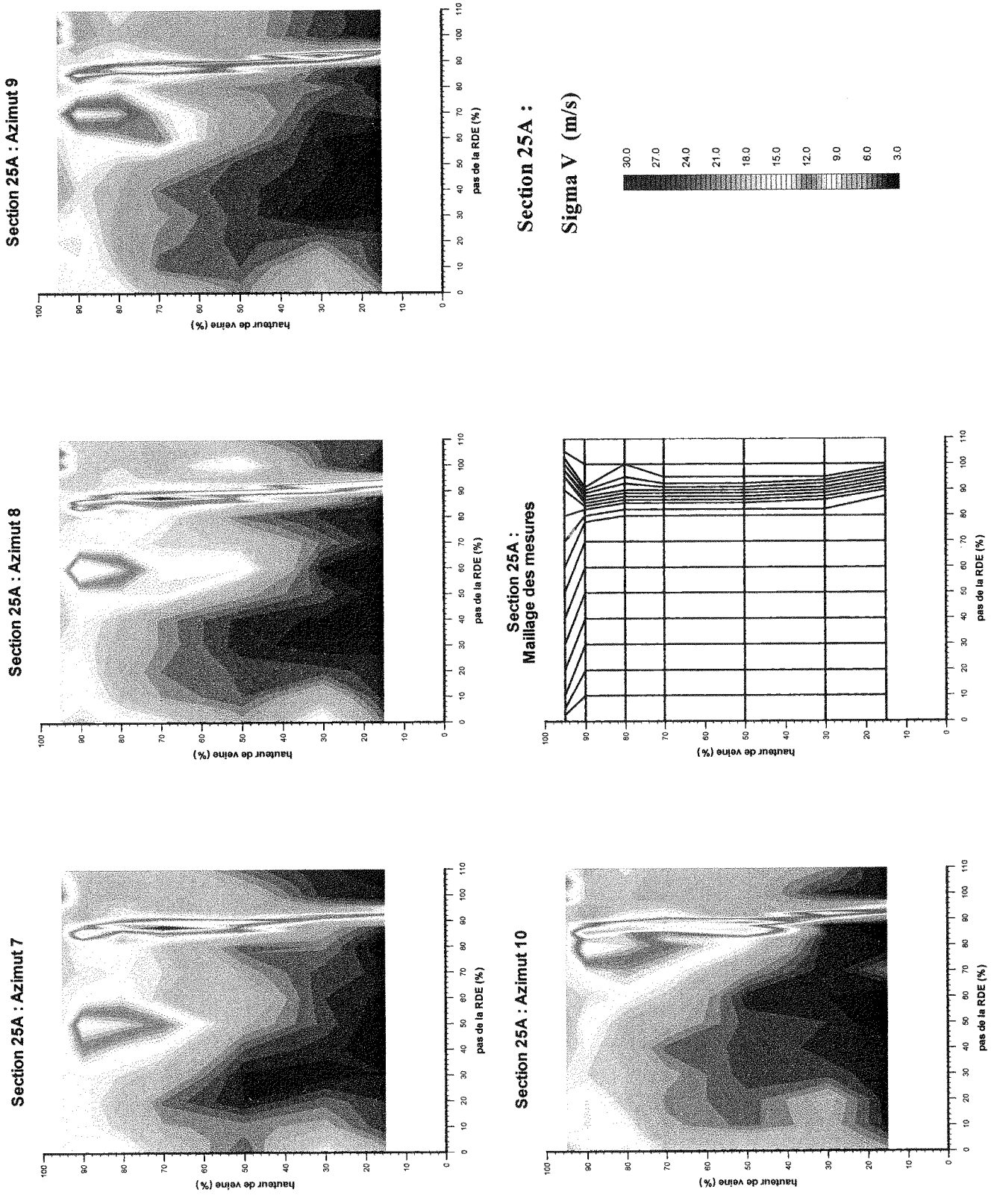


figure 59 : Isovaleurs de l'écart type de la vitesse absolue (σ_V) dans la section 25A. (suite et fin).

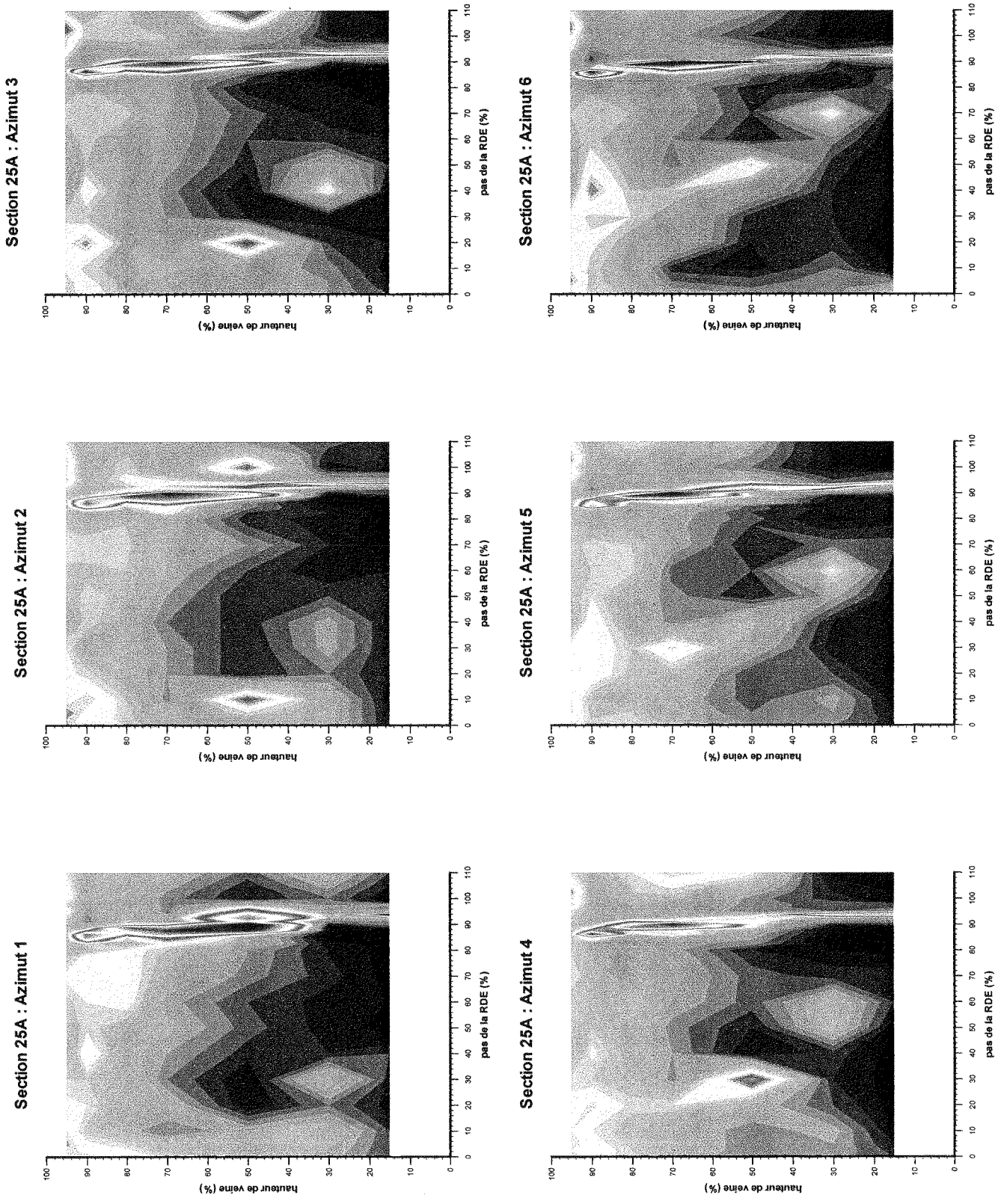


figure 60 : Isovaleurs de l'écart type de l'angle absolu (σ_α) dans la section 25A.

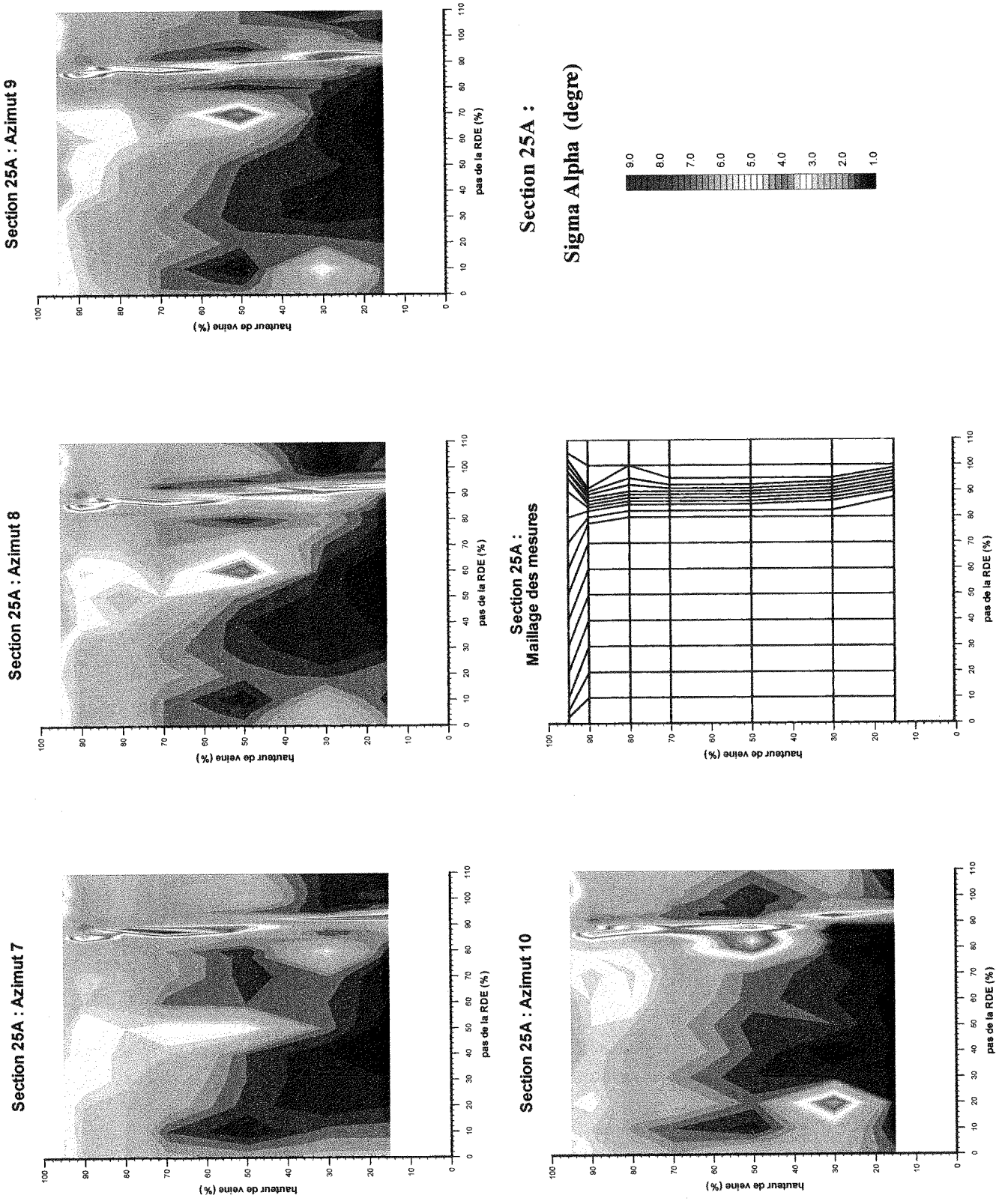


figure 60 : Isovaleurs de l'écart type de l'angle absolu (σ_α) dans la section 25A. (suite et fin).

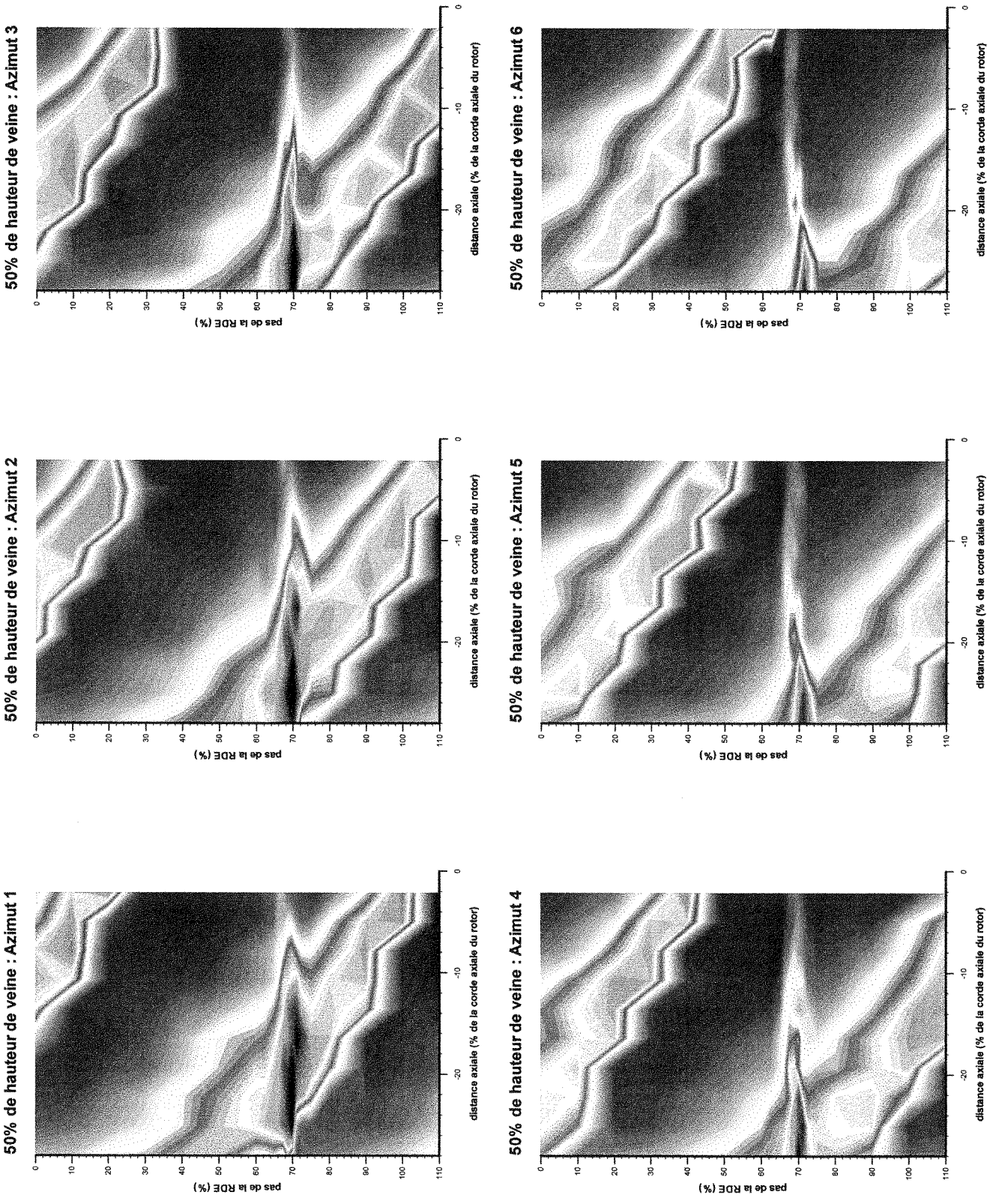


figure 61 : Isovaleurs de la vitesse absolue (V) à 50% de hauteur de veine.

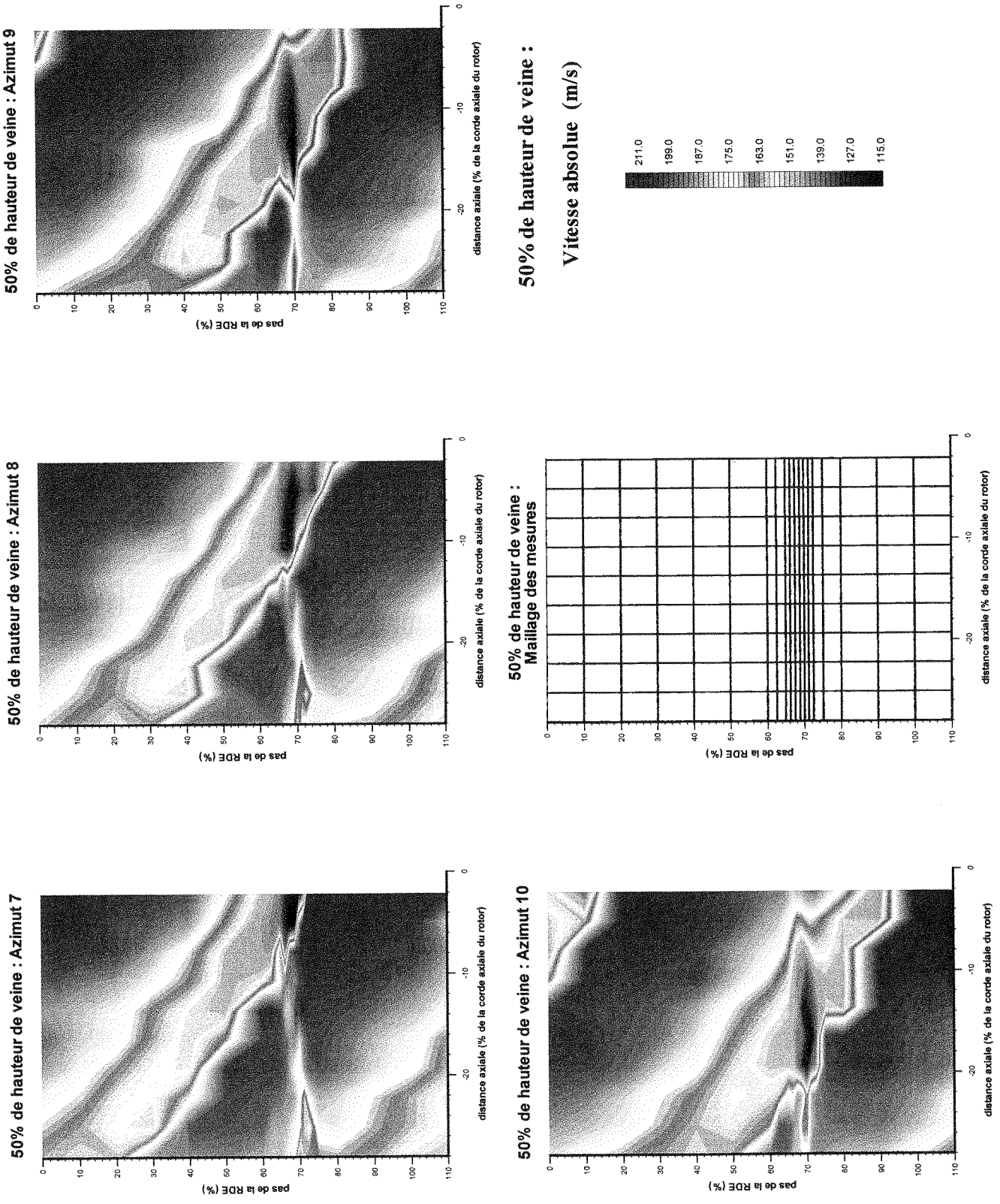


figure 61 : Isovaleurs de la vitesse absolue (V) à 50% de hauteur de veine. (suite et fin).

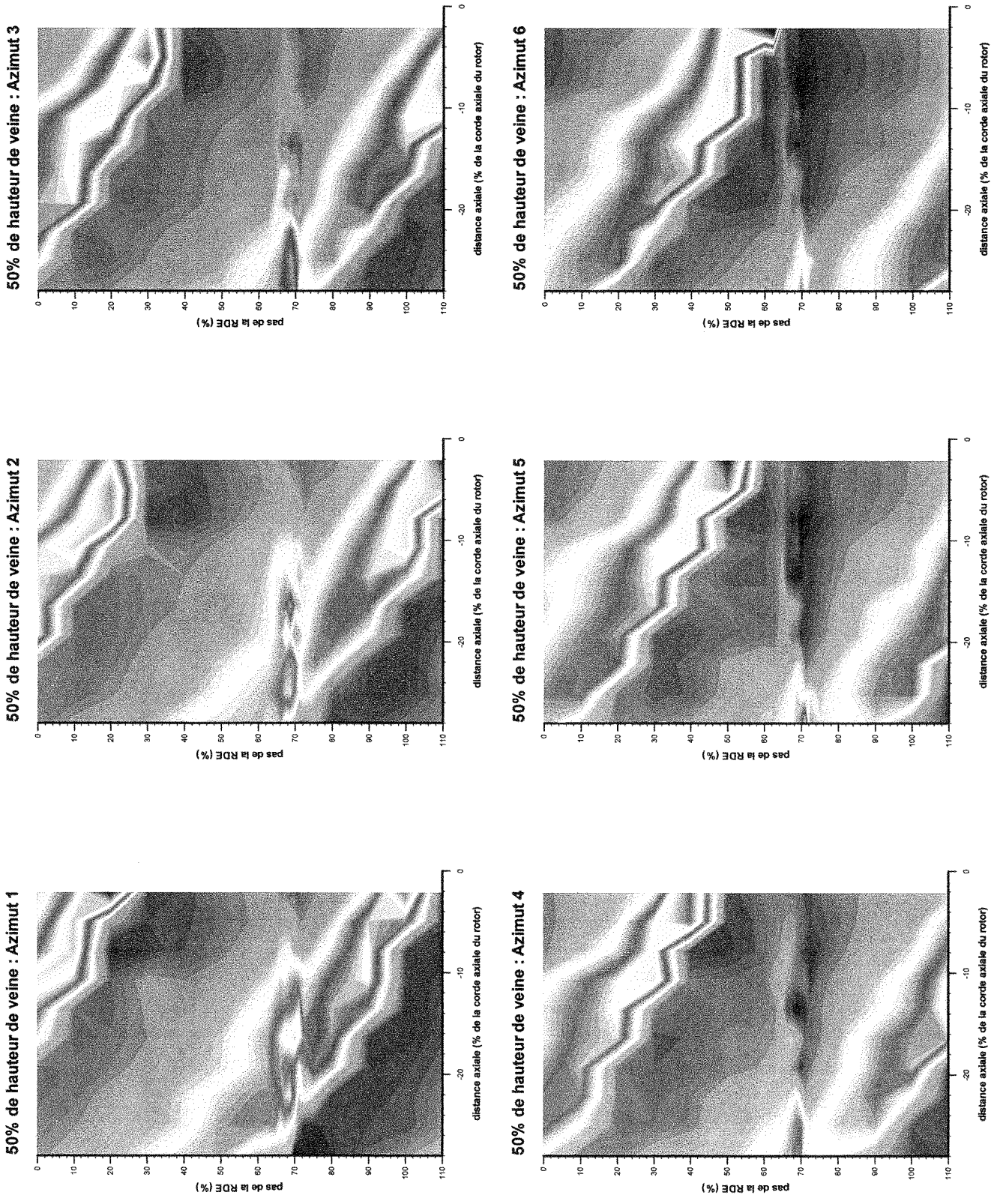


figure 62 : Isovaleurs de l'angle absolu (α) à 50% de hauteur de veine.

