N° d'ordre : 2002-09 **Année 2002**

THESE

présentée devant

L'ECOLE CENTRALE DE LYON

pour obtenir le grade de **DOCTEUR**

SPECIALITE : thermique et énergétique

par

Hervé Buchet

Contribution au développement d'un Vélocimètre Global à effet Doppler en vue de l'application aux turbomachines.

Soutenue le 20 Mars 2002 devant la commission d'examen :

Composition du jury

Président :	A. CARRERE
Rapporteurs :	J.P BONNET
	M. RIETHMULLER
Directeurs de thèse :	F. LEBOEUF
	P. MILLAN
Examinateurs :	A. BOUTIER
	C. LEMPEREUR
	A. VOUILLARMET

TABLE DES MATIERES

Liste des figures……v
Liste des tableaux……..……..IX

INTRODUCTION……..1

CHAPITRE 1……..9

1. L'ACCESSIBILITE 9

1.1. NOTION DE DOMAINE DE MESURE ET COMPOSANTES 10
1.2. MESURES PONCTUELLES (0D) 10
1.2.1. Systèmes à deux composantes (0D-2C) 10
1.2.2. Extension des systèmes classiques à trois composantes (0D-3C) 12
1.2.3. Système à trois composantes particulier 13
1.3. MESURE DANS LE PLAN (2D-2C) 14
1.3.1. Modifications sur les aubages 14
1.3.2. Utilisation de sonde périscopique 15
1.3.3. Conclusion 15

2. LES REFLEXIONS PARASITES 16

3. L'ENSEMENCEMENT 17

4. LA SYNCHRONISATION 17

5. CONCLUSION 18

CHAPITRE 2……...21

1. INTRODUCTION SUR LA DGV 21

1.1. POSITION DU PROBLÈME 21
1.2. PRINCIPE DE BASE : EFFET DOPPLER 22
1.2.1. Rappel de l'équation reliant la vitesse au décalage fréquentiel 22
1.2.2. Interprétation 22
1.3. MESURE DU DÉCALAGE FRÉQUENTIEL 23
1.3.1. Rappel historique 23
1.3.2. La cellule à iode : discriminateur de fréquence 23
1.3.3. La source laser 25
1.3.4. Les capteurs CCD 26
1.4. CONSÉQUENCES 26
1.4.1. Extension à un système de mesure globale de la vitesse 27
1.4.2. Montage optique pour mesurer une composante 27
1.4.3. Extension à la mesure des trois composantes de la vitesse 28
1.4.4. Signal traité 28
1.5. LES CONTRAINTES LIÉES À LA TECHNIQUE ET AU MONTAGE 29
1.5.1. Les sources d'erreurs dans le champ 29

1.5.2. Sources d'erreurs liées au montage et au traitement ... *30*
1.6. CONCLUSION ... 30

2. ETUDE BIBLIOGRAPHIQUE D'UN DISPOSITIF DGV ... 30

2.1. LES ÉLÉMENTS DU DISPOSITIF ... 30
2.1.1. Le laser ... *30*
2.1.1.1. Caractéristiques des lasers utilisés ... 31
2.1.1.2. Stabilisation du laser ... 32
2.1.1.3. Contrôle de la fréquence du laser ... 32
2.1.2. Le générateur de nappe ... *33*
2.1.3. La cellule à iode ... *33*
2.1.3.1. Caractéristique de la molécule ... 34
2.1.3.2. Choix de la raie d'absorption ... 35
2.1.3.3. Description et fonctionnement de la cellule ... 36
2.1.3.4. Exemples de modèle d'absorption ... 37
2.1.3.5. Etalonnage de la courbe de transmission ... 38
2.1.4. Les composants optiques dans la réception ... *39*
2.1.4.1. Optique frontale ... 40
2.1.4.2. Le cube séparateur ou lame séparatrice ... 40
2.1.4.3. Les hublots de la cellule ... 40
2.1.5. Les caméras CCD (Charge Coupled Device) ... *40*
2.1.5.1. Généralités sur la technologie du CCD ... 41
2.1.5.2. Principaux paramètres définissant un capteur CCD ... 42
2.1.5.3. Utilisation en DGV ... 42
2.1.5.4. Remarque sur le montage ... 43
2.2. TRAITEMENT DES IMAGES ... 43
2.2.1. Sensibilité des pixels ... *44*
2.2.2. Superposition des images ... *44*
2.2.3. Caractéristiques des images ... *45*
2.2.3.1. Images Doppler ... 45
2.2.3.2. Images Background ... 45
2.2.3.3. Images Flatfield ... 46
2.2.4. Le processus de traitement ... *46*
2.3. LES INCERTITUDES SUR LA MESURE ... 47
2.3.1. Incertitude sur la détermination de la transmission et les instabilités du laser ... *47*
2.3