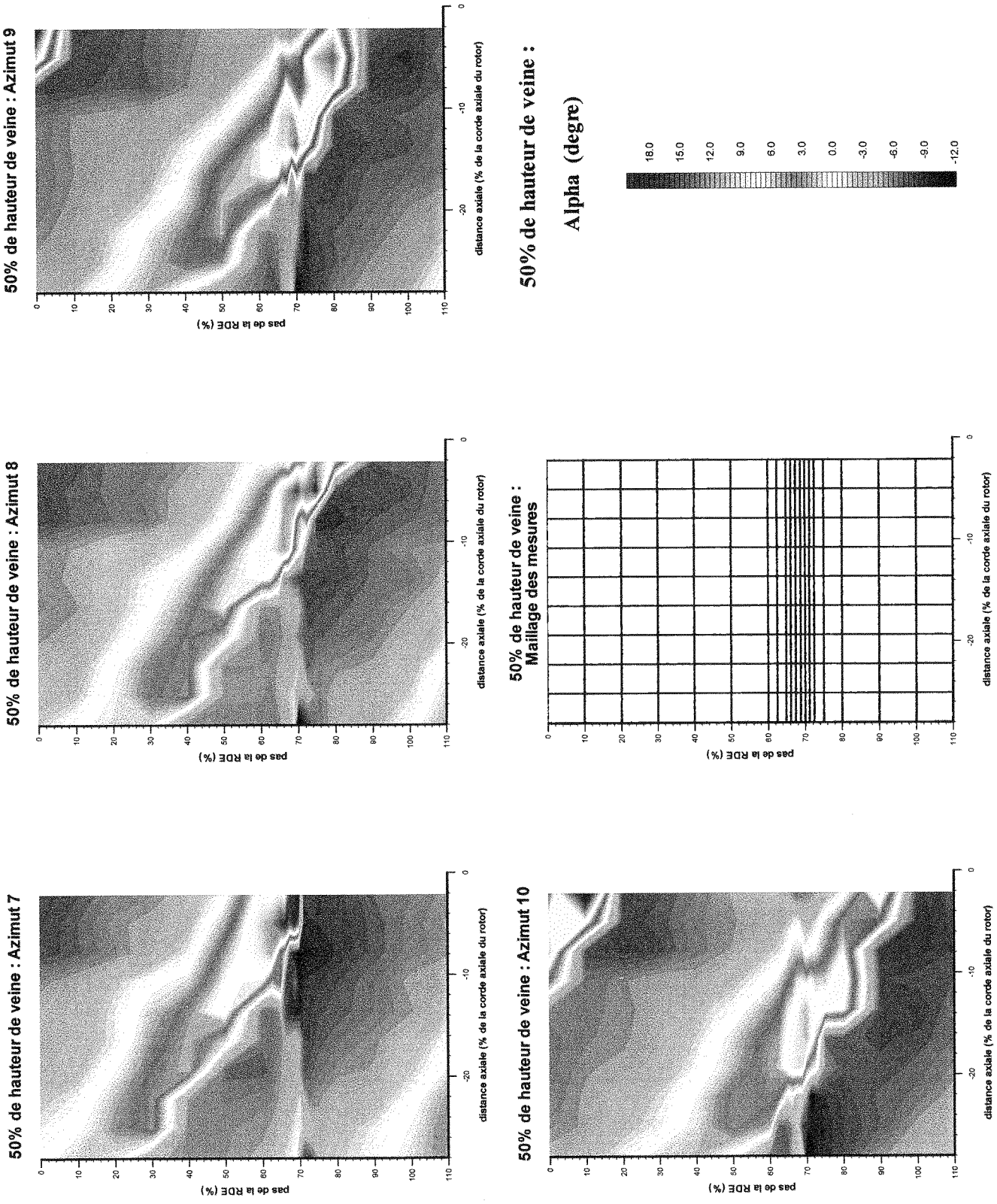


figure 62 : Isovaleurs de l'angle absolu (α) à 50% de hauteur de veine. (suite et fin).

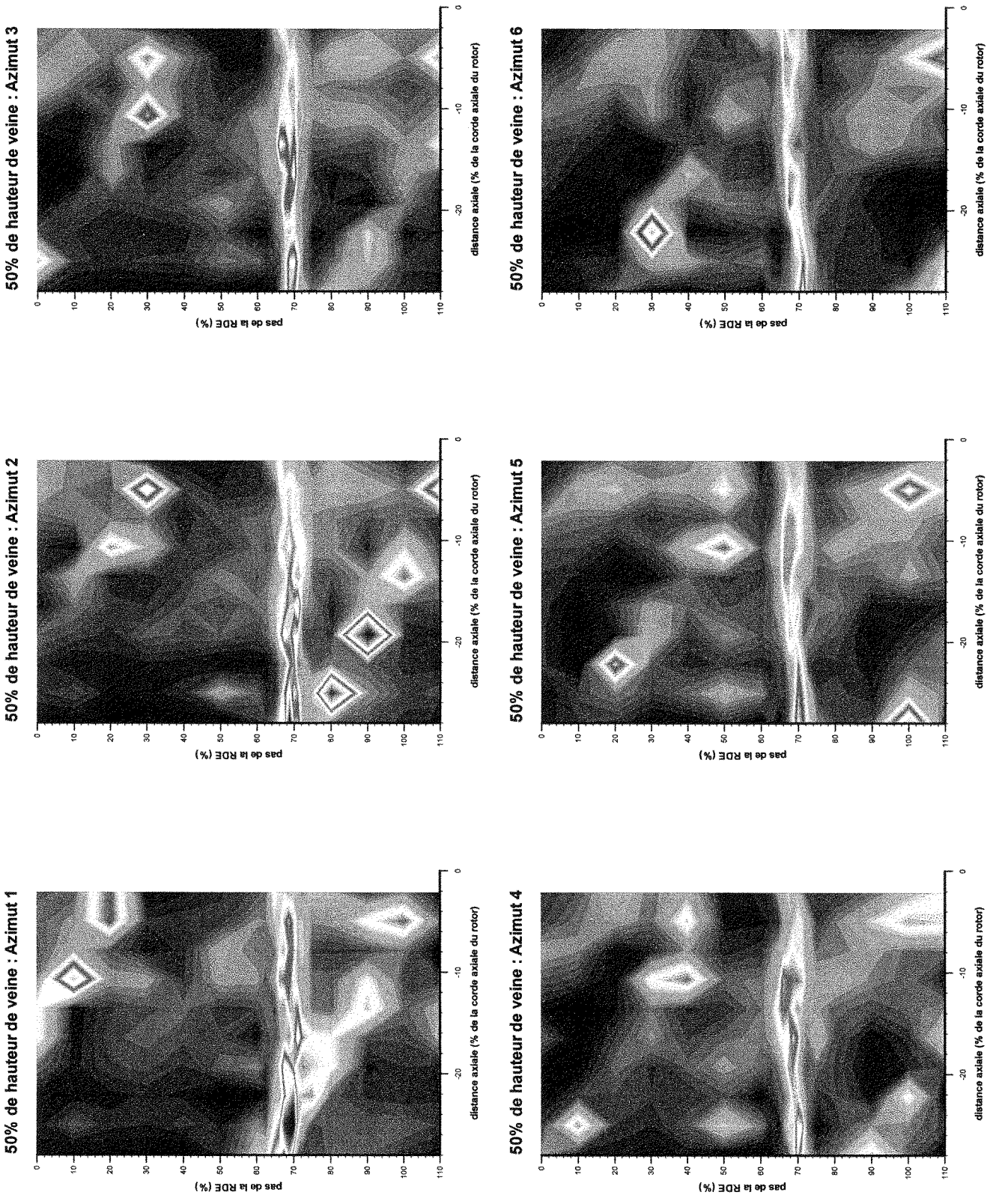


figure 63 : Isovaleurs de l'écart type de la vitesse absolue (σ_V) à 50% de hauteur de veine.

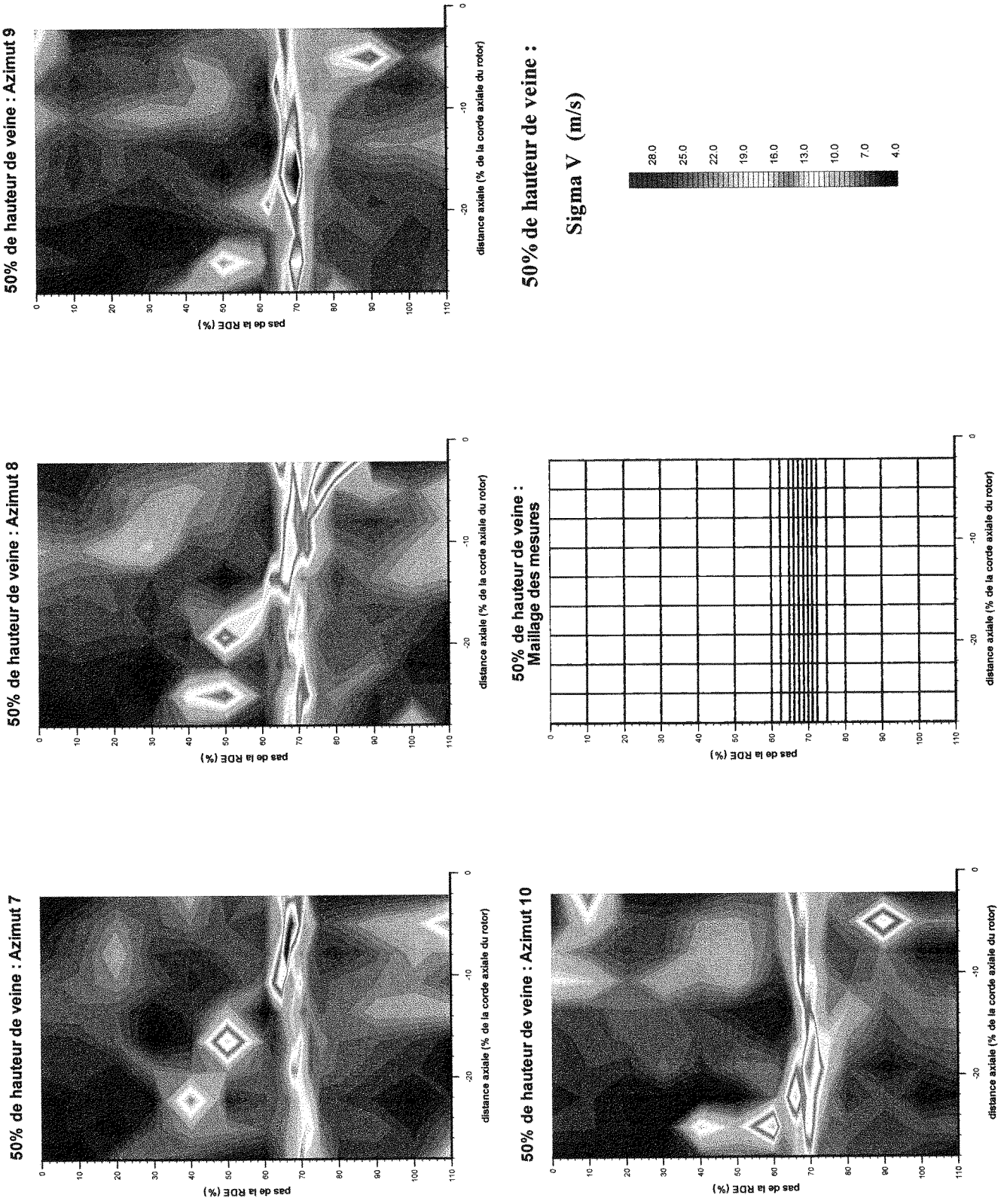


figure 63 : Isovaleurs de l'écart type de la vitesse absolue (σ_V) à 50% de hauteur de veine. (suite et fin).

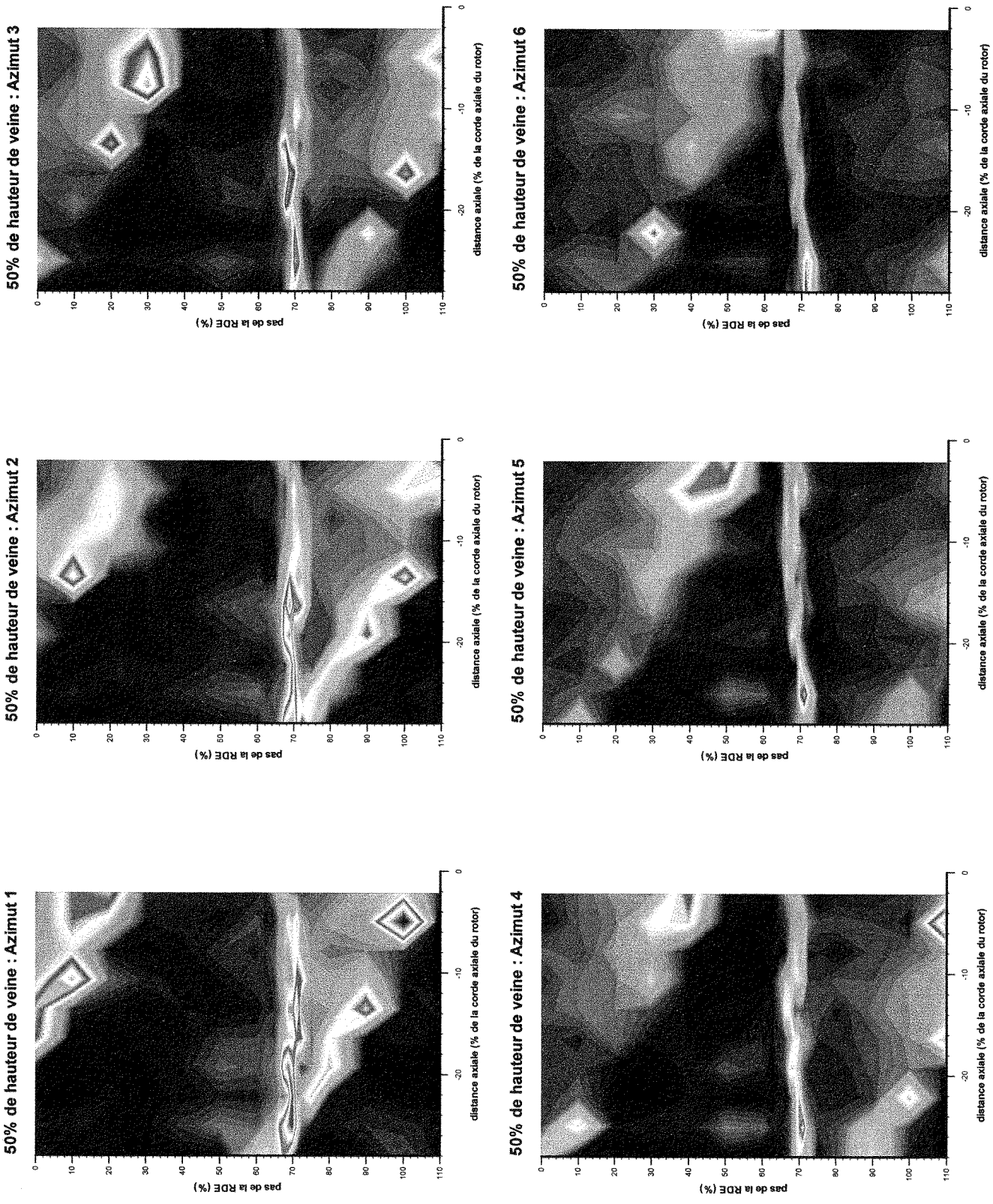


figure 64 : Isovaleurs de l'écart type de l'angle absolu (σ_α) à 50% de hauteur de veine.

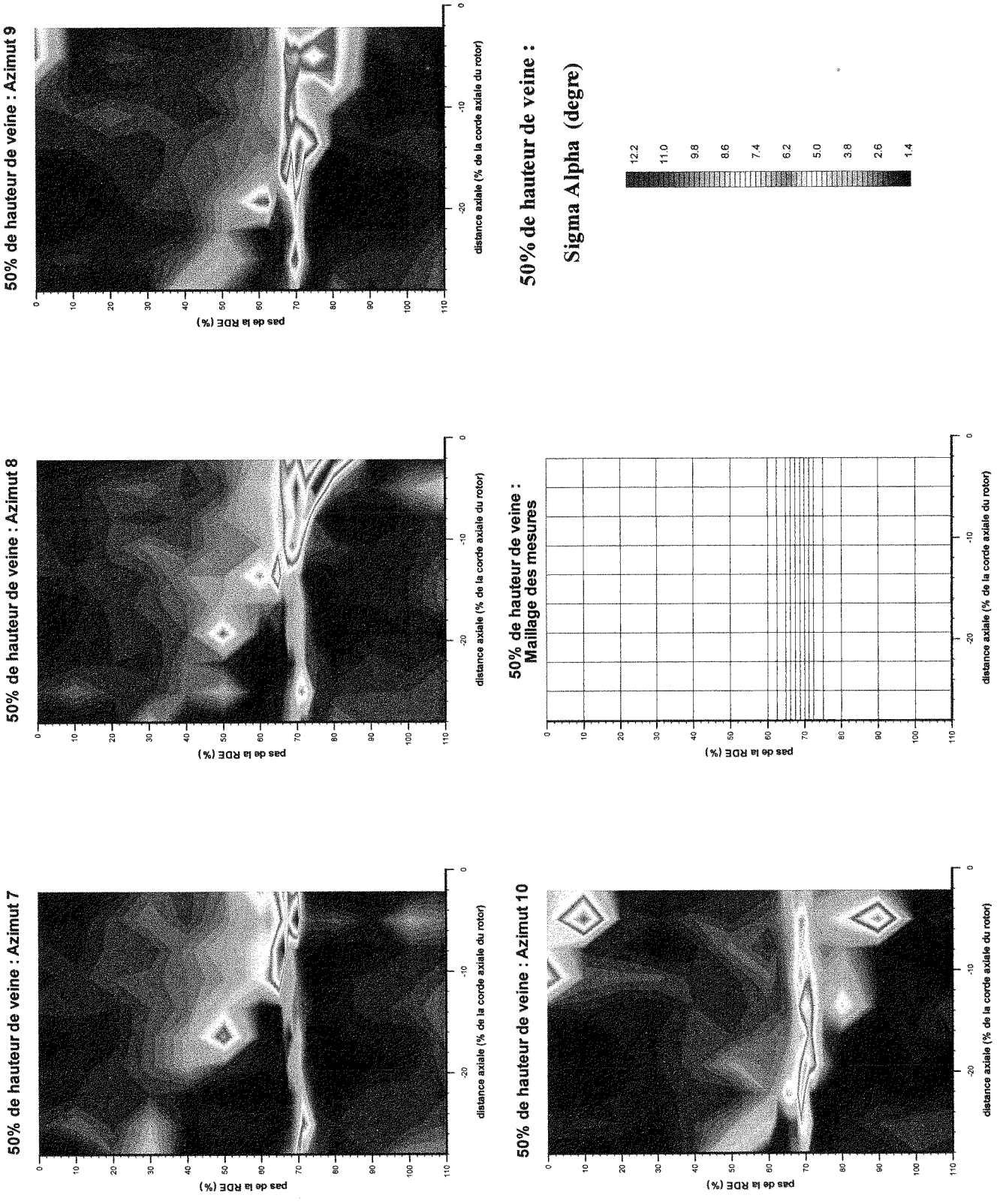


figure 64 : Isovaleurs de l'écart type de l'angle absolu (σ_α) à 50% de hauteur de veine. (suite et fin).

IV.3.3 Mesures de l'écoulement dans la zone du choc oblique

Avant de bâtir une analyse à partir des mesures présentées dans le paragraphe précédent, il est prudent de s'interroger sur la capacité de ces mesures, obtenues par une technique L2F, à retranscrire les effets aérodynamiques induits par le choc. Plus précisément, les causes des incertitudes sur la localisation du choc, ainsi que la décélération et les fluctuations de vitesse qu'il engendre, seront traitées ici.

IV.3.3.1 Précision du Top de synchronisation et dimension du volume de mesure

La précision du *Top* de synchronisation est l'élément à la base du repérage azimutal dans le repère relatif de toutes les données (cf. paragraphe III.3.3 "Repérage azimutal des informations acquises"). Sa précision est donnée à 2% du pas du rotor. La position du choc ne peut alors être déterminée plus précisément.

La distance inter-taches de notre système L2F est de 0.5 mm. Les forts gradients de vitesse et la position du choc se trouvent de ce fait intégrés sur les dimensions du volume de mesure. Ceci empêche la localisation d'un choc à mieux que 0.5 mm.

Notons que ces deux effets sont négligeables par rapport à ceux décrits dans la suite.

IV.3.3.2 Particules d'ensemencement

Les particules d'ensemencement ont une influence beaucoup plus importante sur la qualification du choc. Leur diamètre et leur dispersion en taille peuvent engendrer des différences importantes entre les vitesses mesurées et les vitesses réelles de l'écoulement (cf. paragraphe III.6 "Ensemencement").

Pour la campagne de mesures dans le compresseur d'essais, des tests préliminaires ont été effectués en réalisant des mesures synchronisées ayant un nombre différent d'azimuts sur une période du rotor. Sur la figure 65 sont présentés les résultats de mesures de la vitesse absolue en un point de la section 25A, dans l'écoulement sain, avec des nombres d'azimuts égaux à 10, 15 et 20. Toutes les évolutions de la vitesse montrent que la forte décélération due au choc s'étale sur 20% du pas du rotor. Il semblerait que la taille des particules ne permette effectivement pas de restituer le bon gradient de vitesse au passage du choc.

Cette hypothèse est confirmée par le calcul analytique de la décélération des particules d'ensemencement, proposé au paragraphe III.6.2.3 "Principaux effets rencontrés dans le compresseur", qui prévoit que 95% de la décélération des particules d'une taille inférieure au micron au passage d'un choc de force semblable est atteinte en 6 mm (cf. figure 50, page 102). Cette

distance de décélération est du même ordre de grandeur que celle, égale à 20% du pas du rotor, qui est présentée sur la figure 65.

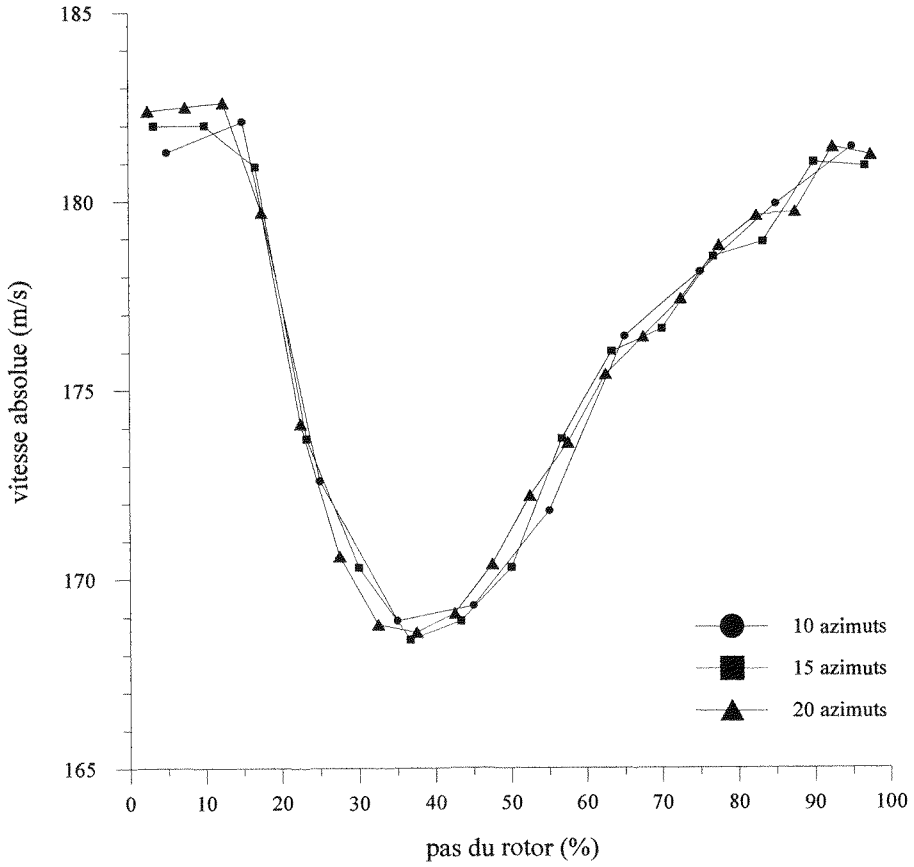


figure 65 : Mesure de vitesse absolue en un même point pour différentes discrétisations azimutales.

Par ailleurs, les déviations de l'écoulement au passage du choc, mesurées à ce point (P_{25A}) et à un point situé à 50% de hauteur de veine, à mi-distance de la section 25A et du front de grille du rotor (P_{milieu}), sont comparées aux valeurs théoriques obtenues par les relations de passage à travers un choc oblique pour les mêmes décélérations. Les faibles différences enregistrées permettent de considérer que les mesures au passage du choc sont cohérentes.

Point	M amont expérience	M aval expérience	déviation expérience	déviation théorique
P_{25A}	1.199	1.084	2.7	2.55
P_{milieu}	1.243	1.033	4.5	4.55

tableau 7 : Comparaison des déviations mesurées et théoriques.

IV.3.3.3 Discrétisation en temps

- Résolution temporelle

Les résultats des mesures effectuées avec différentes discrétisations temporelles de la période du rotor (cf. figure 65) font apparaître les mêmes gradients de vitesse au passage du choc et de la détente. La superposition de toutes les courbes met en évidence le fait qu'il est inutile de discrétiser finement la zone du choc, puisque les particules d'ensemencement sont incapables de restituer la décélération de l'écoulement sur moins de 20% du pas. Par conséquent, le nombre d'azimuts pour les mesures synchronisées a été fixé à 10, avec une largeur constante, ce qui représente un gain de temps considérable, sachant qu'à chaque azimut sont associées une recherche d'angle et une acquisition du module de la vitesse.

- Largeur des azimuts

La localisation du choc est associée au milieu de l'azimut à partir duquel le gradient de vitesse mesurée devient négatif. Sur ce point, la largeur de l'azimut a une importance puisqu'elle détermine l'incertitude sur l'évaluation de la position du choc, soit 10% pour 10 azimuts au lieu de 5% pour 20 azimuts.

De plus, toutes les mesures à l'amont du rotor ont été réalisées avec la même référence temporelle, qui est le *Top* de synchronisation. Si l'on considère les mesures effectuées en deux points situés à une même position axiale de la machine, mais ayant une position circonférentielle différente, les signaux mesurés sont déphasés en temps. Etant à une même position axiale, la force du choc est identique dans les deux cas, et les particules subissent la même décélération. Or le choc n'est plus situé au même endroit par rapport au Top de synchronisation, et donc, par rapport au début de l'azimut qui le contient, si bien que la décélération peut être intégrée sur un nombre d'azimuts différents suivant la position circonférentielle du point de mesure dans le repère absolu. Ce phénomène est illustré par la figure 66 où sont tracées deux évolutions de vitesse absolue obtenues pour deux points situés dans l'écoulement sain, à une même position axiale mais pour deux positions circonférentielles différentes. Alors que la décélération est définie par deux azimuts pour l'évolution 1, elle s'étale sur trois azimuts pour l'évolution 2.

Il est important de garder à l'esprit cette déformation fictive du gradient de vitesse lorsqu'il s'agira de calculer des fluctuations de vitesses instationnaires par rapport à un choc moyenné en temps (cf. paragraphe IV.4.4 "Interaction choc - sillage").

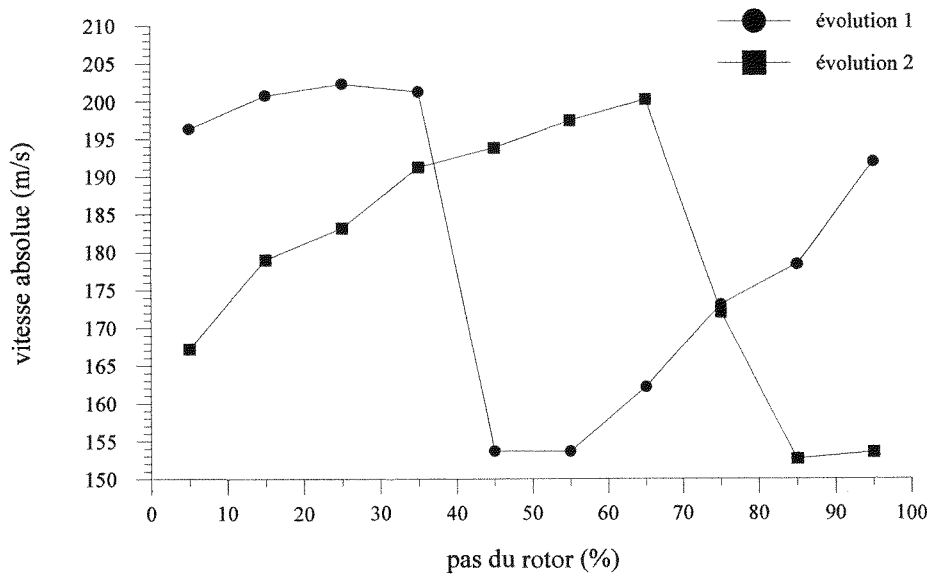


figure 66 : Influence de la position du choc par rapport au *Top* de synchronisation sur l'évolution de la vitesse absolue.

La carte des isovaleurs de la moyenne en temps dans le repère relatif de l'écart type des vitesses, présentée sur la figure 68, illustre bien une autre source d'incertitude. Deux zones où l'écart type atteint de forte valeurs sont clairement identifiables. La première correspond à la forte décélération, due au choc, et la deuxième à une forte accélération, induite par la détente sur l'extrados des aubes du rotor. Le choc oblique (et à fortiori la zone de détente) n'est pas à priori une structure qui engendre une forte augmentation de la turbulence de l'écoulement. Cependant, l'interaction choc/sillage, qui est moyennée dans les résultats de la figure 68, pourrait néanmoins créer de la turbulence. Comme nous le montrons ci-après, ce phénomène n'est pas prépondérant, et les niveaux de fluctuations enregistrés sont essentiellement de nature fictive, engendrés par la largeur des azimuts dans une zone contenant de forts gradients.

Une estimation de la contribution à l'augmentation de l'écart type engendrée par la largeur des azimuts dans lesquels se trouve un gradient de vitesses est proposée ci-dessous pour un cas où la vitesse varie linéairement tout au long de l'azimut .

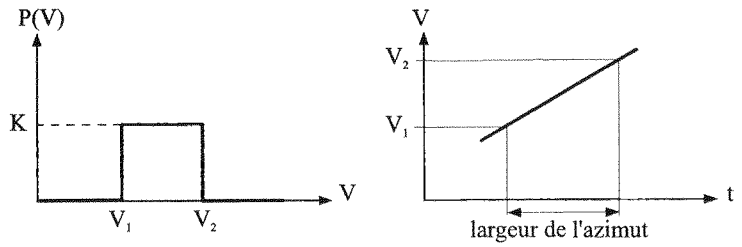


figure 67 : Variation linéaire de la vitesse sur un azimut.

Considérons que sur un azimut, la vitesse varie linéairement de V_1 à V_2, avec V_2-V_1=2.ΔV. La probabilité d'obtenir une vitesse V est alors équivalente dans cette fourchette 2ΔV (cf. figure 67). Le calcul de la vitesse moyenne sur l'azimut est donné par :

$$\overline{V} = \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} V \cdot P(V) \cdot dV}{\int_{-\infty}^{+\infty} P(V) \cdot dV} = \frac{K \cdot (V_2 - V_1) \cdot \frac{V_2 + V_1}{2}}{K \cdot (V_2 - V_1)} = \frac{V_2 + V_1}{2} \qquad \text{(IV.26)}$$

L'écart type sur les vitesses se calcule alors par :

$$\sigma_V^2 = \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} (V - \overline{V}^2) \cdot P(V) \cdot dV}{\int_{-\infty}^{+\infty} P(V) \cdot dV} \quad \Rightarrow \sigma_V = \frac{\Delta V}{\sqrt{3}} \qquad \text{(IV.27)}$$

Cet écart type artificiel est lié à l'effet de gradient. On peut alors décomposer l'écart type mesuré σ_{mes} comme suit :

$$\sigma_{mes} = \sigma_{réel} + \sigma_{effet_de_gradient} \qquad \text{(IV.28)}$$

1) Cas de la détente

Dans la zone de la détente où l'écart type des vitesses est maximal et vaut environ 10 m/s (cf. figure 68), il se produit une accélération dans l'azimut de l'ordre de 18 m/s. L'écart type calculé par (IV.27) vaut alors 5 m/s.

Par déduction, l'écart type réel $\sigma_{réel}$ vaudrait 5 m/s (10-5). Or, la plus faible valeur de l'écart type mesurée à 50% de hauteur de veine, dans une zone saine et sans gradient de vitesse, est du même ordre de grandeur (légèrement supérieure à 4 m/s). Ceci permet de vérifier que l'augmentation de l'écart type des vitesses dans la zone de détente est principalement due à l'effet de gradient.

2) Cas du choc

Au travers du choc, il se produit une discontinuité du champ de vitesses de l'écoulement. Mais les particules ont une décélération qui est continue, si bien que l'on peut appliquer le calcul proposé ci-dessus, en considérant que dans un azimut cette décélération est linéaire. Dans la zone du choc où l'écart type des vitesses est maximal et atteint 13.5 m/s (cf. figure 68), il se produit une décélération de l'ordre de 26 m/s par azimut. L'écart type calculé par (IV.27) vaut alors 7.5 m/s.

Par déduction, l'écart type réel $\sigma_{réel}$ vaudrait 6 m/s (13.5-7.5). Dans ce cas, l'effet de gradient de vitesse sur un même azimut ne permet pas, à lui seul, d'expliquer l'augmentation de l'écart type. Ici intervient sûrement la dispersion en taille des particules, qui comme il a déjà été vu, peut engendrer

une augmentation fictive des fluctuations de l'écoulement de par les décélérations différentes qu'elles restituent.

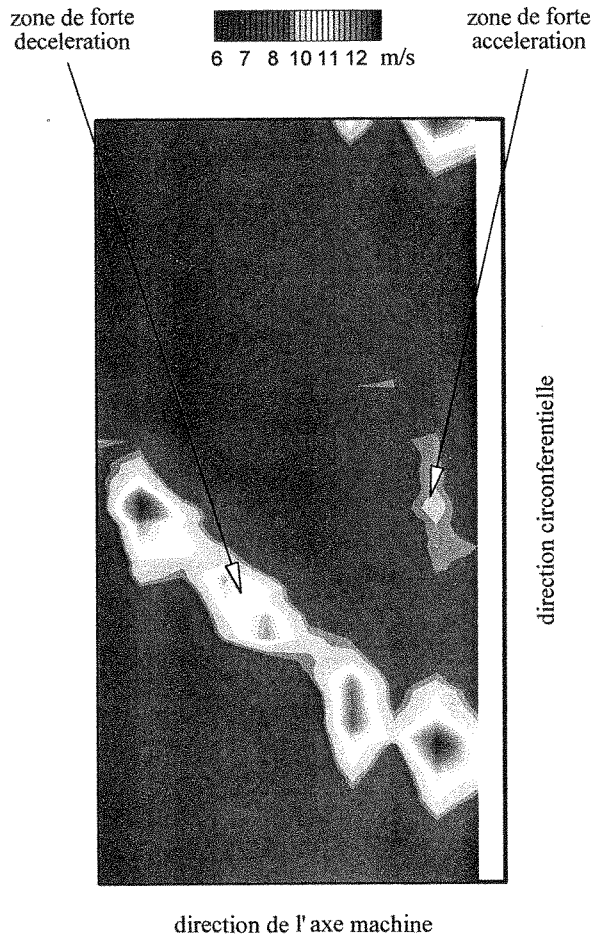


figure 68 : Moyenne en temps des isovaleurs de l'écart type des vitesses dans le repère relatif.

Suite à cette étude sur la capacité des mesures L2F à retranscrire l'écoulement dans la zone du choc oblique, il apparaît que la décélération et la déviation mesurées (obtenues avec un certain retard) sont cohérentes, mais que l'augmentation des écarts types dans les zones à forts gradients est fictive. Une discrétisation azimutale plus fine ne permettrait pas d'améliorer la description des gradients et la détection des phénomènes fins (comme le battement du choc), mais augmenterait la précision sur le positionnement du choc (égale à la largeur des azimuts), et diminuerait les effets de gradients lors de la mesure des écarts types.

IV.4 Analyse des résultats de mesures

IV.4.1 Etude du choc émanant du bord d'attaque des aubes du rotor

Ce paragraphe est destiné à présenter le choc lié au rotor, qui est régi par le concept de l'incidence unique. Après un rapide exposé de ce concept, les mesures seront comparées aux résultats d'une méthode analytique et du code de calcul Proust.

IV.4.1.1 Concept de l'incidence unique

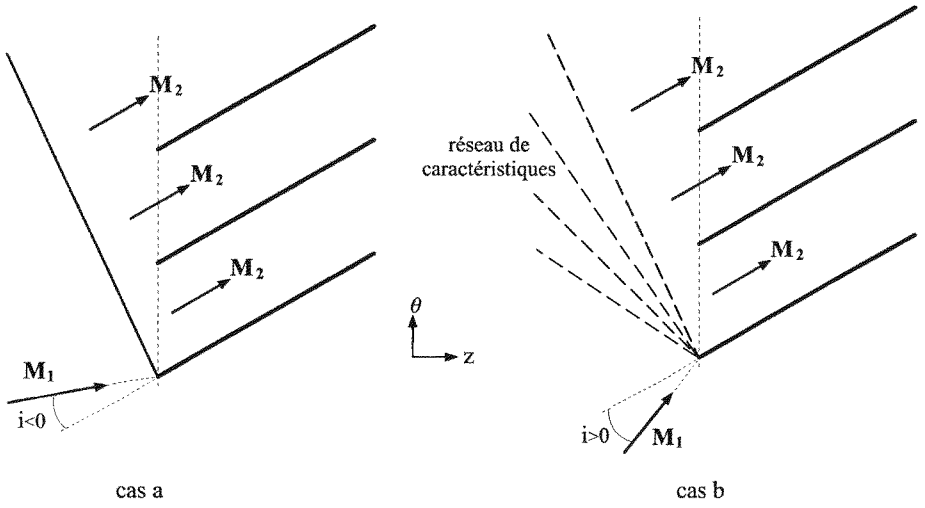


figure 69 : Ecoulement supersonique (avec $M_{1z}<1$) sur une grille semi-infinie d'aubes rectilignes infiniment minces.

Lorsqu'un écoulement uniforme arrive avec une incidence négative sur une grille semi-infinie d'aubes rectilignes infiniment minces, il donne naissance à une onde de choc oblique au bord d'attaque de la première aube (cf. figure 69 cas a). Le choc s'étend alors devant toute la grille et, au passage de celui-ci, l'écoulement est dévié pour devenir parallèle aux aubes.

Au contraire, si l'écoulement amont uniforme arrive avec une incidence positive, une onde de détente apparaît au bord d'attaque de la première aube. De la même manière, au passage de l'onde de détente, l'écoulement s'ajuste en direction pour être parallèle aux aubes(cf. figure 69 cas b).

Une roue de turbomachine est modélisée par une grille infinie d'aubes. Dans ce cas, il n'y a donc plus de "première aube" pour redresser l'écoulement en amont de la grille. Ainsi, pour une grille infinie d'aubes rectilignes infiniment minces, seul un écoulement amont à incidence nulle satisfait l'exigence de périodicité de l'écoulement, quelque soit le nombre de Mach amont incident M_1 (avec $M_{1z}<1$) : c'est l'incidence unique.

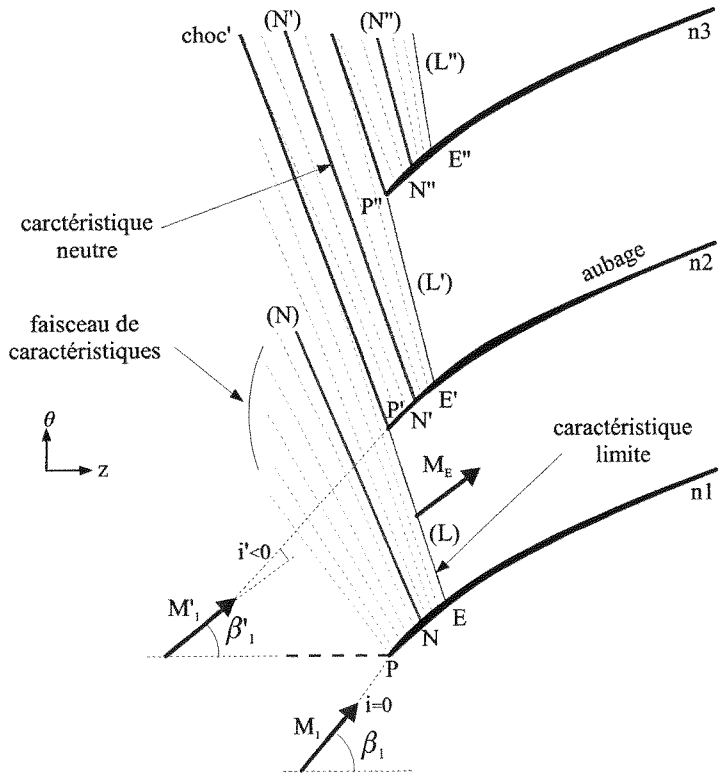


figure 70 : Ecoulement supersonique (avec $M_{1z}<1$) sur une grille semi-infinie d'aubes dont l'extrados est convexe ; cas d'incidence nulle sur la première aube.

La figure 70 représente un écoulement amont uniforme (M_1, β_1) arrivant avec une incidence nulle par rapport à la première aube (n1) d'une grille semi-infinie d'aubes dont la surface en dépression est convexe. Cet écoulement est accéléré du bord d'attaque P jusqu'au point E et conduit à un faisceau divergent de caractéristiques. E est le point d'où est issue la caractéristique interférant avec le bord d'attaque de l'aube adjacente supérieure. Cette caractéristique (L) est appelée caractéristique limite. En E, l'écoulement est tangent à la surface locale de l'aube n1. Comme il conserve sa direction le long d'une caractéristique, l'écoulement arrive au bord d'attaque P' de l'aube n2 avec une incidence i' négative et donne alors naissance à une onde de choc oblique qui s'étend en amont de la cascade. Après ce choc, l'écoulement devient tangent en P' à l'aube n2. Les ondes de Mach émises entre P' et N' interfèrent avec l'onde de choc oblique issue de P', tandis que les ondes provenant de N' à E' interfèrent avec l'onde de choc émise au bord d'attaque P" de l'aube n3. Ce phénomène se répète avec un pas de périodicité sur toutes les aubes supérieures. Les caractéristiques issues de N, N', N", ... tangentes aux ondes de choc remontent à l'infini amont et sont appelées caractéristiques neutres.

Pour une grille infinie d'aubes, pour laquelle il n'existe pas de première aube, la périodicité n'est satisfaite que pour un écoulement incident parallèle à la tangente de la surface en dépression au point d'où est issue la caractéristique neutre.

Cette valeur de l'incidence du champ amont satisfaisant la périodicité est unique pour un nombre de Mach amont M_1 prescrit et s'exprime globalement sous la forme : $\beta_1 = f(M_1$, géométrie de l'aube) si $M_{1z}<1$.

Pour plus de détails sur les écoulements supersoniques dans une grille d'aube, le lecteur pourra se référer à l'ouvrage de Küchemann et al [44].

IV.4.1.2 Méthode analytique

L'écoulement en amont d'un rotor supersonique (avec $M_{1z}<1$) est régi principalement par le concept de l'incidence unique. L'utilisation de méthodes analytiques basées sur ce concept se révèle très pratique, de par leur facilité de mise en œuvre et leur rapidité de calcul, pour estimer les conditions d'entrée. Elles peuvent constituer un véritable support à l'expérimentation, tant dans les phases préparatoires à la mesure (identification des zones "sensibles" dans lesquelles la discrétisation spatiale doit être affinée) que dans les phases d'analyse des résultats.

Un autre objectif de ces méthodes analytiques peut être de fournir des informations utiles pour l'élaboration de calculs par les codes numériques complexes actuels. Ceux-ci ont besoin d'un maillage (généralement constitué de plusieurs domaines) détaillé de la géométrie de la roue avec des raffinements au niveau des zones à forts gradients comme au bord d'attaque d'un aubage où existe un choc détaché. La prédiction de la distance de détachement de ce choc est par exemple d'une très grande utilité pour la confection du maillage puisqu'elle permet d'éviter des problèmes comme la localisation d'un choc à la frontière de deux domaines. Les codes de calculs deviennent de plus en plus précis et aptes à prévoir le champ aérodynamique en tout point du domaine, mais ils sont coûteux et une initialisation par des solutions et conditions limites proches de la solution convergée peut apporter un gain de temps appréciable.

L'illustration de l'intérêt de la méthode analytique, développée ci-après, apparaît aussi clairement dans l'étude paramétrique de M. Powell [57] relative aux effets induits par le flottement de l'aubage en tête d'un compresseur transsonique. Des changements de l'angle de calage, du pas inter aubes ou de l'épaisseur de la couche limite conduisent à des modifications des conditions d'entrée qu'une méthode analytique peut rapidement prédire, comparativement à la lourdeur d'utilisation d'un code de calcul.

C'est pour répondre à ces objectifs un calcul conçu sur la base d'un couplage entre les méthodes de Levine et de Moeckel a été développé et est décrit dans les paragraphes qui suivent.

a) Méthode de Levine

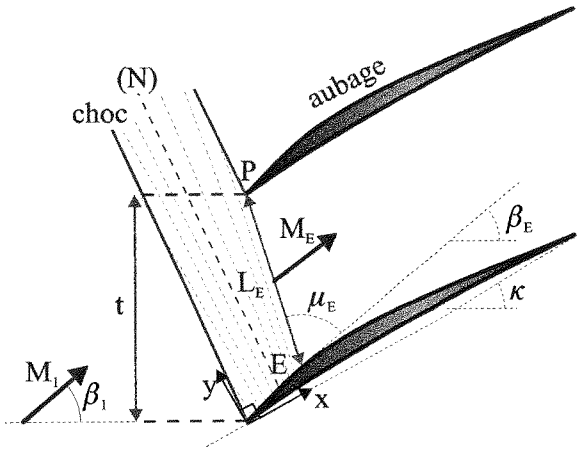


figure 71 : Schéma explicatif de la méthode de Levine

La méthode de Levine [48] permet de calculer l'angle d'incidence unique β_1 en fonction du nombre de Mach M_1 à l'amont d'une grille infinie d'aubages à bord d'attaque effilés, avec $M_{1Z}<1$. Cette méthode intégrale bidimensionnelle repose sur la conservation du débit massique entre un pas à l'infini amont et la caractéristique limite reliant le point E au bord d'attaque P de l'aube adjacente (figure 71). Elle s'appuie sur les hypothèses suivantes : l'écoulement supersonique est de type onde simple (i.e. l'écoulement est irrotationnel et les caractéristiques (γ^+) sont des droites ayant pour image dans le plan de l'hodographe un point unique), le choc oblique attaché est une droite parallèle à la caractéristique neutre, notée (N) sur la figure, et les pertes qu'il engendre sont négligeables. Ces hypothèses mènent à l'obtention de quatre équations présentées ci-dessous.

$$\tan(\mu_E + (\beta_E - \kappa)) = \frac{\cos\kappa - \frac{y_E}{t}}{\sin\kappa - \frac{x_E}{t}} \qquad \text{(IV.29)}$$

Cette relation est obtenue par des considérations géométriques, où (x_E, y_E) sont les coordonnées du point E dans le repère lié aux aubages, β_E est l'angle entre la direction de l'axe machine et la tangente au profil au point E, t est le pas inter-aubes, et κ est l'angle de calage du profil (cf. figure 71). Pour un point E donné, les grandeurs x_E, y_E, β_E, L_E, t et κ sont fixées par la géométrie du profil. L'équation (IV.29) permet alors de déterminer l'angle de Mach μ_E. La valeur du nombre de Mach associé M_E est fourni par (IV.30).

$$M_E = \frac{1}{\sin\mu_E} \qquad \text{(IV.30)}$$

L'équation (IV.31), traduisant de la conservation du débit massique entre un pas à l'infini amont et la caractéristique limite L_E, permet alors l'obtention de angle β_1 de l'écoulement en amont de la grille.

$$M_1\left(1+\frac{\gamma-1}{2}M_1^2\right)^{-\frac{\gamma+1}{2(\gamma-1)}}\cos\beta_1=\frac{L_E}{t}M_E\left(1+\frac{\gamma-1}{2}M_E^2\right)^{-\frac{\gamma+1}{2(\gamma-1)}}\sin\mu_E \qquad \text{(IV.31)}$$

$$\beta_1+\nu_1=\beta_E+\nu_E \qquad \text{(IV.32)}$$

Cette dernière relation (IV.32), où ν est l'angle de l'expansion de Prandtl-Meyer, permet de fermer le problème. Elle est donnée par l'hypothèse d'écoulement de type "onde simple" qui conduit à la conservation de $(\beta+\nu)$. La méthode est itérative et consiste à déplacer le point E, depuis le bord d'attaque vers l'aval, jusqu'au respect de l'égalité (IV.32).

b) Méthode de Moeckel

La méthode de Lévine, précédemment décrite, s'applique à des profils minces au bord d'attaque infiniment pointu. Les profils réels, pour des raisons de solidité et de fabrication, ont un bord d'attaque émoussé. Plongés dans un écoulement supersonique, ils donnent naissance à un choc droit détaché, en aval duquel existe une zone subsonique.

La méthode bidimensionnelle de Moeckel [54] permet de calculer la distance de détachement d'un choc au bord d'attaque d'un profil isolé, par un bilan de masse. Elle s'appuie sur la schématisation de l'écoulement illustrée sur la figure 72. Ici encore quelques hypothèses simplificatrices sont nécessaires pour permettre l'obtention d'un calcul du détachement. L'écoulement supersonique est du type onde simple, la ligne d'arrêt et la ligne de saut maximum d'entropie coïncident, cette ligne est droite et passe par le centre du bord d'attaque, et la forme du choc est une hyperbole d'asymptote parallèle à l'onde de Mach d'angle μ_∞ par rapport à l'axe x. L'écoulement est subsonique dans la zone bleue claire de la figure 72 et la ligne sonique [CB] est supposée droite.

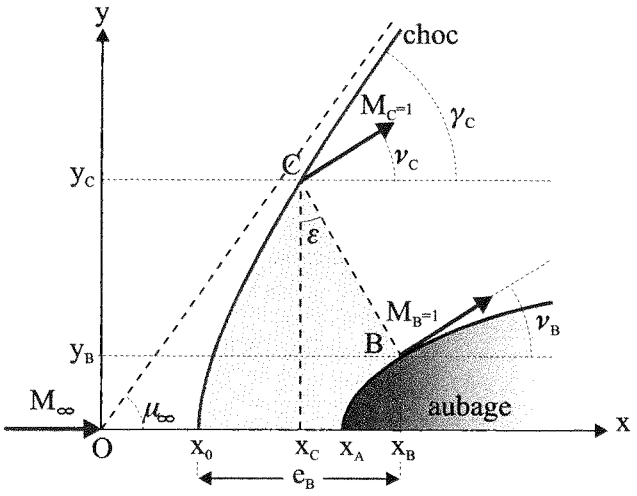


figure 72 : Schéma du choc détaché au bord d'attaque d'un profil isolé plongé dans un écoulement supersonique, selon la méthode de Moeckel.

Le calcul de la distance de détachement consiste à définir l'hyperbole à partir de la connaissance du point C et de son asymptote. Pour ce faire, considérons un écoulement à l'infini amont dont le nombre de Mach est M_∞. Par application des relations de passage d'un choc oblique, il est possible de définir la direction de l'écoulement ν_C et l'angle du choc γ_C au point C pour lequel l'écoulement devient sonique. La ligne [CB] étant supposée droite, le point B est recherché sur la surface de l'aubage de manière à ce que la tangente au profil en ce point fasse un angle $\nu_B = \nu_C$ avec l'axe x. Le point C appartenant à l'hyperbole, ses coordonnées satisfont l'équation (IV.33) :

$$y_C = \tan\mu_\infty \cdot \sqrt{x_C^2 - x_0^2} \quad \text{avec} \quad \sin\mu_\infty = 1/M_\infty \tag{IV.33}$$

En outre, l'angle entre la tangente à l'hyperbole au point C et l'axe x est égal à l'angle du choc γ_C en C :

$$\gamma_C = \tan^2\mu_\infty \frac{\sqrt{x_0^2 + y_C^2 \mathrm{ctg}^2\mu_\infty}}{y_C} \tag{IV.34}$$

L'équation de continuité est écrite ci-dessous entre l'état à l'amont du choc (sur $[0y_C]$) et en aval du choc (sur [CB]), en notant par une étoile les grandeurs critiques.

$$\rho_\infty W_\infty y_C = a^* \rho^* \overline{CB} = a^* \rho^* \frac{y_C - y_B}{\cos\varepsilon} \cos(\varepsilon - \nu_B) \tag{IV.35}$$

On peut noter que ε correspond à la déviation de l'écoulement entre l'infini amont et le point B.

En faisant apparaître la densité de flux $Sd(M_\infty) = \frac{\rho_\infty W_\infty}{\rho^* W^*}$ et le rapport des pressions d'arrêt entre les états ∞ et C au passage du choc oblique, on obtient :

$$\frac{y_C}{y_B} = \frac{1}{1 - Sd(M_\infty)(P_{t\infty}/P_{tC})\cos\varepsilon} \tag{IV.36}$$

Le rapport e_B/y_B est calculé de façon géométrique à partir de la figure 72.

$$\frac{e_B}{y_B} = \frac{y_C}{y_B}\left[\tan\varepsilon + \mathrm{ctg}\mu_\infty \tan\gamma_C(\mathrm{ctg}\mu_\infty - \sqrt{\mathrm{ctg}^2\mu_\infty - \mathrm{ctg}^2\gamma_C})\right] - \tan\varepsilon \tag{IV.37}$$

La distance d_{choc} de détachement du choc s'obtient finalement par :

$$d_{choc} = e_B - (x_B - x_A) \tag{IV.38}$$

c) Couplage des deux méthodes : incidence unique/choc détaché

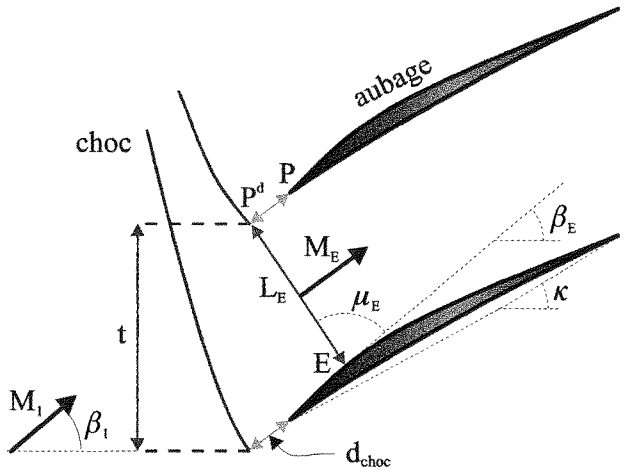


figure 73 : Schéma de la configuration du choc détaché en amont d'une grille de compresseur supersonique, illustrant le couplage des méthodes de Levine et Moeckel.

En couplant les méthodes de Levine et de Moeckel, précédemment citées, il est possible d'obtenir analytiquement les conditions d'entrée d'une grille d'aubes de compresseur supersonique .

L'écoulement au bord d'attaque des aubages a les mêmes caractéristiques qu'au point E (M_E, β_E). La distance de détachement du choc est calculée par la méthode de Moeckel en plongeant le profil dans un écoulement uniforme tel que $M_\infty = M_E$ et $\beta_\infty = \beta_E$. Précisons que le bord d'attaque de l'aube est défini comme étant le point où la tangente au profil est perpendiculaire à la direction donnée par l'angle β_E.

L'écoulement en amont de la grille défini par le couple (M_1, β_1) peut alors être calculé par application de la méthode de Levine, en décalant le point P du bord d'attaque de l'aube "supérieure" (c.f. figure 73) de la distance de détachement du choc (d_{choc}). Ainsi la conservation de la masse est écrite entre le pas t à l'infini amont et la caractéristique limite $L_E = [EP^d]$, avec :

$$\overrightarrow{EP^d} = \overrightarrow{EP} - d_{choc} \cdot \begin{pmatrix} \cos\beta_E \\ \sin\beta_E \end{pmatrix} \qquad \text{(IV.39)}$$

En pratique, le calcul est initialisé par la méthode de Levine en prenant une distance de détachement du choc nulle. L'introduction de la distance d_{choc}, calculée ensuite par la méthode de Moeckel, a pour conséquence de déplacer le point E vers l'amont. Un calcul itératif entre les deux méthodes est réalisé.

d) Introduction des pertes

Dans le cas d'un écoulement réel, des pertes de pression totale sont générées par le choc détaché et par toutes les branches des chocs obliques amont émanants des aubes adjacentes. La prise en

compte intégrale de ces pertes reviendrait à faire un calcul complet, ce qui n'a pas d'intérêt ici. Starken [70] a procédé au couplage des deux méthodes (Levine + Moeckel) en considérant, dans la méthode de Moeckel, l'effet de blocage des pertes de pression totale dues à la partie forte du choc (i.e. entre les points x_0 et C ; figure 72) et en négligeant toutes les autres pertes. Le blocage obtenu est injecté dans l'équation de continuité de la méthode de Levine. Des résultats de ce couplage, avec et sans pertes, sont tracés sur la figure 74 pour une grille d'aubes rectilignes, calées à 60°, avec un bord d'attaque rond de rapport $R_l/t = 0.04$ (rayon du bord d'attaque / pas inter-aubes).

Sur cette même figure sont représentés les résultats du couplage que nous avons réalisé sur la même géométrie. Les pertes prises en compte sont celles résultant du choc sur la distance inter-aubes complète, en considérant que celui-ci devient évanescent en amont de l'aube adjacente suivante. Le pas inter-aubes est discrétisé en une série d'intervalles pour chacun desquels les pertes de pression d'arrêt sont calculées. Pour ce faire, les relations de passage de choc sont appliquées, suite à la connaissance du nombre de Mach amont et de la pente locale du choc dans chaque intervalle. Un coefficient de blocage R_P est obtenu par intégration des pertes de pression d'arrêt sur le pas et introduit dans l'équation de continuité utilisé dans la méthode de Levine.

Il est d'abord important de noter que les résultats des calculs potentiels sont identiques. Ainsi les écarts entre les courbes avec pertes ne sont dus qu'aux différentes manières de prendre en compte le blocage associé aux pertes du choc détaché. Dans un cas, comme dans l'autre, le blocage a pour effet d'augmenter la valeur de β_1. Cependant, dans notre calcul "avec pertes sur un pas", l'effet des pertes négligées par Starken augmente d'autant plus le coefficient de blocage que le nombre de Mach est grand, ce qui a pour effet d'accentuer l'écart sur les valeurs de β_1.

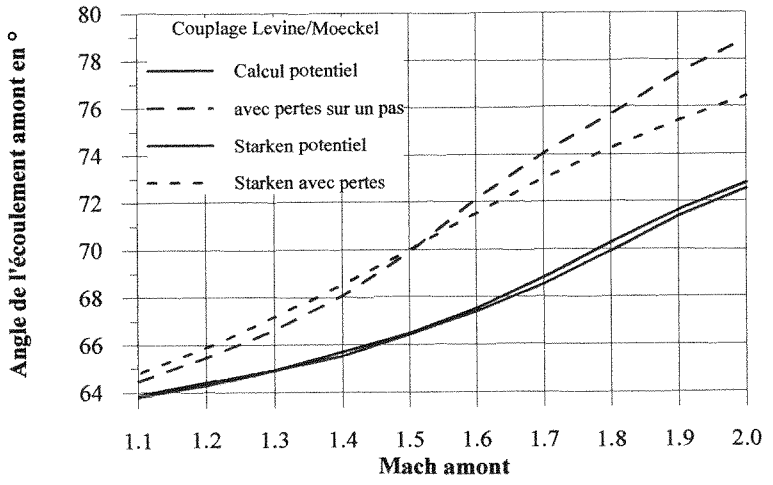


figure 74 : Prédiction analytique de l'incidence unique $\beta_1=f(M_1)$ en amont d'une grille d'aubes rectilignes calées à 60° et à bord d'attaque rond ($R_l/t = 0.04$).

d) Contraction de veine et blocage associé aux couches limites

La méthode présentée est bidimensionnelle et s'applique à des grilles d'aubes infinies à hauteur de veine constante. Or, les compresseurs transsoniques actuels ont généralement des veines fortement convergentes. Etant basée sur une détermination très fine de la longueur L_E de la caractéristique limite, la méthode est très sensible à toute modification des sections sur lesquelles est appliquée la conservation du débit massique. Pour l'exemple de la grille à aubes rectilignes précédemment citée, une contraction de veine de 1,5% conduit à une augmentation de l'angle β_1 de l'ordre du degré. La prise en compte de ce blocage est introduit dans le calcul analytique sous forme d'un coefficient R_h, calculé par intégration de la hauteur de veine depuis le pas à l'infini amont jusqu'au point E.

De même, les couches limites se développant au carter, au moyeu et sur le profil induisent un blocage qu'il est possible d'introduire dans la méthode analytique puisque les effets qu'il engendre sont du même ordre de grandeur que ceux dus à la contraction de veine. Un coefficient R_{cl} est alors à nouveau introduit dans l'équation de continuité, qui finalement s'écrit :

$$\cos\beta_1 = R_P R_h R_{cl} \frac{L_E}{t} \frac{M_E\left(1+\frac{\gamma-1}{2}M_E^2\right)^{-\frac{\gamma+1}{2(\gamma-1)}} \sin\mu_E}{M_1\left(1+\frac{\gamma-1}{2}M_1^2\right)^{-\frac{\gamma+1}{2(\gamma-1)}}} \qquad \text{(IV.40)}$$

Tous ces coefficients de blocage ont le même poids dans l'équation de continuité et ont pour conséquence d'augmenter l'angle d'incidence β_1 et la valeur du nombre de Mach juste en amont du choc droit détaché au bord d'attaque des aubes. Il en résulte une diminution de la distance de détachement du choc.

IV.4.1.3 Comparaison des résultats de mesures et des calculs analytiques

Des calculs ont été réalisés en utilisant la méthode analytique présentée ci-dessus avec comme profil, celui d'une coupe à 50% de l'envergure d'une aube de la roue mobile du compresseur d'essais. Cette méthode nécessite une description fine du bord d'attaque et de l'extrados du profil.

En plus des données géométriques (profil et son calage), le calcul a besoin du nombre de Mach à l'infini amont. Or à 50% de la hauteur de veine dans le plan 25A, qui est le plan le plus en amont où ont été effectuées les mesures L2F, l'écoulement n'est pas uniforme dans la direction circonférentielle car le choc oblique émanant du bord d'attaque des aubes du rotor n'est pas encore évanescent (cf. paragraphe IV.4.2 Mesures dans la section 25A). Cela se traduit par une variation temporelle périodique en un point de mesure dans le repère absolu. La valeur du nombre de Mach relatif à l'infini amont, qui devrait correspondre à la valeur du nombre de Mach sur la caractéristique neutre, est alors obtenue en moyennant son évolution temporelle en un point de l'écoulement sain (hors sillage). Cette méthodologie a été validée par Claudin [21] en amont du rotor d'un compresseur centrifuge transsonique.

La valeur ainsi obtenue du nombre de Mach à "l'infini amont" (plan 25A) est égale à 1.14. Le coefficient de blocage R_h relatif à la contraction de veine vaut 0.947 et le coefficient de blocage R_{CL} prenant en compte les couches limites a été choisi comme étant égal à l'unité. Quant au coefficient de blocage R_p associé au pertes à travers le choc, son influence est très faible (environ 0.3° sur les valeurs de β) car le nombre de Mach relatif en amont est faible.

Il a été vu lors de la présentation de la méthode de Moeckel qu'il était possible d'obtenir l'équation de l'hyperbole correspondant au choc. Celle-ci a été superposée sur la figure 75 au champ du nombre de Mach relatif, à 50% de hauteur de veine, moyenné en temps dans le repère relatif.

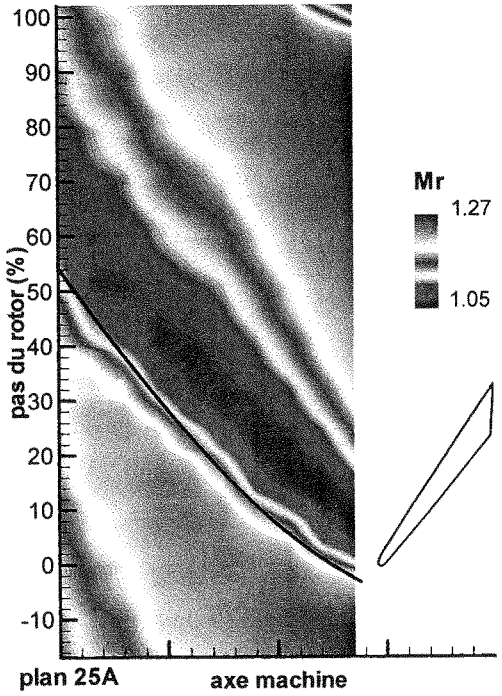


figure 75 : Nombre de Mach relatif à 50% de hauteur de veine moyenné en temps dans le repère relatif et prédiction analytique de la trace du choc.

La forte décélération imposée par le choc ainsi que la détente et son faisceau de caractéristiques divergentes sont très nettement identifiables. Les écarts de vitesses minimales et maximales de part et d'autre du choc dans la direction circonférentielle diminuent lorsqu'on s'éloigne de la roue mobile, ce qui correspond à une diminution de la force du choc.

En considérant que le choc est localisé au début de la décélération et en prenant en compte les incertitudes de positionnement décrites au paragraphe IV.3.3, on observe un bon accord entre la position du choc déterminée expérimentalement et l'hyperbole du calcul analytique. De plus, on retrouve l'augmentation de l'angle de choc qui tend vers 90° devant le bord d'attaque de l'aube.

Dan le tableau 8, sont présentées les valeurs expérimentales et les résultats du calcul analytique pour $Mr_1 = 1.14$.

Mesures L2F	Calcul analytique
$d_{choc} \approx 0.7$ mm $M_E \approx 1.27$ $\beta_1 = -62.6°$	$d_{choc} = 0.8$ mm $M_E = 1.33$ $\beta_1 = -62.2°$

tableau 8 : Comparaison entre les mesures L2F et le calcul analytique près du rotor.

On rappelle que d_{choc} est la distance de détachement du choc et que M_E est la valeur du nombre de Mach au point E sur la surface du profil d'où est issue la caractéristique limite, mais également celle du nombre de Mach de l'écoulement juste en amont du choc droit au bord d'attaque (cf. figure 73).

Le faible écart de 0.4 degré entre les angles relatifs β_1 mesuré et calculé montre que la moyenne temporelle de l'écoulement est effectivement très proche de l'état aérodynamique sur la caractéristique neutre, prédit par la méthode analytique. Par contre, la valeur du nombre de Mach M_E prédite par ce calcul est supérieure à celle mesurée. Il est difficile de conclure sur ce fait, vus les gradients très importants présents très près du bord d'attaque qui sont moyennés sur la largeur des azimuts lors de mesures L2F synchronisées (cf. paragraphe IV.3.3). Par ailleurs, la forte convergence de la veine entraîne une augmentation du nombre de Mach relatif M_r et une diminution de la valeur absolue de l'angle relatif β lorsqu'on se rapproche de la roue mobile. L'hypothèse d'écoulement type onde simple n'est donc pas vérifiée par l'écoulement dans le compresseur. Il est alors remarquable d'obtenir des résultats aussi proches de l'expérience avec une méthode bidimensionnelle basée sur une telle hypothèse.

IV.4.1.4 Comparaison des résultats avec ceux issus d'une simulation numérique

Le code de calcul PROUST, développé au laboratoire, a permis de réaliser une simulation de l'écoulement, instationnaire, compressible, turbulent et non visqueux sur une coupe à 50% de hauteur de veine dans la roue mobile du compresseur d'essais. Pour ce faire, le système d'équations moyennées et adimensionnalisées de Navier-Stokes est fermé à l'aide d'un modèle de turbulence à deux équations de transport (modèle k-ω de Wilcox). Le code est conçu pour l'emploi d'un maillage structuré, mobile et déformable, et utilise une formulation volumes finis. Le schéma semi-discret obtenu après la discrétisation spatiale est intégré explicitement en temps grâce à un schéma d'Euler et de Runge-Kutta. Sur les limites amont du domaine a été introduit le défilement d'une perturbation représentant le sillage des aubes de la RDE. Ce dernier a été obtenu à partir d'une décomposition en ondes d'entropie et de vorticité en utilisant la loi de similitude de sillage proposée par Lakshminarayana et Davino [47] qui décrit l'évolution spatio-temporelle des sillages à l'aide d'une fonction Gaussienne.

Cependant, son amplitude, correspondant à un déficit de 20% par rapport à la valeur hors sillage, et sa largeur égale à 25% du pas de la RDE, sont différentes des données expérimentales (amplitude

et largeur expérimentales respectivement de l'ordre de 10% et 20%, cf. paragraphe IV.4.3). Les interactions instationnaires entre le choc et le sillage sont alors difficilement comparables. Par contre l'écoulement moyenné en temps dans le repère relatif permet de confronter la structure du choc oblique obtenue par les résultats numériques et expérimentaux.

La figure 76 présente une telle confrontation, bâtie sur le champ temporellement moyenné de la vitesse absolue. L'échelle des isovaleurs est la même pour les deux cartes. De plus, sur chacune de ces cartes a été superposée l'hyperbole calculée précédemment par la méthode analytique.

On constate tout d'abord que les évolutions du champ de vitesse sont très proches.

Par contre, il existe un décalage de niveaux résultant du fait que le débit de la simulation numérique est supérieur ($\approx$ 10%) au débit expérimental. Cette surévaluation du débit numérique est due au fait que les résultats sont issus d'un calcul Euler, ne prenant pas correctement en compte les blocages associés aux effets visqueux.

Cette surestimation du débit (i.e. du nombre de Mach incident) entraîne un angle de Mach plus faible, soit un choc plus élevé (i.e. se rapprochant du front de grille). Il en résulte d'une part des gradients au bord d'attaque supérieurs à ceux mesurés et d'autre part un décalage entre la trace de la branche amont du choc et celle issue de la prédiction analytique (celle-ci étant en très bon accord avec l'expérience).

Cependant, malgré cet écart de débit, l'angle du choc et sa distance de détachement au bord d'attaque sont tout à fait comparables.

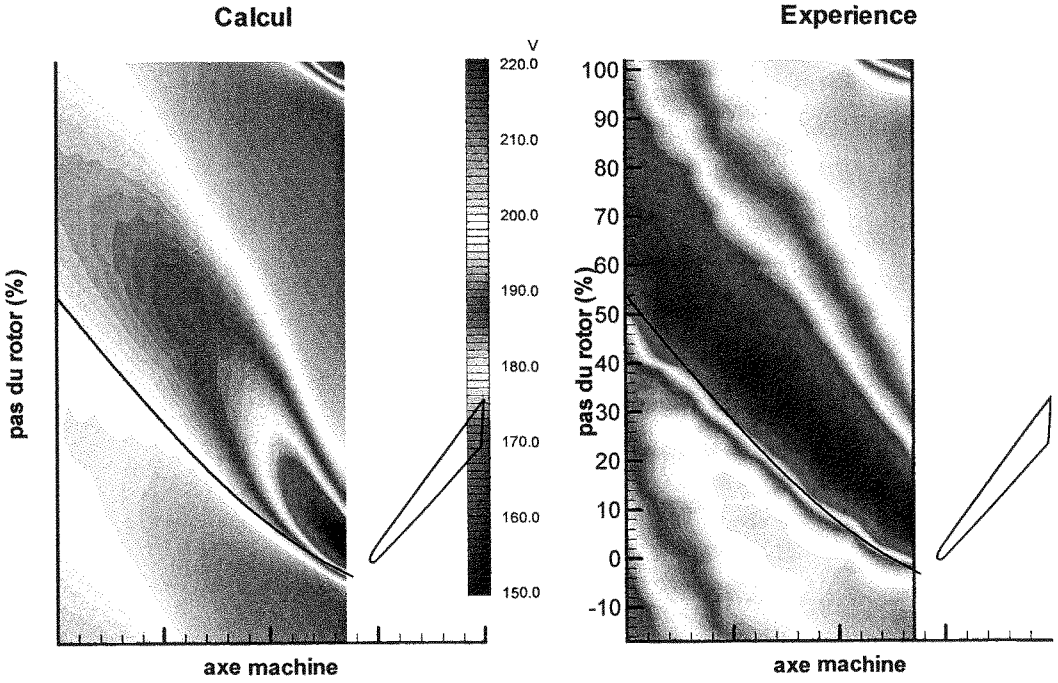


figure 76 : Comparaison du champ de vitesse absolue moyenné en temps dans le repère relatif, issu du code de calcul PROUST et des mesures L2F.

IV.4.1.5 Mesure au voisinage du bord d'attaque des aubes de la roue mobile.

Des mesures ont été réalisées dans la roue mobile aussi loin que les problèmes d'encrassement dus aux fuites d'huile dans la machine nous ont permis d'avancer. La figure 77 présente la carte des isovaleurs du nombre de Mach relatif au voisinage du bord d'attaque des aubes du rotor. En abscisse est tracée la distance sur l'axe machine en mm, repérée par rapport au bord d'attaque, et en ordonnée est tracé le pas du rotor en pourcentage. Sur cette carte, les deux axes ne sont pas du tout à la même échelle pour ne pas que la figure soit complètement "écrasée" : l'angle du choc n'est donc pas conservé. L'intérieur de la ligne pointillée qui entoure l'aube représente la zone inaccessible à la mesure. Le point le plus proche du bord d'attaque a été réalisé à 0.35 mm, ce qui signifie que la tache *Stop* du volume de mesure a été positionnée à 0.1 mm de l'aube. Rappelons que la position dans la direction azimutale des points du maillage correspond au milieu de l'azimut où ont été effectuées les mesures.

Deux points à nombre de Mach inférieur à 1 révèlent la zone subsonique en aval du choc fort du bord d'attaque. Le point de cette zone situé le plus en amont se trouve à une distance selon l'axe machine de 0.85 mm par rapport au bord d'attaque. Cette position est cohérente avec les résultats de la méthode analytique.

Par ailleurs, du coté intrados de l'aube, on distingue une décélération qui est due au choc oblique se prolongeant dans le canal inter-aubes.

Ces résultats mettent en évidence la capacité de la technique L2F à caractériser les structures du choc se développant très près des parois des aubages de la roue mobile.

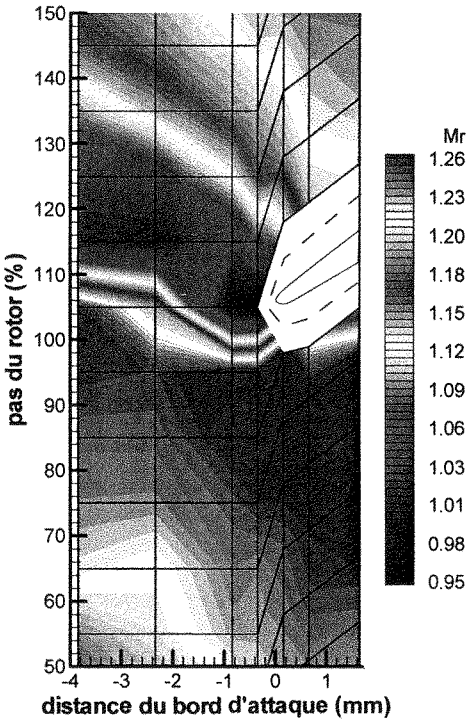


figure 77 : Isovaleurs du nombre de Mach relatif au voisinage du bord d'attaque des aubes du rotor.

IV.4.1.6 Conclusion

La confrontation des résultats expérimentaux, numériques et analytiques a montré une très bonne cohérence quant à la caractérisation du choc oblique détaché au bord d'attaque des aubes de la roue mobile, tant au niveau de sa forme, qu'au niveau de sa position. La méthode analytique, basée sur un simple concept de bilan intégral bidimensionnel de quantité de mouvement, donne des résultats très satisfaisants et permet une bonne appréhension phénoménologique de l'écoulement dans la zone du bord d'attaque des aubes de la roue mobile.

IV.4.2 Mesures dans la section 25A

IV.4.2.1 Evolution temporelle de la vitesse absolue

Sur les cartes de la figure 57, on note des évolutions de l'écoulement dans la direction circonférentielle. A une position circonférentielle donnée au cours du temps, il se produit alternativement une accélération puis une forte décélération de l'écoulement, donnant lieu à des zones à forts et faibles niveaux de vitesse qui défilent avec la roue mobile dans le sens croissant des abscisses. Ces oscillations de l'écoulement sont engendrées par la succession des détentes (provoquées par la courbure de l'extrados des aubes de la roue mobile) et des chocs obliques émanant du bord d'attaque des aubes de la roue mobile (cf. paragraphe IV.4.1). Le choc se situe donc à gauche de la zone caractérisée par les forts niveaux de vitesse. De plus, l'amplitude des variations de l'écoulement dépendant de la force du choc oblique, celui-ci, plus intense à 50% de hauteur de veine (comme il sera vu dans le paragraphe suivant), explique l'amplitude maximale des oscillations de la vitesse absolue à cette hauteur.

D'autre part, la forme du choc dans le plan (R,θ) de la section 25A est courbe, alors que le bord d'attaque des aubes de la roue mobile est quasiment radial. La structure du choc oblique est donc complètement tridimensionnelle. Cette forme du choc provient de la variation de l'angle du choc sur l'envergure de l'aubage. Il a été vu, lors de la présentation de la méthode analytique, que l'angle du choc à l'infini amont tendait vers l'angle de Mach. Lorsque le nombre de Mach diminue et se rapproche de la valeur sonique (à 15% de hauteur de veine), l'angle de Mach augmente et tend vers 90°. Un point de mesure en pied de veine verra donc le choc en avance comparé à un point situé à la même position circonférentielle, mais à une hauteur où le nombre de Mach est supérieur.

Sur ces cartes, on distingue également une zone de déficit de vitesse, présente sur toute la hauteur de veine à environ 90% du pas de la RDE. Cette zone caractérise le sillage et le léger vrillage de la RDE explique qu'elle n'est pas complètement parallèle à la direction radiale.

Entre 50% et 70% de hauteur de veine, la vitesse dans le sillage, après le passage du choc, atteint des valeurs minimales inférieures à celles que l'on trouve à 15% et 90%, où la moyenne en temps de

la vitesse est pourtant plus faible. Les accélérations et décélérations induites par la détente et le choc dans le sillage sont donc plus importantes dans cette zone où le choc est plus intense. Ce phénomène sera analysé plus en détail dans la partie concernant l'interaction choc/sillage.

IV.4.2.2 Evolution temporelle de la vitesse relative

La figure 78 montre les évolutions temporelles de la vitesse relative pour différentes hauteurs de veines, à une position circonférentielle correspondant à une zone de l'écoulement hors sillage. On constate que la différence entre les valeurs minimales et maximales de la vitesse relative est la plus élevée à 50% de hauteur de veine. Cette différence de vitesse, avant et après le choc, est un moyen de qualifier la force du choc, qui est donc plus élevée à mi-hauteur de veine.

De plus, la figure 78 montre qu'à 15% de hauteur de veine l'amplitude des oscillations est très faible et la décélération de l'écoulement s'étale sur 50% du pas de la roue mobile. L'écoulement relatif est transsonique avec un nombre de Mach compris entre 0.967 et 1.009. Autour d'un nombre de Mach sonique, les conditions sont critiques et l'instationnarité est très forte. Les battements du choc peuvent avoir une grande amplitude, celui-ci étant pratiquement évanescent.

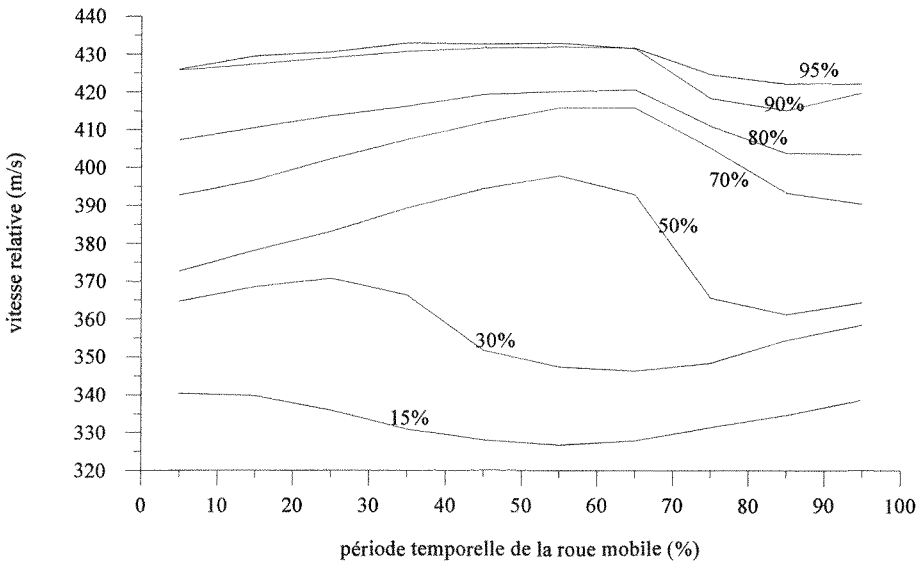


figure 78 : Evolution temporelle de la vitesse relative à différentes hauteur de veines.

IV.4.2.3 Evolution temporelle de l'angle absolu

L'écoulement moyenné en temps présente globalement un angle α faiblement négatif (c'est à dire que l'écoulement est légèrement orienté dans le sens inverse de la rotation de la roue du au calage de la RDE). De même que sur les cartes de vitesses absolues, il se produit des oscillations de l'angle de l'écoulement, dues au défilement du choc oblique et de la détente (cf. figure 58). Comme il a été vu au cours de l'étude du choc, l'écoulement relatif présente, avant le choc, un angle β

correspondant à la tangente au profil en un point situé entre les points d'où partent la caractéristique neutre et la caractéristique limite. Au passage du choc, l'écoulement est dévié pour s'aligner avec la tangente du profil au bord d'attaque. Cela signifie que la variation de l'angle relatif β au travers du choc est négative. Par contre, la figure 79, qui schématise les triangles de vitesses avant et après le choc, montre que la variation de l'angle absolu α qui en résulte est positive. Cette variation positive de α permet de facilement localiser le choc sur les cartes de la figure 58.

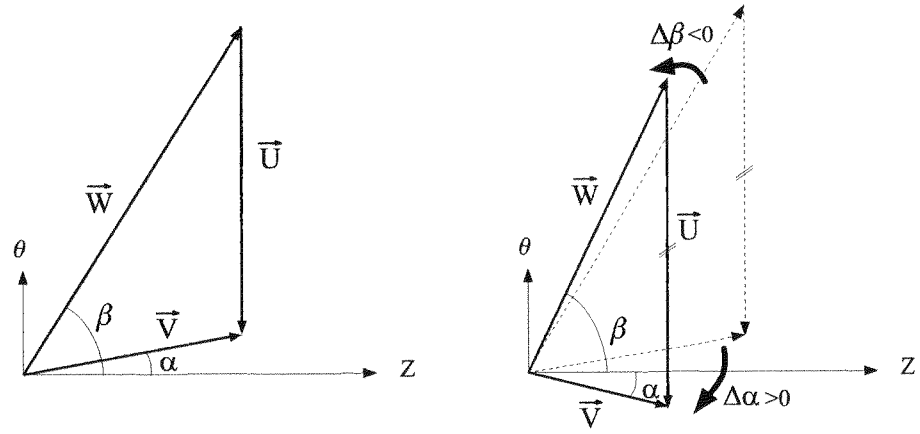


figure 79 : Triangle des vitesses au passage du choc.

Les fortes variations de l'angle α dans le sillage nous permettent de l'identifier facilement. Il est remarquable qu'à 95 % de hauteur de veine, le sillage subit une déformation dans le sens de rotation de la roue mobile. Cette déformation est beaucoup plus visible sur les cartes des angles (zone bleu à très faibles valeurs de α) que sur celles des vitesses car comme nous le verrons dans la partie concernant la description du sillage, près du carter, celui-ci est très étalé avec une petite amplitude.

IV.4.2.4 Evolution temporelle des écarts types de la vitesse et de l'angle absolus

En moyenne les valeurs des écarts types augmentent avec la hauteur de veine. Que ce soit pour le module ou l'angle de la vitesse, les fluctuations sont multipliées par deux entre 15 et 90% de hauteur de veine (cf. figure 59 et figure 60).

Les valeurs de l'écart type de la vitesse et de l'angle absolus sont maximales dans le sillage. En effet, dans cette zone est moyennée une alternance de tourbillons contrarotatifs (lâché de tourbillons de Karman du bord de fuite) qui engendre une augmentation des fluctuations de l'écoulement.

L'augmentation des écarts types dans le choc est due aux effets de gradients moyennés sur la largeur des azimuts (écarts fictifs décrits dans le paragraphe IV.3.3.3).

On peut noter également qu'il se produit une forte augmentation des écarts types de vitesse au niveau du choc, en tête de veine. Ce phénomène qui existe aussi pour les écarts type de α, mais moins marqué, n'est vraisemblablement pas dû à des erreurs de mesure puisqu'il se retrouve sur

tous les points dans la direction circonférentielle et à des instants différents. Il semble provenir d'une interaction entre le choc et les écoulements pariétaux (interactions choc – couche limite carter entre autres).

IV.4.2.5 Comparaison avec des mesures par sondage classique

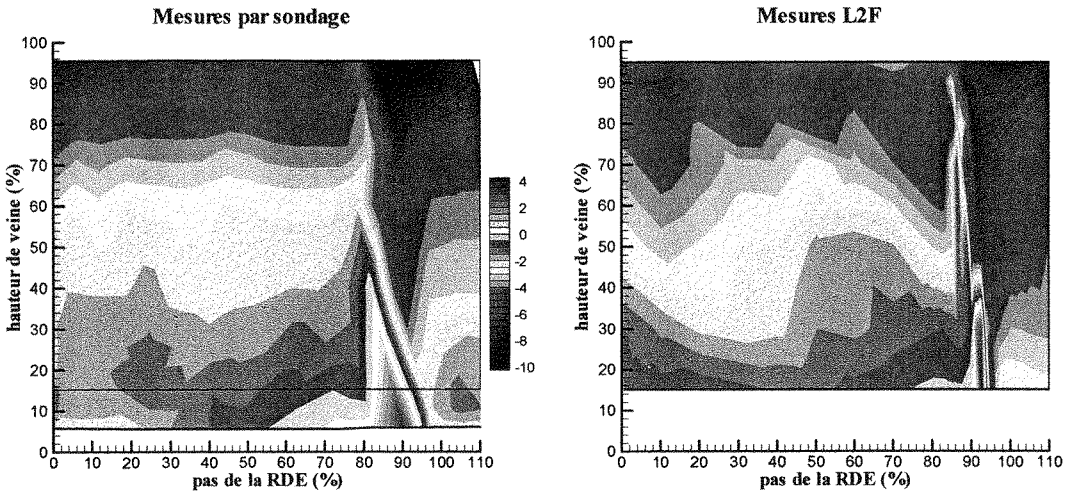


figure 80 : Angle absolu. Comparaison entre les mesures par sondage et L2F.

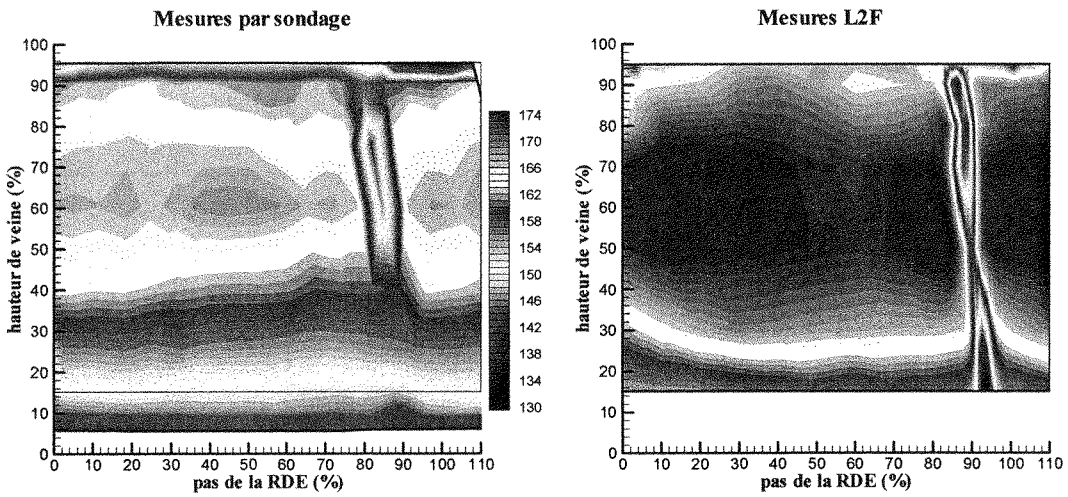


figure 81 : Vitesse absolue. Comparaison entre les mesures par sondage et L2F.

Une campagne de mesure à l'aide d'une sonde, possédant une prise de pression d'arrêt, une prise de pression statique, deux prises de pression droite et gauche et un thermocouple, a été effectuée avant la campagne de mesure L2F dans les plans inter-grilles du compresseur d'essais (Bois et al. [12]). Le maillage des points de mesure de ces sondages est moins fin que celui des mesures L2F, surtout au niveau du sillage qui n'est décrit que par 3 points. La comparaison proposée sur les figures 80 et 81 a été possible en moyennant en temps les données L2F en chaque point de mesure.

Notons ici que ces mesures n'ont pas été effectuées en aval des mêmes canaux de la RDE à cause des implantations différentes sur le carter machine des bossages utilisés pour les portes sondes et les accès optiques. Que ce soit pour la distribution de l'angle α ou du module de la vitesse, le pas de la RDE a été tracé en abscisse et la hauteur de veine, en ordonnée. Pour chaque figure, les échelles des niveaux des isovaleurs sont les mêmes pour les mesures L2F et pour les sondages.

La figure 80 fait ressortir un très bon accord entre les deux différentes mesures de l'angle α. Ces deux cartes montrent une évolution décroissante (dans le sens opposé à la rotation du rotor) de l'angle α du pied à la tête. Cette évolution est engendrée par le calage et le léger vrillage de la RDE, qui doit être en accord avec les conditions d'alimentation de la roue mobile, imposées par l'incidence unique. Une différence existe néanmoins en tête de veine où les valeurs des angles obtenues par les sondages sont inférieures à celles obtenues par anémométrie L2F. Les effets de bord induits par la proximité du carter, auxquels est sensible la sonde, sont sans doute à l'origine de ces écarts. Notons également que la différence qui existe sur la largeur et sur les frontières du sillage est due au maillage plus grossier des sondages, mais que les niveaux à l'intérieur et à l'extérieur de ce sillage sont proches. Enfin, il est intéressant de remarquer la zone triangulaire de faibles valeurs de l'angle α à proximité du carter et du sillage, qui correspond à une surdéviation du coté extrados de l'aube de la RDE. Ce phénomène est vraisemblablement dû aux interactions multiples (choc, sillage, couche limite carter) évoquées précédemment.

Quant à la vitesse absolue mesurée par les deux techniques, si les évolutions sont proches (cf. figure 81), les niveaux sont différents (il existe un décalage, pratiquement constant, d'une dizaine de m/s). Or, le débit calculé par l'intermédiaire des mesures L2F dans la section 25A est cohérent avec les mesures globales du point de fonctionnement de la machine. Ceci met donc en cause la vitesse calculée à partir de la pression statique sonde, qui reste actuellement très délicate à obtenir, notamment à cause des conditions d'étalonnage de la sonde qui sont différentes de celles rencontrées dans une veine étroite avec un écoulement transsonique.

Par ailleurs, de même que pour la carte des angles, on retrouve la mauvaise description du sillage et les effets de bords au niveau du carter.

IV.4.3 Description du sillage de la roue directrice d'entrée

Dans le sillage, le taux de fluctuations de l'écoulement est plus élevé que dans l'écoulement sain et les écarts types de vitesse absolue moyennés en temps peuvent atteindre 10% de la valeur de la vitesse moyenne (cf. figure 59, 60, 63 et 64). De ce fait, l'incertitude des mesures dans le sillage est environ deux fois supérieure à celles dans l'écoulement sain.

En chaque point de mesure, la décomposition des grandeurs aérodynamiques a été effectué à l'aide des relations (IV.24) et (IV.25). La figure 82 présente les évolutions, dans la section 25A, des

fluctuations spatiales de la moyenne temporelle, dans le repère absolu, de la vitesse ($\overline{V}^{*}_{absolu}(z,\theta)$) et de l'angle absolu ($\overline{\alpha}^{*}_{absolu}(z,\theta)$). La figure 83 présente ces mêmes évolutions dans le plan aube à aube à 50% de hauteur de veine.

Dans le plan 25A, l'amplitude maximum du sillage vaut 24% de la vitesse hors sillage et atteint cette valeur à 90% de hauteur de veine. Notons que le bord de fuite de l'aube de la RDE n'est pas parallèle à la section 25A et que la distance les séparant est plus petite en tête de veine. De plus, la discrétisation spatiale du sillage ne contient pas forcément le point où le sillage est réellement le plus prononcé. Il faut noter l'évolution particulière à 95 % de hauteur de veine qui a déjà été évoquée précédemment.

La largeur du sillage est de l'ordre de 10% du pas de la RDE dans le plan 25A et augmente légèrement sur la courte distance axiale du domaine de mesure, tandis que son amplitude est divisée par deux.

Sur ces deux figures, nous pouvons également remarquer les fortes variations de l'angle absolu α sur les frontières du sillage. Les mesures effectuées à l'aide de la sonde, présentées précédemment, montraient des évolutions semblables, imputées à l'effet de gradient dû à la taille non nulle de cette sonde. Les résultats L2F infirment tout ou partie de cette interprétation.

Quant aux valeurs de l'angle relatif β dans le sillage, elles sont principalement dues à la diminution du module de la vitesse absolue. Dans la zone du bord d'attaque des aubes de la roue mobile, elles induisent une surincidence de l'ordre de 3°, ce qui peut amener une augmentation du travail, à condition que les aubages, très chargés, supportent cette surincidence.

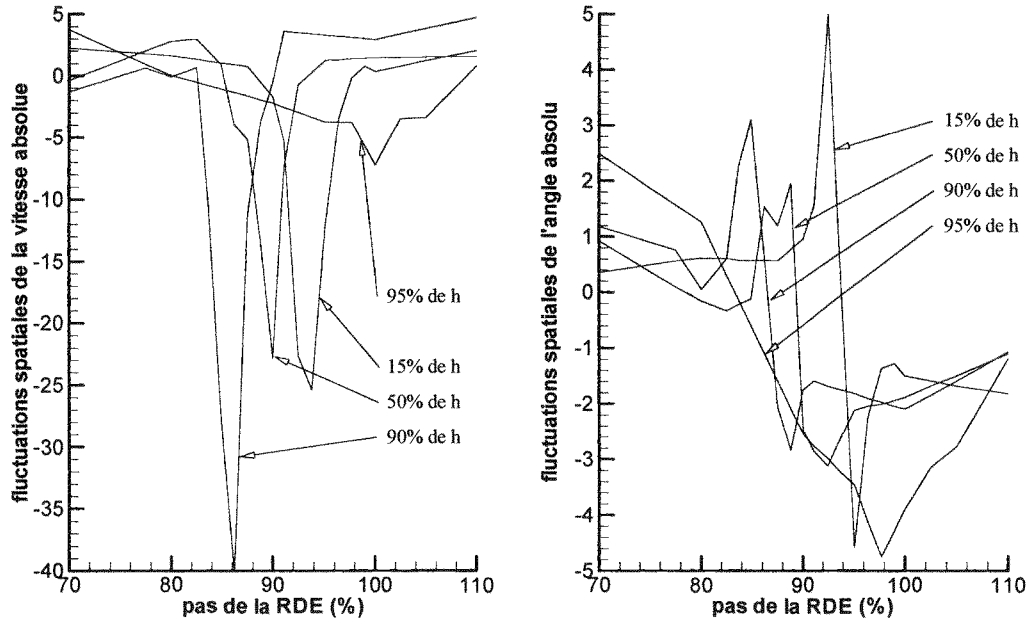


figure 82 : Evolution dans le sillage, à différentes hauteurs de veines et dans la section 25A, des fluctuations spatiales de la vitesse et de l'angle absolus.

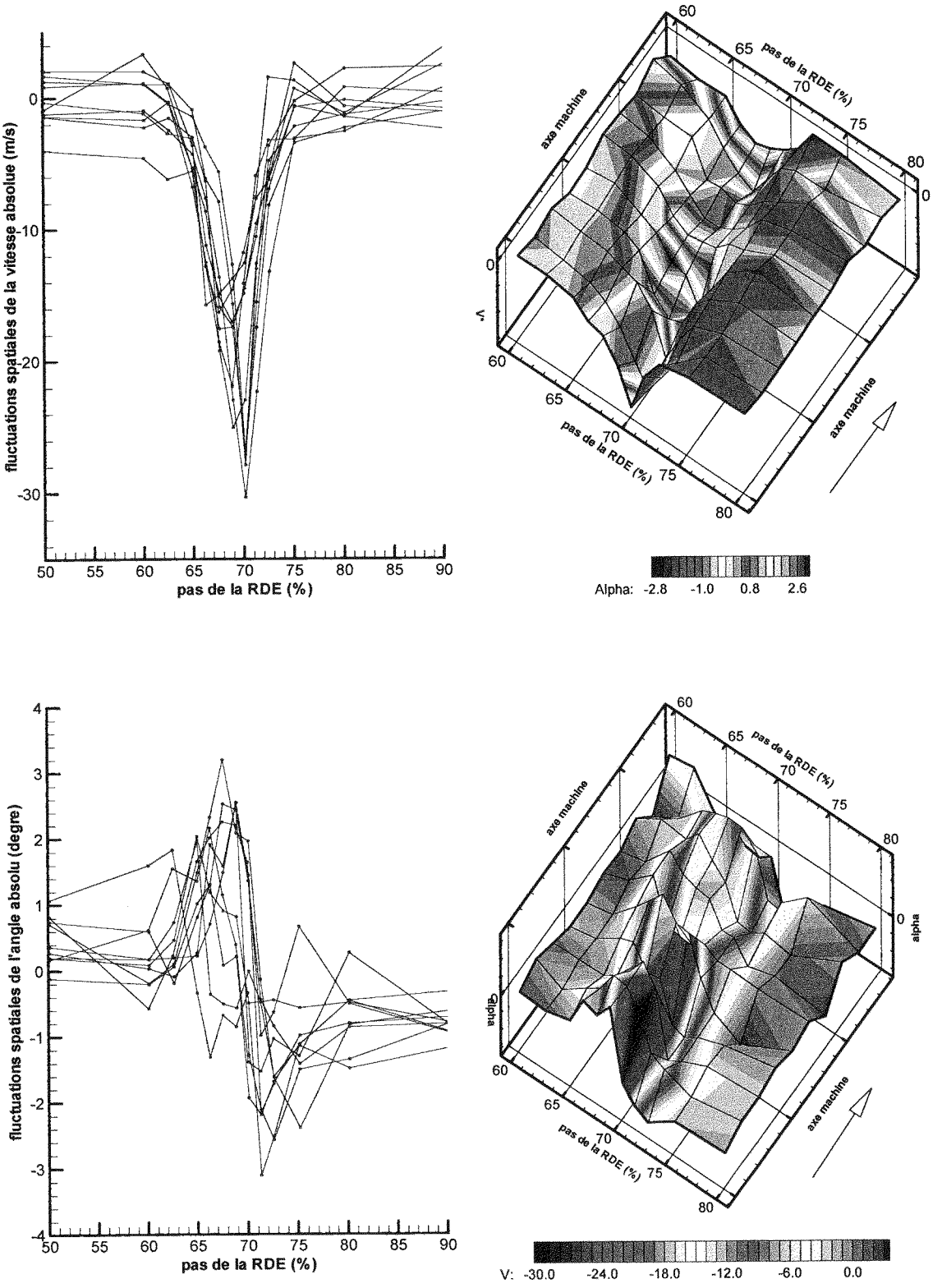


figure 83 : Evolution selon l'axe machine, dans le sillage et à 50% de hauteur de veine, des fluctuations spatiales de la vitesse et de l'angle absolu.

IV.4.4 Interaction choc - sillage

IV.4.4.1 Evolution du sillage au passage du choc

La figure 84 présente deux cartes, correspondant à deux instants (azimuts 6 et 9), des fluctuations temporelles de la vitesse absolue V' dans un plan aube à aube à 50% de hauteur de veine.

Sur la première carte (azimut 6), la majeure partie du sillage se trouve dans la détente, avant le choc. Les forts niveaux d'accélération présents dans la zone du sillage sont plus importants que hors du sillage, pour une même position selon l'axe machine. Ainsi, le sillage subit d'avantage que le reste de l'écoulement la détente après le choc, ce qui a pour effet de diminuer son amplitude avant son passage au travers du choc.

Sur la deuxième carte (azimut 9), ce sont les fluctuations de vitesse à l'intérieur du sillage, mais après le choc, qui sont mises en valeur. On constate que les niveaux de décélérations sont inférieurs à ceux de l'écoulement hors sillage à une même position selon l'axe machine. Le choc accentue donc le déficit de vitesse dans le sillage.

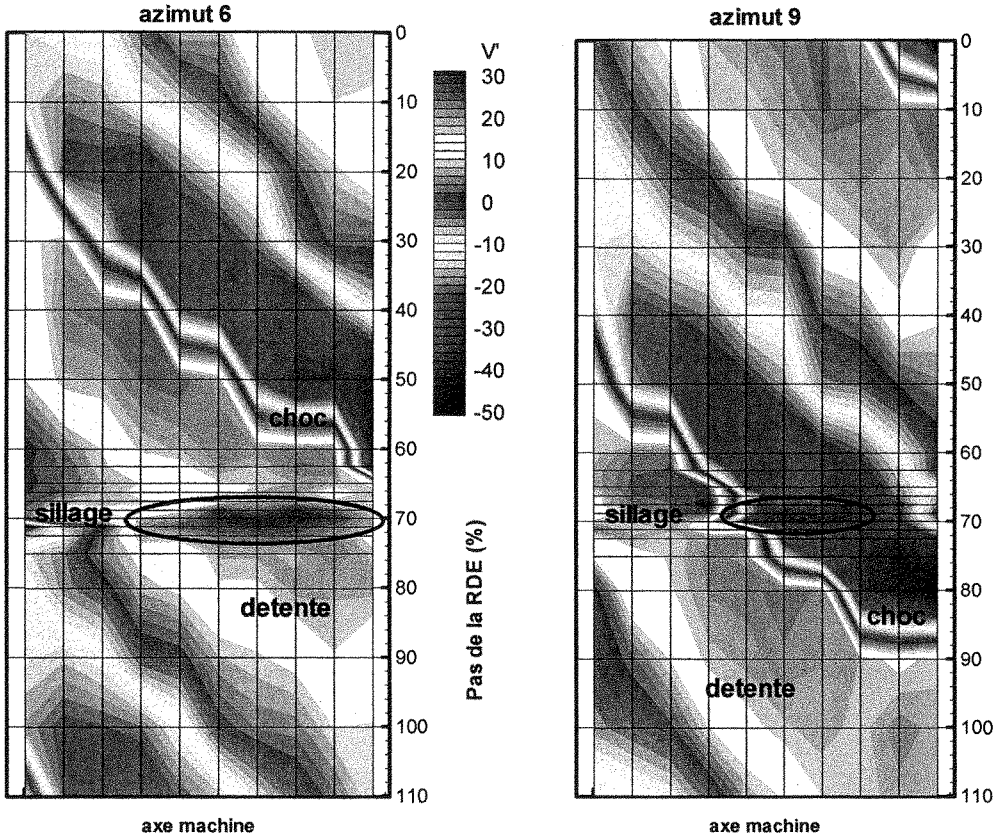


figure 84 : Fluctuations temporelles de la vitesse absolue à 50% de hauteur de veine.

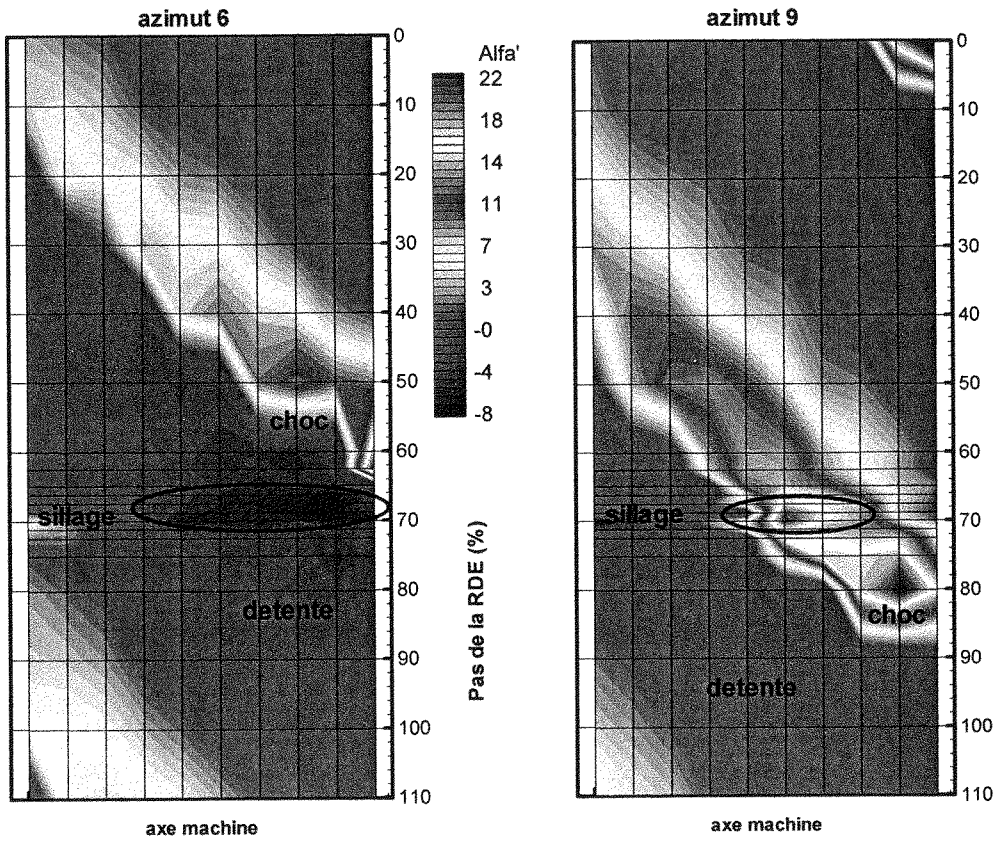


figure 85 : Fluctuations temporelles de l'angle absolu à 50% de hauteur de veine.

Le phénomène de diminution et d'accentuation du sillage avant et le après choc s'observe d'autant mieux que l'on se rapproche du bord d'attaque des aubes de la roue mobile, c'est à dire lorsque le choc et la détente deviennent de plus en plus forts.

De même que pour les fluctuations temporelles de vitesse absolue, les fluctuations temporelles de l'angle absolu α' ont un comportement différent à l'intérieur et hors du sillage (cf. figure 85). Dans la zone de détente et au passage du choc, l'écoulement du sillage subit des déviations plus importantes que l'écoulement hors du sillage.

Ces variations du module et de l'angle de la vitesse absolue plus importantes dans le sillage peuvent s'expliquer par le fait que l'écoulement du sillage, qui posséde une plus faible quantité de mouvement, subit d'avantage les effets du choc oblique dont la force est imposée par l'écoulement hors sillage. Ce phénomène, présenté sous une autre forme, sera expliqué dans le paragraphe qui suit.

IV.4.4.2 Etude de l'évolution au passage du choc oblique de la vorticité attachée au sillage

L'équation de transport de la vorticité $\vec{\Omega}$ est obtenue en appliquant l'opérateur rotationnel à l'équation de conservation de la quantité de mouvement. Dans le repère absolu, elle s'écrit :

$$\frac{\partial\vec{\Omega}}{\partial t}+\left(\vec{V}\circ\overrightarrow{grad}\right)\circ\vec{\Omega}-\left(\vec{\Omega}\circ\overrightarrow{grad}\right)\circ\vec{V}=\frac{\vec{\Omega}}{\rho}\cdot\frac{d\rho}{dt}-\overrightarrow{grad}\frac{1}{\rho}\wedge\overrightarrow{gradP}+\overrightarrow{rot}\left(\frac{1}{\rho}\cdot div\left(\bar{\bar{\tau}}\right)\right)+\overrightarrow{rot}\vec{f} \qquad (IV.41)$$

a – Description de la configuration étudiée

Dans un repère cylindrique (Z,R,θ), considérons un sillage 2D d'aubage fixe décrit par un champ de vitesse $\vec{V}$ de vecteur rotation $\vec{\Omega}$:

$$\vec{V}=\begin{vmatrix}V_Z(Z,\theta)\\0\\V_\theta(Z,\theta)\end{vmatrix}\qquad\vec{\Omega}=\begin{vmatrix}0\\\frac{1}{R}\cdot\frac{\partial V_Z}{\partial\theta}-\frac{1}{R}\cdot\frac{\partial(RV_\theta)}{\partial Z}\\0\end{vmatrix}$$

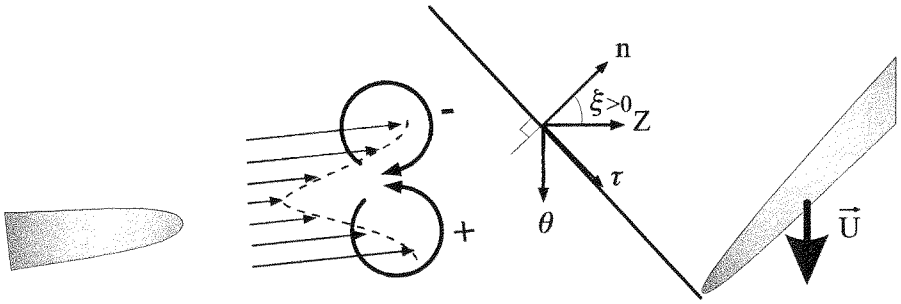


figure 86 : Configuration étudiée.

Ce sillage induit deux tourbillons Ω_R contra-rotatifs (cf. figure 86) dont l'évolution est décrite par l'équation vectorielle (IV.41) projetée dans le repère (Z,R,θ). Les termes de cisaillement visqueux et turbulent $\overrightarrow{rot}\left(\frac{1}{\rho}\cdot div\left(\bar{\bar{\tau}}\right)\right)$ et les forces volumiques $\vec{f}$ sont négligés. L'équation projetée selon R s'écrit alors :

$$\frac{d\Omega_R}{dt}=\frac{\Omega_R}{\rho}\cdot\frac{\partial\rho}{\partial t}+\frac{\Omega_R}{\rho}\cdot\left(V_Z\cdot\frac{\partial\rho}{\partial Z}+\frac{V_\theta}{R}\cdot\frac{\partial\rho}{\partial\theta}\right)+\frac{1}{R}\cdot\frac{\partial(1/\rho)}{\partial Z}\cdot\frac{\partial P}{\partial\theta}-\frac{1}{R}\cdot\frac{\partial(1/\rho)}{\partial\theta}\cdot\frac{\partial P}{\partial Z} \qquad (IV.42)$$

Considérons de plus une onde de choc oblique créée par un écoulement supersonique extérieur arrivant sur un aubage du rotor. Cette onde de choc défile devant le sillage, selon la direction θ. Par application de l'équation de transport de la vorticité, cherchons à quantifier l'évolution de la composante Ω_R de la vorticité attaché au sillage au travers du choc défilant.

b – Effet du choc défilant sur Ω_R

La quantification des effets du choc est obtenue par projection de l'équation de transport de la composante Ω_R de vorticité dans un repère (n,R,τ) lié au choc (cf. figure 86). Les gradients selon τ de la masse volumique et de la pression statique sont négligés :

$$\frac{\partial \rho}{\partial \tau} = \frac{\partial P}{\partial \tau} = 0$$

De plus, les relations de passage d'un choc oblique permettent d'établir :

$$\frac{\partial V_\tau}{\partial n} = 0 \text{ et } \frac{\partial \rho}{\partial n} = -\frac{\partial V_n}{\partial n}$$

Quant au défilement du choc, il est pris en compte par le terme $\partial\rho/\partial t$. Ces variations temporelles de ρ dans le repère fixe peuvent s'exprimer en fonction de la variation temporelle dans le repère mobile ($\delta\rho/\delta t$) de vitesse propre $\vec{U}$ par :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = \frac{\delta \rho}{\delta t} - \vec{U} \circ \overrightarrow{\text{grad}\rho} \qquad \text{(IV.43)}$$

En négligeant les variations instationnaires dans le repère mobile, il vient :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = -\vec{U} \circ \overrightarrow{\text{grad}\rho} \qquad \text{(IV.44)}$$

Sous ses conditions, on peut montrer que la dérivée particulaire de Ω_R s'exprime sous la forme :

$$\frac{d\Omega_R}{dt} = \frac{1}{\rho} \cdot \frac{\partial V_n}{\partial \tau} \cdot \frac{\partial V_n}{\partial n} \cdot \left(-V_Z \cdot \cos\xi + V_\theta \cdot \sin\xi - U \sin\xi\right) \qquad \text{(IV.45)}$$

Il apparaît alors clairement deux termes sources de Ω_R,

l'un stationnaire : $\frac{1}{\rho} \cdot \frac{\partial V_n}{\partial \tau} \cdot \frac{\partial V_n}{\partial n} \cdot \left(-V_Z \cdot \cos\xi + V_\theta \cdot \sin\xi\right)$

et l'autre instationnaire, dû au défilement du choc : $\frac{1}{\rho} \cdot \frac{\partial V_n}{\partial \tau} \cdot \frac{\partial V_n}{\partial n} \cdot \left(-U \sin\xi\right)$.

Il est intéressant de noter que ces deux termes sources sont du même signe et un calcul d'ordre de grandeur montrent qu'ils sont de poids équivalent.

A partir de l'équation (IV.45) il est aisé de montrer que

$$\frac{d\Omega_R}{dt} < 0 \text{ si } \Omega_R < 0$$
$$\frac{d\Omega_R}{dt} > 0 \text{ si } \Omega_R > 0 \qquad \text{(IV.46)}$$

Il en résulte que la vorticité augmente en valeur absolue au travers du choc et ce d'autant plus qu'il défile. Autrement dit, le sillage se creuse.

Comme illustration de ce résultat, la composante radiale de la vorticité (Ω_R) a été calculée à partir des résultats de mesure et tracée sur la

figure 87. Le pas de la RDE est tracée en ordonnée et en abscisse est représenté le temps, de telle sorte qu'on a l'évolution temporelle de Ω_R sur 2 périodes liées aux passages des aubes de la roue mobile. Les frontières du sillage sont mises en évidence par les valeurs positives et négatives de Ω_R à environ 70% du pas RDE. La position de l'onde de choc se trouve quant à elle juste avant les valeurs faiblement positives de Ω_R sur tout le pas RDE. Au niveau de l'intersection du choc et du sillage, on constate bien que Ω_R prend alors des valeurs extrémales sur les bords du sillage.

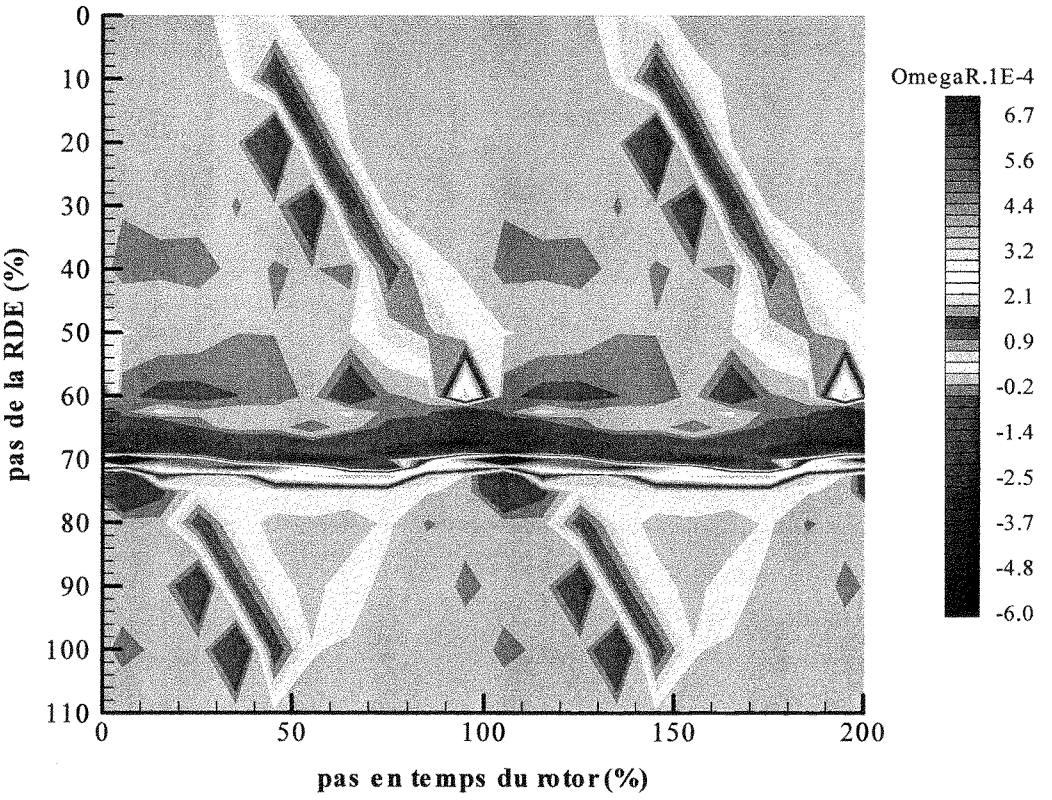


figure 87 : composante radiale de la vorticité (Ω_R)

IV.4.4.3 Fluctuations instationnaires

Une approche qui consiste à coupler les résultats de calculs stationnaires réalisés dans chaque roue isolée, pour obtenir la simulation de l'écoulement dans une machine multi-étages, a été proposée par Adamczyk [2]. En appliquant trois opérateurs de moyenne aux équations de Navier-Stokes, Adamczyk [3] propose un système d'équations dont la solution est représentative de l'écoulement stationnaire dans un canal moyenné, périodique spatialement. Toutefois, ce système n'est pas fermé et nécessite la prise en compte de l'influence des roues adjacentes par le biais de termes sources de pression et d'énergie, de corrélations spatiales et temporelles de quantité de mouvement et d'énergie. Plusieurs auteurs ont proposé des modèles de fermeture plus ou moins simplifiés [60] [37] [38] et arrivent à des résultats satisfaisants mais peu transposables à différents types de machines. Adamczyk et al. [4] ont mis en évidence les différences que l'on peut obtenir entre des simulations stationnaires avec plan de mélange et des simulations instationnaires. Dans leurs travaux, ils utilisent une décomposition du champ de vitesse instationnaire en quatre éléments, telle qu'elle est présentée ci-dessous :

$$V = \widetilde{\overline{V}}_{axi} + \overline{V}^{*}_{RDE} + \overline{V}^{*}_{rotor} + V'' \qquad \text{(IV.47)}$$

où : $\widetilde{\overline{V}}_{axi}$ est une vitesse axisymétrique résultant de la moyenne en temps puis en espace du champ de vitesse. Le champ est donc uniforme dans la direction circonférentielle et s'assimile au champ méridien de la machine.

$\overline{V}^{*}_{RDE}$ est une fluctuation spatiale de vitesse, qui s'obtient en retranchant au champ de vitesse moyenné en temps dans le repère **absolu**, le champ axisymétrique.

$\overline{V}^{*}_{rotor}$ est une fluctuation spatiale de vitesse, qui s'obtient en retranchant au champ de vitesse moyenné en temps dans le repère **relatif**, le champ axisymétrique.

V'' est une fluctuation de vitesse purement instationnaire, identique dans les deux repères.

Les deux premiers termes sont issus de la décomposition présentée au paragraphe IV.2.5.2 (relations (IV.24) et (IV.25)). Les deux suivants proviennent d'une nouvelle décomposition de la fluctuation temporelle dans le repère absolu (cf. figure 88).

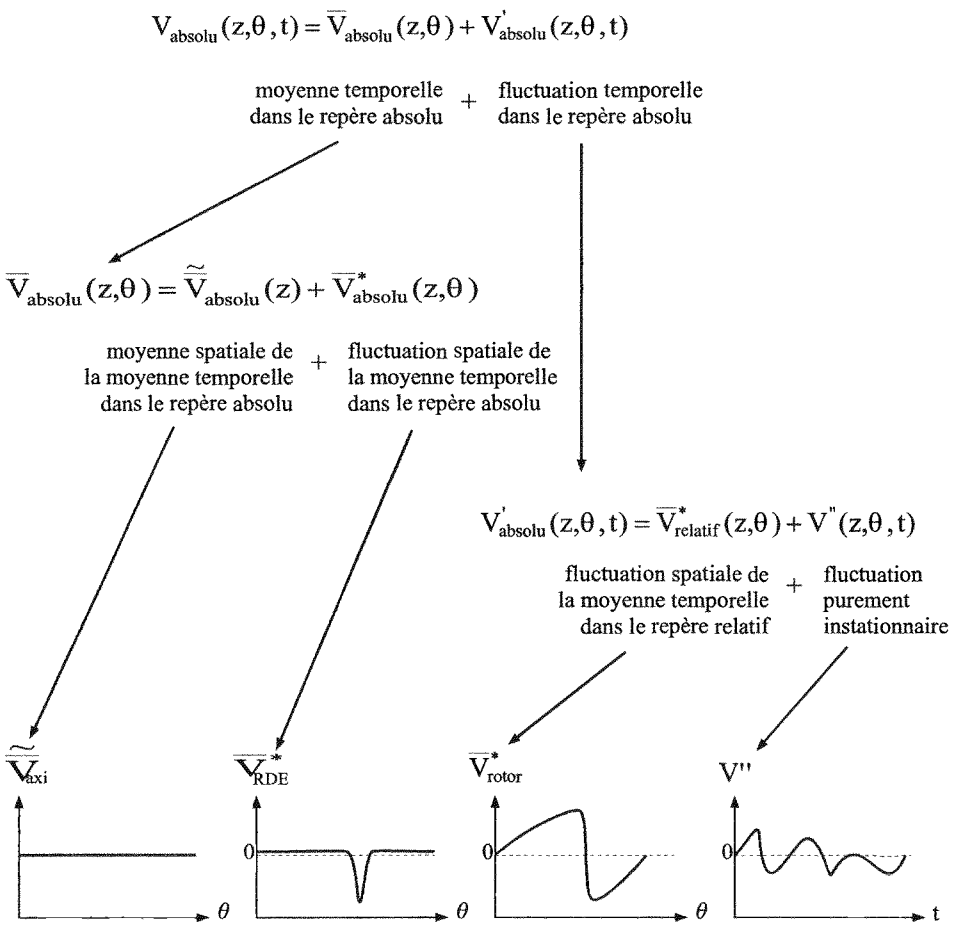


figure 88 : Décomposition d'Adamczyk.

Notons que les fluctuations que l'on appelle ici "purement instationnaires" sont complètement liées à la fréquence de passage du rotor. Elles proviennent de phénomènes stationnaires dans deux repères différents qui interagissent. On les appelle aussi fluctuations déterministes, par opposition aux fluctuations aléatoires qui, par exemple, se retrouvent dans les tensions de Reynolds et qui n'interviennent pas dans cette décomposition, puisque déjà moyennées. Notons que dans les mesures L2F, ces fluctuations aléatoires interviennent dans les écarts types, mais pas dans le module ou l'angle du vecteur vitesse, puisque aussi moyennés.

Dans les modèles de fermeture proposés dans la littérature et qui utilisent des corrélations calculées à partir des quatre termes de la décomposition d'Adamczyk (IV.47), les corrélations des termes purement instationnaires sont négligés. Bardoux et al. [7] [8] ont mis en évidence que dans un étage de turbine ces corrélations ne sont pas négligeables et peuvent même être supérieures aux corrélations des fluctuations spatiales.

Le calcul des corrélations des fluctuations purement instationnaires du module de la vitesse absolue ($\overline{V''^2}$) a été effectué à partir des résultats de mesures L2F à 50% de hauteur de veine. La figure 89 représente les isovaleurs de ces corrélations rendues sans dimension par les corrélations

spatiales maximales induites par l'onde de choc dans la section 25A. Notons que les fluctuations spatiales de vitesses atteignent à cet endroit 10% du niveau de la vitesse axiale dans le compresseur. La représentation classique est adoptée avec, en abscisse la direction de l'axe machine, et en ordonnée le pas de la RDE. On remarque tout d'abord, que les forts niveaux de ces corrélations se situent dans la zone du sillage. Ces corrélations dans le sillage semblent garder des niveaux constant dans la direction de l'axe machine, c'est à dire lorsque que le sillage se dissipe, mais que la force du choc augmente. Elles peuvent atteindre des niveaux moyens de 80% des corrélations spatiales. Il faut préciser qu'au cours des 10 temps synchronisés avec la roue mobile, et notamment dans la zone de l'interaction choc/sillage, les niveaux de V''^2 peuvent atteindre 140% des corrélations spatiales maximales dues au choc, qui se situent au voisinage du bord d'attaque des aubes de la roue mobile.

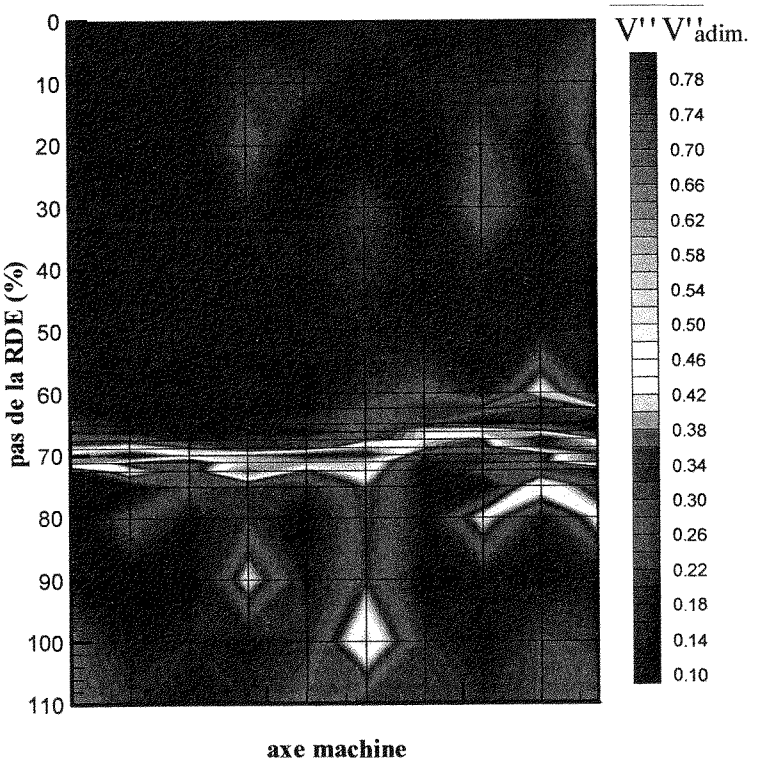


figure 89 : Corrélation des fluctuations purement instationnaires de la vitesse absolue.

Ainsi dans la zone inter-grilles à 50% de hauteur de veine, où les sources d'instationnarité sont à priori beaucoup moins nombreuses que dans la roue mobile (où sont présents un choc fort, des couches limites se développant sur les aubages, des écoulements secondaires et toutes leurs interactions), les corrélations de fluctuations purement instationnaires sont déjà du même ordre de grandeur que les corrélations de fluctuations spatiales.

IV.5 Conclusion

Dans ce chapitre nous nous sommes tout d'abord attaché à quantifier les différentes incertitudes de mesure liées aux effets de gradients et à la décélération des particules d'ensemencement au passage de l'onde de choc oblique. Il a pu être vérifié que ces sources d'erreurs n'empêchaient pas une bonne caractérisation du choc.

Les résultats de l'expérience confrontés à ceux d'un calcul analytique et d'une simulation numérique ont montré leur cohérence quant à la détermination des conditions en amont du rotor (notamment forme et position du choc). Il faut souligner les résultats remarquables de la méthode analytique qui, par son approche, permet une bonne appréhension phénoménologique de l'écoulement dans cette partie de la machine.

Par ailleurs, une description fine du sillage de la RDE dans un plan à l'amont du rotor a été réalisée. Elle constitue une base de données intéressante pour définir les conditions au limites d'entrée des simulations numériques.

Une étude de l'interaction entre le choc oblique défilant avec la roue mobile et le sillage des aubes de la RDE a montré que le sillage subissait plus fortement que le reste de l'écoulement les perturbations induites par la succession de détentes et de chocs. Ce résultat est appuyé par l'analyse de l'évolution de la vorticité du sillage au passage du choc.

Pour finir, nous avons tenté de quantifier les corrélations des fluctuations purement instationnaires intervenant dans la décomposition d'Adamczyk. Celles-ci sont du même ordre de grandeur que les fluctuations spatiales dues au choc dans la zone où ont été faites les mesures.

Chapitre V Conclusions et perspectives

Une analyse du champ aérodynamique à l'amont de la roue mobile du compresseur axial transsonique ECL4, conçu et réalisé par SNECMA, a été menée à partir de résultats obtenus par vélocimétrie laser L2F-2D. Si cette technique est largement éprouvée dans les configurations simples de machines (grande échelle - faible vitesse), elle n'en reste pas moins délicate à appliquer dans les machines haute vitesse. Les résultats obtenus sont d'autant plus appréciables qu'il existe à notre connaissance, peu de bases de données fiables et précises relatives aux interactions instationnaires dans des plans inter-roues de compresseurs transsoniques.

Notre étude s'inscrit dans les travaux menés au laboratoire pour étendre l'applicabilité de l'anémométrie L2F aux machines haute vitesse. Elle a en particulier porté sur l'amélioration des accès optiques au compresseur. Afin de garantir un large champ d'exploration, sans introduire de discontinuité géométrique dans la veine, l'utilisation de verres courbes est requise. Une étude des distorsions optiques du faisceau laser au passage de hublots courbes a donné lieu à une méthode de correction optique originale employant un verre correcteur, restituant une qualité du volume de mesure équivalente, si ce n'est meilleure, à celle induite par des verres plans.

D'autre part, une attention particulière a été portée sur les méthodologies d'acquisition et de dépouillement, tant du point de vue de la réduction des temps de mesures que de l'intégration modulaire des différents logiciels connexes (estimation des masques, calcul des corrections des distorsions optiques, logiciels de post-traitement...) et de l'interactivité en temps réel au cours de la phase d'acquisition.

Il reste à fournir encore des efforts pour pouvoir disposer de particules d'ensemencement dont la taille permettrait de mieux restituer la décélération de l'écoulement dans les zones à forts gradients (ondes de chocs...), ce qui justifierait un raffinement de la discrétisation temporelle (ou azimutale) conduisant ainsi à une meilleure description du choc tout en limitant les effets de gradient.

Les résultats de l'expérience confrontés à ceux d'une méthode analytique développée à partir d'un couplage proposé par Starken [70], et d'une simulation numérique PROUST [55] se sont montrés très cohérents. Ils ont permis, en outre, d'illustrer tout l'intérêt d'utiliser des méthodes analytiques

simples pour définir la résolution spatiale tant du point de vue numérique (constitution du maillage) que du point de vue expérimental (localisation des points de mesures).

De plus, les résultats acquis ont montré la capacité d'obtenir des informations précises sur la structure fine de l'écoulement, telles les variations de l'amplitude du sillage RDE résultant des interactions successives avec les ondes de détente et de choc défilant avec la roue mobile. Ce phénomène est par ailleurs confirmé à travers l'étude de l'évolution de la vorticité associé à ce sillage.

Par ailleurs, nous avons réalisé un outil de post-traitement des informations dans l'objectif de pouvoir établir une forte interaction entre les développements numériques et expérimentaux. Il a permis, entre autres, de quantifier les corrélations des fluctuations purement instationnaires intervenant dans la décomposition d'Adamczyk. On constate que, déjà en amont de la roue mobile, elles sont du même ordre de grandeur que les fluctuations spatiales dues au choc oblique, alors qu'elles sont actuellement négligées dans les modèles de fermeture des équations du canal moyenné. On peut donc s'attendre à ce que ces corrélations soient encore plus importantes à l'intérieur de la roue mobile, où sont présentes de multiples sources d'instationnarité (choc fort, interactions visqueuses...). Ceci mériterait d'être quantifié, en réalisant des mesures à l'intérieur même des canaux inter-aubes.

Si les effets tridimensionnels restent faibles en amont du rotor, ce qui justifie l'utilisation d'une technique de mesure bidimensionnelle, il n'en n'est pas de même à l'intérieur de la roue mobile, comme le montrent les résultats numériques obtenus par le calcul Proust. L'utilisation d'une technique de mesure laser donnant accès à la troisième composante de la vitesse s'avère alors indispensable. Cependant l'application de ces techniques à ce type de machine n'est pas immédiate à cause des problèmes d'accessibilité, et la correction des distorsions optiques induites par l'utilisation de hublots courbes avec ces systèmes 3D est encore loin d'être assurée.

Les termes source liés à l'instationnarité dans les machines multi-étagées sont importants et ce d'autant plus que le nombre d'étages est élevé. La caractérisation de ces structures instationnaires (hors périodique) serait alors souhaitable en utilisant des techniques de mesure telles la DGV (Doppler Globale Velocimetry) ou la PIV (Particule Image Velocimetry). Ces méthodes de mesures sont actuellement aptes à fournir de bons résultats, mais restent à développer pour leur application en turbomachine.

Liste des figures

figure 1 : Principe de la technique de mesure L2F – Schéma du volume de mesure..... 23
figure 2 : Histogramme de probabilités à deux dimensions $P_{\alpha,\tau}(\alpha,\tau)$..... 25
figure 3 : Vue schématique des différents constituants de l'anémomètre L2F-2D 29
figure 4 : Distribution Gaussienne de l'intensité lumineuse du faisceau laser..... 30
figure 5 : Mise en forme du signal pour l'occultation du faisceau laser et le repérage circonférentiel des informations..... 31
figure 6 : Interface graphique assurant la gestion des mouvements du système optique..... 32
figure 7 : Discrétisation azimutale du pas de la roue mobile..... 35
figure 8 : Interface graphique assurant la gestion de l'acquisition. Exemple d'une recherche d'angle synchronisée avec 10 azimuts. 36
figure 9 : Exemple d'histogramme d'angle sur lequel a été superposée une courbe Gaussienne..... 38
figure 10 : Exemple d'histogramme de vitesse acquis à l'angle moyen de l'écoulement..... 38
figure 11 : Histogramme de probabilité de vitesse erronée. Comparaison entre théorie et expérience pour un écoulement très faiblement turbulent..... 40
figure 12 : Traitement des informations erronées..... 41
figure 13 : Exemple de configurations de mesure générant des histogrammes à "deux bosses"..... 42
figure 14 : Exemple d'histogramme d'angle à "deux bosses". 42
figure 15 : Distorsions optiques d'un cône laser à la traversée de différents dioptres..... 45
figure 16 : Définition des plans P_c et P_s..... 47
figure 17 : Chemins optiques des deux faisceaux particuliers sur lesquels s'appuie l'étude analytique 47
figure 18 : Evolution du rapport des épaisseurs en fonction de l'immersion normalisée..... 49
figure 19 : Evolution de la distance normalisée d^+ en fonction de l'immersion normalisée FI^+. 50
figure 20 : Définition de l'orientation de l'axe de visée du système L2F. 51
figure 21 : Discrétisation du cône de lumière. 52
figure 22 : Définition de l'intersection de deux faisceaux..... 53
figure 23 : Evolution de l'écart type axial σ_x en fonction de la distance normalisée entre les deux verres, pour plusieurs rayons du verre correcteur. 55
figure 24 : Evolution de d_1^+ et d_2^+, obtenus par l'optimisation numérique et par les solutions analytiques, en fonction du rayon normalisé du verre correcteur R_c^+..... 55
figure 25 : Evolution du rapport des épaisseurs des verres en fonction de l'immersion normalisée. Résultats obtenus par la méthode analytique et par différents calculs issus de la simulation numérique..... 56
figure 26 : Forme du volume de focalisation d'un faisceau laser traversant deux types de verres avec une incidence de 10°..... 58

figure 27 : Comparaison de la profondeur de champ du volume de mesure dans trois configurations : sans verre, avec un verre carter courbe et avec le même verre carter plus un verre correcteur. 59
figure 28 : Vue schématique du banc d'essais sur lequel est installé le compresseur d'essais 62
figure 29 : Vue méridienne schématisée de la veine du compresseur ECL4. 68
figure 30 : Mise en évidence des zones de masque générées par la géométrie des aubages et par la nature conique du faisceau laser. 69
figure 31 : Définition des angles d'Euler ϕ_f et η_f de l'orientation du faisceau laser. 70
figure 32 : Schéma illustrant le calcul des zones masquées dans les plans (r,z) et (m,θ). 70
figure 33 : Définition des zones masquées (pour différents cônes considérés). 71
figure 34 : Position des 3 axes le long desquels ont été réalisés les calculs des zones masquées. 73
figure 35 : Résultats de calculs des zones masquées de la roue mobile du compresseur d'essais (cas a : sans optimisation, cas b : avec optimisation). 73
figure 36 : Schéma explicatif des zones inaccessibles à la mesure – combinaison des zones masquées et des réflexions du faisceau laser par la surface de l'aubage. 75
figure 37 : Optimisation du découpage azimutal. 77
figure 38 : Montage du système hublot courbe / verre correcteur. 80
figure 39 : Evolutions de la distance entre les verres carter et correcteur (+: R_c=470 mm, ×: R_c=948 mm) et du déplacement longitudinal de la position du volume de mesure (- - -) en fonction de l'immersion. Cas d'un faisceau laser normal au hublot amont et à son verre correcteur. 82
figure 40 : Porte-hublot réservé à l'accès optique par verre courbe 84
figure 41 : Schéma d'un "bouchon percé" 85
figure 42 : Représentation des mouvements du bâti-support accueillant le système optique L2F. 86
figure 43 : Changement de position circonférentielle lorsque l'axe optique est radial. 87
figure 44 : Positionnement du point de mesure. 88
figure 45 : Comparaison entre les valeurs théoriques et mesurées du déplacement de l'optique selon son axe (f) au cours d'un balayage azimutal, pour deux configurations : $\phi = 0°$ et $\phi = 10°$. 90
figure 46 : Domaines de diffusion de la lumière par une particule selon sa taille 94
figure 47 : Schéma de principe du générateur de particules submicroniques L2F-A-100. 97
figure 48 : histogramme de diamètre des particules générées par notre dispositif d'ensemencement. 99
figure 49 : Ecart dans la direction radiale des trajectoires de particules d'huile de paraffine pour différents diamètres. 100
figure 50 : Distance nécessaire à des particules de différentes tailles pour décélérer à la vitesse du fluide en aval d'un choc. 102

figure 51 : Maillage des mesures réalisées entre la roue directrice d'entrée et le rotor. 114
figure 52 : Définition des angles. 116
figure 53 : Exemple de triangle de vitesses. 116
figure 54 : Utilisation de la périodicité chorochronique pour un changement de repère. 120
figure 55 : Périodicité spatio-temporelle dans un étage stator / rotor à nombres d'aubes différents. 121
figure 56 : Déphasage des évolutions de vitesses pour deux points homologues séparés d'une période spatiale de la RDE. 123
figure 57 : Isovaleurs de la vitesse absolue (V) dans la section 25A. 128
figure 58 : Isovaleurs de l'angle absolu (α) dans la section 25A. 130
figure 59 : Isovaleurs de l'écart type de la vitesse absolue (σ_V) dans la section 25A. 132
figure 60 : Isovaleurs de l'écart type de l'angle absolu (σ_α) dans la section 25A. 134
figure 61 : Isovaleurs de la vitesse absolue (V) à 50% de hauteur de veine. 136
figure 62 : Isovaleurs de l'angle absolu (α) à 50% de hauteur de veine. 138
figure 63 : Isovaleurs de l'écart type de la vitesse absolue (σ_V) à 50% de hauteur de veine. 140
figure 64 : Isovaleurs de l'écart type de l'angle absolu (σ_α) à 50% de hauteur de veine. 142
figure 65 : Mesure de vitesse absolue en un même point pour différentes discrétisations azimutales. 145
figure 66 : Influence de la position du choc par rapport au *Top* de synchronisation sur l'évolution de la vitesse absolue. 147
figure 67 : Variation linéaire de la vitesse sur un azimut. 147
figure 68 : Moyenne en temps des isovaleurs de l'écart type des vitesses dans le repère relatif. 149
figure 69 : Ecoulement supersonique (avec $M_{1z}<1$) sur une grille semi-infinie d'aubes rectilignes infiniment minces. 150
figure 70 : Ecoulement supersonique (avec $M_{1z}<1$) sur une grille semi-infinie d'aubes dont l'extrados est convexe ; cas d'incidence nulle sur la première aube. 151
figure 71 : Schéma explicatif de la méthode de Levine 153
figure 72 : Schéma du choc détaché au bord d'attaque d'un profil isolé plongé dans un écoulement supersonique, selon la méthode de Moeckel. 154
figure 73 : Schéma de la configuration du choc détaché en amont d'une grille de compresseur supersonique, illustrant le couplage des méthodes de Levine et Moeckel. 156
figure 74 : Prédiction analytique de l'incidence unique $\beta_1=f(M_1)$ en amont d'une grille d'aubes rectilignes calées à 60° et à bord d'attaque rond ($R_1/t = 0.04$). 157
figure 75 : Nombre de Mach relatif à 50% de hauteur de veine moyenné en temps dans le repère relatif et prédiction analytique de la trace du choc. 159
figure 76 : Comparaison du champ de vitesse absolue moyenné en temps dans le repère relatif, issu du code de calcul PROUST et des mesures L2F. 161

figure 77 : Isovaleurs du nombre de Mach relatif au voisinage du bord d'attaque des aubes du rotor. 162
figure 78 : Evolution temporelle de la vitesse relative à différentes hauteur de veines. 164
figure 79 : Triangle des vitesses au passage du choc. 165
figure 80 : Angle absolu. Comparaison entre les mesures par sondage et L2F 166
figure 81 : Vitesse absolue. Comparaison entre les mesures par sondage et L2F. 166
figure 82 : Evolution dans le sillage, à différentes hauteurs de veines et dans la section 25A, des fluctuations spatiales de la vitesse et de l'angle absolus. 168
figure 83 : Evolution selon l'axe machine, dans le sillage et à 50% de hauteur de veine, des fluctuations spatiales de la vitesse et de l'angle absolu. 169
figure 84 : Fluctuations temporelles de la vitesse absolue à 50% de hauteur de veine. 170
figure 85 : Fluctuations temporelles de l'angle absolu à 50% de hauteur de veine 171
figure 86 : Configuration étudiée. 172
figure 87 : composante radiale de la vorticité (Ω_R) 174
figure 88 : Décomposition d'Adamczyk. 176
figure 89 : Corrélation des fluctuations purement instationnaires de la vitesse absolue. 177

Bibliographie :

[1] **Abramian M. et Howard J. H. G.**
"A rotating Laser-Doppler Anemometry system for unsteady relative flow measurements in model centrifugal impeller", *ASME J. of Turb., vol. 116, pp. 260-268, April 1994.*

[2] **Adamczyk J. J.**
"Model equations for simulating flows in multistage turbomachinery", *ASME paper, 85-GT-220, 1985.*

[3] **Adamczyk J. J.**
"Wake mixing in axial flows compressors", *ASME paper, 96-GT-029, 1996.*

[4] **Adamczyk J. J., Celestina M. L. et Chen J. P.**
"Wake induced unsteady flows : their impact on rotor performance and wake rectification", *ASME paper, 94-GT-219, 1994.*

[5] **Ardey S., Fottner L., Beversdorff O. et Weyer H.**
"Laser two focus measurements on a turbine cascade with leading edge film cooling", *Proceedings of the 90th Symposium of the propulsion and energetic panels on advanced non-intrusive instrumentation for propulsion engines, AGARD, Brussels, October 1997.*

[6] **Bachalo W. D.**
"Experimental methods in multiphase flows", *International Journal Multiphase Flow, vol. 20 suppl. pp 261-295, 1994.*

[7] **Bardoux F., Dano C., Leboeuf F. et Toussaint C.**
"Characterisation of deterministic stresses for a turbine stage. Part1 : steady flow analysis", *ASME-IGTI Turbo Expo '99, 1998.*

[8] **Bardoux F., Dano C., Leboeuf F. et Toussaint C.**
"Characterisation of deterministic stresses for a turbine stage. Part2 : unsteady flow analysis", *ASME-IGTI Turbo Expo '99, 1998.*

[9] **Basset A. B.**
"Treatise on hydrodynamics", *Vol II Deighton, Bell and co. London, 1881.*

[10] **Beversdorff O., Hein O. et Schodl R.**
"An L2F measurement device with image rotator prism for flow velocity analysis in rotating coolant channels", *AGARD cp 527, 1993.*

[11] **Beversdorff O., Matziol L. et Blaha C.**
"Application of 3D-laser two focus velocimetry in turbomachine investigations", *Proceedings of the 90th Symposium of the propulsion and energetic panels on advanced non-intrusive instrumentation for propulsion engines, AGARD, Brussels, October 1997.*

[12] **Bois G., Navière H. et Krikorian P.**
"Etude des écoulements pariétaux dans les turbomachines axiales transsoniques et supersoniques (Compresseur ECL4 – Phase 2)", *Marché DRET n° 94/338, rapport de synthèse final – lot n°1.4, 1996.*

[13] **Bois G., Vouillarmet A., Duchemin J.M. et Papailiou K.D.**
"Experimental flow analysis in a stage of centrifugal machinery", *AGARD, conference 282:3.1-3.30, 1980.*

[14] **Buchet H.**
"Application de la vélocimètrie Doppler globale (DGV) à la mesure du champ de vitesse dans les turbomachines", *Stage de DEA de l'Ecole Centrale de Lyon, directeur de stage P. Millan, 1998.*

[15] **Burnes T., Ottenberger D. BI, Elliott M.**
"F/A-18 E/F Aircraft engine (F414-GE-400)", *in "Blade row interference effects in axial turbomachinery stages", Von Karman Institute for Fluid Dynamic, LS 1998-02, Février 1998.*

[16] **Chalé Gongora H. G.**
"Etude de l'interaction jet/paroi dans un spray transitoire. Application à l'injection Diesel", *Thèse de Doctorat de l'Ecole Centrale de Lyon, n°98-37, Ecully, France, 1998.*

[17] **Chao B. T.**
"Turbulent transport behaviour of small particles in dilute suspension", *Osterreichisches Ingenieur – Archives 18, 7, 1964.*

[18] **Charpenel S.**
"Caractérisation d'une technique d'anémométrie laser bipoint tridimensionnelle L2F-3D pour l'analyse de l'écoulement dans un compresseur axial basse-vitesse", *Thèse de Doctorat de l'Ecole Centrale de Lyon, n°98-17, Ecully, France, Avril 1998.*

[19] **Charpenel S. et Vouillarmet A.**
"Laser two focus anemometry (L2F-3D) for three dimensional flow analysis in an axial compressor", *Proceedings of the 90th Symposium of the propulsion and energetic panels on advanced non-intrusive instrumentation for propulsion engines, AGARD, Brussels, October 1997.*

[20] **Charpenel S., Ulrych P. et Vouillarmet A.**
"Etude expérimentale des écoulements dans les turbomachines transsoniques et supersoniques : Etude, réception et montage d'une chaîne anémomètrique L2F tridimensionnelle", *Marché DRET/METRAFLU 90.34.575.00.470.75.01, rapport de synthèse final, Fev 1996.*

[21] **Claudin I.**
"Contribution à l'analyse de l'écoulement dans un compresseur centrifuge transsonique avec pales intercalaires", *Thèse de Doctorat de l'Ecole Centrale de Lyon, n°97-05, Ecully, France, 1997.*

[22] **Cobley K., Coleman N., Sidden G., Arndt N.**
"Design of new three stage low pressure turbine for the BMW-ROLLS-ROYCE BR175 turbofan enngine", *ASME paper 97-GT-419, Orlando, Juin 1997.*

[23] **Crosswy F. L.**
"Particle size distributions of several commonly used seeding aerosols", *volume NASA CP 2393, Mini-workshop on the development and application of wind tunnel seeding for laser Velocimetry, Tennessee, 1985.*

[24] **Decant F.**
"Détermination des zones de masques inhérentes à l'exploitation des roues mobiles de turbomachines par anémométrie laser L2F-2D et L2F-3D", *Rapport interne de l'Ecole Centrale de Lyon, Ecully, France, 1997.*

[25] **Denton J.D.**
"Lessons learned from Rotor 37", *3th International Symposium on Experimental and Computational Aerothermodynamics of Internal Flow (ISAIF), Beijing China, September, 1996.*

[26] **Doukelis A., Founti M., Mathioudakis K. et Papailiou P.**
"Evaluation of Beam Refraction Effects in a 3D Laser Doppler Anemometry System for Turbomachinery Applications", *in Measurements Science and Technology, 7, pp 922-931, 1996.*

[27] **Durrett R. P., Gould R. D., Stevenson W. H. et Thompson H. D.**
"A Correction Lens for Laser Doppler Velocimeter Measurements in a Cylindrical Tube", *AIAA journal, vol. 23, N°9 pp. 1387-1391, September 1985.*

[28] **Durst F., Melling A. et Whitelaw J. H.**
"Principles and practice of Laser-Doppler Anemometry", *second edition, Academic Press Inc. (London) LTD, 1981.*

[29] **Edmonds J. D., Harvey D., Wiseall S. S.**
"Recent developments in the application of laser Doppler anemometry to compressor rigs", *Proceedings of the 90th Symposium of the propulsion and energetic panels on advanced non-intrusive instrumentation for propulsion engines, AGARD, Brussels, October 1997.*

[30] **Erdos J. I., Alzner E. et McNally W.**
"Numerical solution of periodic transonic flow through a fan stage", *AIAA Journal, 15 : 1559-1568, 1977.*

[31] **Escuret J. F., Veysseyre P., Villain M., Savarese S., Bois G. et Navière H.**
"Effect of a Mismatch between the Buttons of Variable Stator Vanes and the Flowpath in a Highly loaded Transonic Compressor Stage", *ASME Paper n° 97-GT-471, 1997.*

[32] **Escuret J. F., Villain M.**
"Compresseur mono-étage transsonique ECL4, cas test au point nominal", *Communication privée, 1999.*

[33] **Förster W., Schodl R. et Rijmenants E.**
"Design and Experimental Verification of the 3D Velocimeters based on the L2F Technique", *5th international Symposium on application of laser anemometry to fluids mechanics, Lisbonne, 1990.*

[34] **Fritsch G. et Giles M. B.**
"An asymptotic analysis of mixing loss", *ASME paper, 93-GT-345, 1993.*

[35] **Gerolymos G. A. et Chapin V.**
"Generalized expression of chorochronic periodicity in turbomachinery blade row interaction", *La Recherche Aérospatiale, 5, 1991.*

[36] **Grant I., Smith G. H., Liu A., Infield D. et Eich T.**
"Measurements of shed vorticity and circulation from rotating airfoil by particle image velocimetry", *ASME, Laser Anemometry vol. 1, 1991.*

[37] **Hall E. J.**
"Aerodynamic modeling of multistage compressor flow fields. Part 1 : analysis of rotor/stator/rotor aerodynamic interaction", *ASME paper, 97-GT-344, 1997.*

[38] **Hall E. J.**
"Aerodynamic modeling of multistage compressor flow fields. Part 2 : modeling deterministic stresses", *ASME paper, 97-GT-345, 1997.*

[39] **Hathaway M. D., Chriss R. M., Wood J. R. et Strazisar A. J.**
"Experimental and Computational Investigation of the NASA Low Speed Centrifugal Compressor Flow Field", *in Journal of Turbomachinery, Vol. 115/527, July 1993.*

[40] **Hertman J. P., Goutines M.**
"Les principes et les méthodes de conception des turbomoteurs aéronautiques militaires", *RTO-AVT Symposium of design principles and methods for aircraft gas turbines engines, Toulouse, May 1998.*

[41] **Hinze J. O.**
"Turbulence : An introduction to its mechanism and theory", Mc Graw Hill New York, *1959.*

[42] **Hjelmfelt A. T. et Mockros L. F.**
"Motion of discrete particles in a turbulent fluid", *Appl. Sci. Res. 16, 149, 1966.*

[43] **Kiock R.**
"Comparative review of Laser Doppler and Laser Two Focus anemometry in view of Turbomachinery Applications", *Von Karman Institute for Fluid Dynamics, Technical Memorandum 34, 1984*

[44] **Küchemann D., Carrière P., Etkin B., Fiszdon W., Rott N., Smolderen J., Tani I. et Wuest W.**
"Progress in Aerospace Sciences", volume 15, *imprimé en Angleterre par A. Wheaton & Co., Exeter, Library of Congress Catalog Card No. 74-618347, 1974.*

[45] **Lading L.**
"Analysis of a Laser Correlation Anemometer", *Proceedings of 3rd Symposium on turbulence in liquids, Univ. Of Missouri-Rolla, pp. 205-219, 1973*

[46] **Lakshminarayana B.**
"Fluid dynamics and heat transfer of turbomachinery", *édité par John Wiley & Sons Inc., 1996.*

[47] **Lakshminarayana B. et Davino R.**
"Mean velocity an decay characteristics of the guide vane and the stator blade wake of an axial compressor", *ASME Journal of Eng. for Power, 102:50-60, 1980.*

[48] **Levine P.**
"Two-dimensional Inflow Conditions for a Supersonic Compressor with Curved Blades", *Appl. Mech., 24, 1957.*

[49] **Liamis N., Bacha J.L. et Burgaud F.**
"Numerical simulation of stator-rotor interaction on compressor blade rows", *Proceedings of the 85th Symposium of the propulsion and energetic panels on loss mechanisms and unsteady flows in turbomachinery, AGARD, Derby, May 1995.*

[50] **Maass M., Förster W. et Thiele P.**
"Unsteady flow experiment at the exit of a ducted propfan rotor", *30th AAIA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion conference, Indianapolis, 1994.*

[51] **MacLaughin D. K. et Tiederman W. G.**
"Biaising correction for individual realisation of laser anemometer measurements in turbulent flows", *Phys. Of Fluids, 16, 1973.*

[52] **Mazumder M. K. et Kirsch K. J.**
"Flow tracing fidelity of scattering aerosol in laser Doppler velocimetry", *Appl. Optics 14:894, 1975*

[53] **Melling A.**
"Seeding gas flows for laser anemometry", *AGARD, CP 399, 1986*

[54] **Moeckel W. E.**
"Approximate Method for predicting Form and Location of Detached Shock Waves", *NACA, 1921,1942.*

[55] **Oliveira G. L.**
"Analyse numérique de l'effet du défilement des sillages liés aux interactions rotor-stator en turbomachines", *Thèse de Doctorat de l'Ecole Centrale de Lyon, n°99-19, Ecully, France, Mars 1999.*

[56] **Ounis H. et Ahmadi G.**
"Motions of small particles in a turbulent simple shear flow field under microgravity condition", *Phys. Of Fluids A, 3:11, 1991.*

[57] **Powell M.**
"Etude numérique de la stabilité d'un choc fort dans une coupe en tête de compresseur transsonique", *Travail de Fin d'Etude à l'Ecole Centrale de Lyon, 1998.*

[58] **Pradere T.**
"Contribution au développement de la vélocimétrie laser Doppler dans les turbomachines", *Thèse de Doctorat de l'Université Paris VI., Dec 1998.*

[59] **Ravindranath B. et Lakshminarayana**
"Free dimensional mean flow and turbulence characteristics of the near wake of the compressor rotor blade", *NASA report 159518, PSU Turbo R 80-4, 1980.*

[60] **Rhie C. M., Gleixner A. J., Spear D. A., Fischberg C. J. et Zacharis R. M.**
"Development and application of multistage Navier and Stokes solver. Part1 : multistage modelling using bodyforces and deterministic forces", *ASME paper, 95-GT-342, 1995.*

[61] **Ridwan A.**
"Contribution à la compréhension des phénomènes instationnaires dans un modèle à l'air de pompe à hydrogène liquide", *Thèse de Doctorat de l'Ecole Centrale de Lyon, Ecully, France, 1993.*

[62] **Roehle I., Schodl R.**
"Application of three dimensional Doppler Global Velocimetry to turbomachinery and wind tunnel flows", *Proceedings of the 90th Symposium of the propulsion and energetic panels on advanced non-intrusive instrumentation for propulsion engines, AGARD, Brussels, October 1997.*

[63] **Schodl R.**
"Ein Neues Optisches Geschwindigkeitsmessverfahren : Laser Zweitrahlverfahren", *DVLR-Nachrichten 12, pp 506-508, 1973.*

[64] **Schodl R.**
"A Laser Dual-Two-Focus Velocimeter for Turbomachines Applications", *volume 78. Von Karman Institute for Fluid Dynamics, lecture Series, 1975.*

[65] **Schodl R.**
"Laser Two-Focus Velocimetry (L2F) for use in aero engine", *AGARD LS-90, 1977*

[66] **Schodl R.**
"Laser Transit Velocimetry", *Von Karman Institute for Fluid Dynamics, Lecture Series, 1984*

[67] **Schodl R.**
"Laser Two Focus Velocimetry", *AGARD CP 399, pp 7.1-7.31, 1986.*

[68] **Shabbir A., Celestina M. L., Adamczyk J. J. et Strazisar A. J.**
"The Effect of Hub Leakage Flow on two High Speed Axial Flow Compressor Rotors", *ASME Paper 97-GT-346, 1997.*

[69] **Smati L.**
"Contribution au développement d'une méthode numérique d'analyse des écoulements instationnaires. Applications aux turbomachines.", *Thèse de Doctorat de l'Ecole Centrale de Lyon, n° 97-43, Ecully, France, Janvier 1997.*

[70] **Starken H., Yongxing Z. et Schreiber H.**
"Mass Flow Limitation of Supersonic Blade Rows due to Leading Edge Blockage", *ASME 84-GT-233, 1984.*

[71] **Strazisar A. J.**
"Laser Anemometer Applications in Turbomachinery", *Proceedings of the 2nd ISAIF International Symposium on experimental and computational aerothermodynamics of internal flows, Prague, July 1993.*

[72] **Suder K. L.**
"Experimental and computational investigation of the tip clearance flow in a transonic axial compressor rotor", *ASME paper 94-GT-365, 1994.*

[73] **Tanner L. H.**
"A Particle Timing Laser Velocity Meter", *Optics and Laser Technology, pp. 108-110, June 1973.*

[74] **Thompson D. H.**
"A Tracer Particle Fluid Velocity Meter Incorporating a Laser", *J. Scientific Instruments (J. Phys. E.) Series 2, vol. 1, pp. 929-932, 1968.*

[75] **Tisserant D. et Breugelmans F.A.E.**
"Rotor blade-to-blade measurements using particle image velocimetry", *Trans. ASME, vol. 119, April 1997.*

[76] **Trébinjac I. et Vouillarmet A.**
"A laser anemometry technique for measurements in a single-stage supersonic compressor", *9th Symposium on measuring techniques for transonic and supersonic flow in cascades and turbomachines, pp 10.1-10.27, Oxford, 1988.*

[77] **Trébinjac I., Vouillarmet A. et Claudin I.**
"Refinements of a L2F Anemometry Technique for Inter-Blade Flow Field Investigations in High-Speed Turbomachinery", *Proceedings of the 16th International Congress on instrumentation in aerospace simulation facilities, Ohio, pp. 54.1-54.6, 1995.*

[78] **Trébinjac I., Vouillarmet A. et Perrin G.**
"A Contribution to the Understanding of the Flow Field in a Supersonic Compressor", *Proceedings of the 2nd ISAIF International Symposium on experimental and computational aerothermodynamics of internal flows, pp. 573-582, Prague, July 1993.*

[79] **Tsanga G.**
"Aérodynamique numérique 3-D des turbomachines axiales multi-étages avec fermeture k-ε bas Reynolds", *Thèse de Doctorat de l'Université Paris 6, France, 1997.*

[80] **Tubbs H., Rae A. J.**
"Aerodynamic development of the high pressure compressor for the IAE V2500aero engine", *C423/023 ImechE, 1991.*

[81] **Ventsel H.**
"Théorie des probabilités", Edition MIR.

[82] **Vouillarmet A.**
"Contribution à l'étude et à la compréhension de l'écoulement visqueux dans un compresseur centrifuge", *Thèse de Docteur-ingénieur de l'Ecole Centrale de Lyon, Ecully, France, 1979.*

[83] **Vouillarmet A., Papailiou K. D. et Bois G.**
"Experimental analysis and theorical approach for the three-dimensional viscous flow in a centrifugal compressor", *International Symposium on applications of fluid mechanics and heat transfer to energy and environmental problems, volume 3, 1981.*

[84] **Wernet M. P.**
"Demonstration of PIV in a transonic compressor", *Proceedings of the 90th Symposium of the propulsion and energetic panels on advanced non-intrusive instrumentation for propulsion engines, AGARD, Brussels, October 1997.*

[85] **Wisler D. C.**
"The technical and economic relevance of understanding blade row interaction effects in turbomachinery", *in "Blade row interference effects in axial turbomachinery stages", Von Karman Institute for Fluid Dynamic, LS 1998-02, Février 1998.*

[86] **Yanta W. J., Gates D. F. et Brown F. W.**
"The use of laser-Doppler velocimeter in supersonic flow", *AIAA, 71-287, 1971.*

Résumé

Les compresseurs haute pression multi-étages sont parmi les composants les plus critiques du turboréacteur. L'importance de ces compresseurs intervient directement en terme de performances et de rendements. De par la succession des parties fixes et mobiles, les machines transsoniques multi-étages induisent des phénomènes locaux fortement instationnaires, qui affectent leur performances et leur stabilité. Or, les mécanismes de base concernant la génération, le développement et la dissipation de ces phénomènes instationnaires sont encore très mal compris et souvent négligés dans les procédures conventionnelles de conception et de dessin. Par ailleurs, les codes de calculs tridimensionnels, instationnaires, visqueux, en configurations multi-étages, ne sont pas encore opérationnels. Dans ce contexte, il se fait sentir un besoin de données expérimentales fines, détaillées, et autant qu'il se peut instationnaires.

Une analyse du champ aérodynamique à l'amont de la roue mobile du compresseur axial transsonique ECL4, conçu et réalisé par SNECMA, a été menée à partir de résultats instationnaires périodiques obtenus par vélocimétrie laser L2F-2D.

Notre étude s'inscrit dans les travaux menés au laboratoire pour étendre l'applicabilité de l'anémométrie L2F aux machines haute vitesse. Elle a en particulier porté sur l'amélioration des accès optiques au compresseur. Afin de garantir un large champ d'exploration, sans introduire de discontinuité géométrique dans la veine, l'utilisation de verres courbes est requise. Une étude des distorsions optiques du faisceau laser au passage de hublots courbes a donné lieu à une méthode de correction optique originale employant un verre correcteur, restituant une qualité du volume de mesure équivalente, si ce n'est meilleure, à celle induite par des verres plans.

Les résultats de l'expérience confrontés à ceux d'une méthode analytique développée à partir d'un couplage proposé par Starken, et d'une simulation numérique PROUST se sont montrés très cohérents. Ils ont permis, en outre, d'illustrer tout l'intérêt d'utiliser des méthodes analytiques simples pour définir la résolution spatiale tant du point de vue numérique (constitution du maillage) que du point de vue expérimental (localisation des points de mesures). De plus, les résultats acquis ont montré la capacité d'obtenir des informations précises sur la structure fine de l'écoulement, telles les variations de l'amplitude du sillage RDE résultant des interactions successives avec les ondes de détente et de choc défilant avec la roue mobile. Ce phénomène est par ailleurs confirmé à travers une étude de l'évolution de la vorticité associé à ce sillage.

Par ailleurs, il a été possible de quantifier les corrélations des fluctuations purement instationnaires intervenant dans la décomposition d'Adamczyk. Déjà en amont de la roue mobile, elles sont du même ordre de grandeur que les fluctuations spatiales dues au choc oblique, alors qu'elles sont actuellement négligées dans les modèles de fermeture des équations du canal moyenné. On peut donc s'attendre à ce que ces corrélations soient encore plus importantes à l'intérieur de la roue mobile, où sont présentes de multiples sources d'instationnarité (choc fort, interactions visqueuses...).

Abstract

The high speed multi-stage compressor are among the most critical turbojet components. Due to the succession of stationary and rotating blade rows, these compressors induce highly unsteady local phenomena, which affect their performances. But the mechanisms which concern the generation, the development and the dissipation of these unsteady phenomena are yet very bad understand and often neglected in the conventional design procedures. Besides, the 3D viscous unsteady CFD, in a multi-stage configuration, are not yet operational. In this context, detailed and reliable experimental data are needed.

A flow field analysis upstream of the rotor of the ECL4 transonic axial compressor, designed and built by SNECMA, has been made from the unsteady periodic results obtained with the L2F-2D anemometry technique.

One objective of these work is to improve the applicability of L2f anemometry to high speed turbomachinery. Particular care has been paid to the improvement of the optical access. Curved glasses, which conform to the shroud contour, have been used in order to avoid any mismatch between the windows and the casing and to prevent any impact on the flow field. The resulting optical distortions of the control volume, which could hinder the acquisition of any data, have been corrected using an original and inexpensive optical assembly.

The time dependant results are analysed in the IGV-rotor inter-row. The aim of this analysis is, on the one hand, to improve our understanding of the unsteady flow phenomena. A study of the interaction between the IGV wakes and the shock waves emanating from the leading edge of the rotor blades proves the increase in magnitude of the wake passing through the moving shock. This result is highlighted by the streamwise evolution of the wake vorticity. On the other hand the purely time-dependant velocity fluctuations which occur in the time averaging procedure, developed by Adamczyk, are quantified. It may be concluded that they are of the same order of magnitude as the spatial terms for the inlet rotor flow field. This shows that the temporal fluctuations should be considered for the 3D rotor time-averaged simulations.

ECOLE CENTRALE DE LYON
LISTE DES PERSONNES HABILITEES A ENCADRER DES THESES
Arrêté du 30.03.92 (Art. 21) et Arrêté du 23.11.88 (Art.21)
MISE A JOUR du 22.12.1998

Directeur : Etienne PASCAUD
Directeur Adjoint - Directeur des Etudes: Léo VINCENT
Directeur Administration de la Recherche : Francis LEBOEUF

LABORATOIRE	NOM-PRENOM	GRADE
CENTRE DE GENIE ELECTRIQUE DE LYON : CEGELY UPRESA 5005	AURIOL Philippe NICOLAS Alain THOMAS Gérard BEROUAL Abderrahmane CLERC Guy KRAHENBUHL Laurent NICOLAS Laurent	PROFESSEUR ECL - - - - - - MAITRE DE CONFERENCES ECL - - - DIRECTEUR DE RECHERCHE CNRS CHARGE DE RECHERCHE CNRS
EQUIPE ANALYSE NUMERIQUE LYON-ST ETIENNE UMR 5585	CHEN Liming MARION Martine MAITRE Jean-François MOUSSAOUI Mohand Arezki MUSY François	PROFESSEUR ECL - - - - - - - - - MAITRE DE CONFERENCES ECL
ICTT	DAVID Bertrand KOULOUMDJIAN M. France	PROFESSEUR ECL PROFESSEUR LYON I
INGENIERIE ET FONCTIONNALISATION DES SURFACES IFOS UMR 5621	CHAUVET Jean- Paul GUIRALDENQ Pierre MARTELET Claude MARTIN Jean-René TREHEUX Daniel VANNES Bernard VINCENT Léo CHOVELON Jean-Marc LANGLADE-BOMBA Cécile NGUYEN Du SALVIA Michelle STREMSDOERFER Guy HERRMANN Jean-Marie JAFFREZIC Nicole PICHAT Pierre SOUTEYRAND Elyane	PROFESSEUR ECL - - - - - - - - - - - - - - - - - - MAITRE DE CONFERENCES ECL - - - - - - - - - - - - DIRECTEUR RECHERCHE CNRS - - - - - - CHARGE DE RECHERCHE CNRS

ECOLE CENTRALE DE LYON
LISTE DES PERSONNES HABILITEES A ENCADRER DES THESES
Arrêté du 30.03.92 (Art. 21) et Arrêté du 23.11.88 (Art.21)
MISE A JOUR du 22.12.1998

LABORATOIRE	NOM-PRENOM	GRADE
LABORATOIRE ELECTRONIQUE, AUTOMATIQUE ET MESURES ELECTRIQUES : LEAME UMR 5512	BLANCHET Robert	PROFESSEUR ECL
	JOSEPH Jacques	- - -
	LE HELLEY Michel	- - -
	PORTE Louis	- - -
	GAGNAIRE Alain	MAITRE DE CONFERENCES ECL
	HELLOUIN Yves	- - -
	ROBACH Yves	- - -
	GARRIGUES Michel	DIRECTEUR DE RECHERCHE CNRS
	HOLLINGER Guy	- - -
	KRAWCZYK Stanislas	- - -
	VIKTOROVITCH Pierre	- - -
	GRENET Geneviève	CHARGE DE RECHERCHE CNRS
	GENDRY Michel	- - -
	TARDY Jacques	- - -
LABORATOIRE DE TRIBOLOGIE ET DYNAMIQUE DES SYSTEMES : LTDS UMR 5513	CAMBOU Bernard	PROFESSEUR ECL
	GEORGES Jean-Marie	- - -
	JEZEQUEL Louis	- - -
	SABOT Jean	- - -
	MARTIN Jean-Michel	- - -
	SIDOROFF François	- - -
	DONNET Christophe	MAITRE DE CONFERENCES ECL
	PONSONNET Laurence	- - -
	MATHIA Thomas	DIRECTEUR DE RECHERCHE CNRS
	KAPSA Philippe	- - -
	LOUBET Jean-Luc	CHARGE DE RECHERCHE CNRS
	MAZUYER Denis	- - -
	LOPEZ Jacques	MAITRE DE CONFERENCES UCB
	MIDOL Alain	- - -
	ROUSSEAU Jacques	PROFESSEUR ENISE

ECOLE CENTRALE DE LYON
LISTE DES PERSONNES HABILITEES A ENCADRER DES THESES
Arrêté du 30.03.92 (Art. 21) et Arrêté du 23.11.88 (Art.21)
MISE A JOUR du 22.12.1998

LABORATOIRE	NOM - PRENOM	GRADE
LABORATOIRE DE MECANIQUE DES FLUIDES ET ACOUSTIQUE LMFA UMR 5509	MATHIEU Jean	PROFESSEUR EMERITE
	ARQUES Philippe	PROFESSEUR ECL
	BRUN Maurice	- -
	CHAMPOUSSIN Jean-Claude	- -
	COMTE-BELLOT Geneviève	- -
	JEANDEL Denis	- -
	JUVÉ Daniel	- -
	LEBOEUF Francis	- -
	PERKINS Richard	- -
	ROGER Michel	- -
	SCOTT Jean	- -
	GALLAND Marie-annick	MAITRE DE CONFERENCES ECL
	BATAILLE Jean	PROFESSEUR LYON I
	BUFFAT Marc	- -
	GAY Bernard	- -
	GENCE Jean-Noël	- -
	LANCE Michel	- -
	SUNYACH Michel	- -
	BEN HADID Hamda	MAITRE DE CONFERENCES LYON I
	HAMADICHE Mahmoud	- -
	MOREL Robert	PROFESSEUR INSA
	BERTOGLIO Jean-Pierre	DIRECTEUR DE RECHERCHE CNRS
	BLANC-BENON Philippe	- -
	CAMBON Claude	- -
	ESCUDIÉ DANY	CHARGE DE RECHERCHE CNRS
	FERRAND Pascal	- -
	HENRY Daniel	- -
	LE PENVEN Lionel	- -
GSI	AIT EL HADJ Smaïl	PROFESSEUR ECL

dernière page de la thèse

AUTORISATION DE SOUTENANCE

Vu les dispositions de l'arrêté du 30 Mars 1992,

Vu la demande du Directeur de Thèse

Monsieur F. LEBOEUF

et les rapports de

Monsieur G. CAIGNAERT
Professeur des Universités - ENSAM - Laboratoire de Mécanique - 8, bld Louis XIV - 59046 LILLE Cedex

et de

Monsieur M. ELENA
Professeur des Universités - IRPHE - Centre de St Charles - 12, avenue du Général Leclerc - 13003 MARSEILLE

Monsieur OTTAVY Xavier

est autorisé à soutenir une thèse pour l'obtention du grade de **DOCTEUR**

Spécialité : **Mécanique**

Fait à Ecully, le 4 mai 1999

Le Directeur

E. PASCAUD

Résumé

Les compresseurs haute pression multi-étages sont parmi les composants les plus critiques du turboréacteur. De par la succession des parties fixes et mobiles, les machines transsoniques multi-étages induisent des phénomènes locaux fortement instationnaires, qui affectent leur performances. Or, les mécanismes de base concernant la génération, le développement et la dissipation de ces phénomènes instationnaires sont encore très mal compris et souvent négligés dans les procédures conventionnelles de conception et de dessin. Par ailleurs, les codes de calculs tridimensionnels, instationnaires, visqueux, en configurations multi-étages, ne sont pas encore opérationnels. Dans ce contexte, il se fait sentir un besoin de données expérimentales fines, détaillées, et autant qu'il se peut instationnaires.

Une analyse du champ aérodynamique à l'amont de la roue mobile du compresseur axial transsonique ECL4, conçu et réalisé par SNECMA, a été menée à partir de résultats instationnaires périodiques obtenus par vélocimétrie laser L2F-2D.

Notre étude s'inscrit dans les travaux menés au laboratoire pour étendre l'applicabilité de l'anémométrie L2F aux machines haute vitesse. Elle a en particulier porté sur l'amélioration des accès optiques au compresseur. Afin de garantir un large champ d'exploration, sans introduire de discontinuité géométrique dans la veine, l'utilisation de verres courbes est requise. Une étude des distorsions optiques du faisceau laser au passage de hublots courbes a donné lieu à une méthode de correction optique originale employant un verre correcteur, restituant une qualité du volume de mesure équivalente, si ce n'est meilleure, à celle induite par des verres plans.

Les résultats de l'expérience confrontés à ceux d'une méthode analytique développée à partir d'un couplage proposé par Starken, et d'une simulation numérique PROUST se sont montrés très cohérents. Ils ont permis, en outre, d'illustrer tout l'intérêt d'utiliser des méthodes analytiques simples pour définir la résolution spatiale tant du point de vue numérique (constitution du maillage) que du point de vue expérimental (localisation des points de mesures). De plus, les résultats acquis ont montré la capacité d'obtenir des informations précises sur la structure fine de l'écoulement, telles les variations de l'amplitude du sillage RDE résultant des interactions successives avec les ondes de détente et de choc défilant avec la roue mobile. Ce phénomène est par ailleurs confirmé à travers une étude de l'évolution de la vorticité associé à ce sillage.

Par ailleurs, il a été possible de quantifier les corrélations des fluctuations purement instationnaires intervenant dans la décomposition d'Adamczyk. Déjà en amont de la roue mobile, elles sont du même ordre de grandeur que les fluctuations spatiales dues au choc oblique, alors qu'elles sont actuellement négligées dans les modèles de fermeture des équations du canal moyenné. On peut donc s'attendre à ce que ces corrélations soient encore plus importantes à l'intérieur de la roue mobile, où sont présentes de multiples sources d'instationnarité (choc fort, interactions visqueuses...).

Mots clefs : turbomachine, expérimental, vélocimétrie laser, hublots courbes, distorsions optiques, instationnaire, interaction, onde de choc, sillage.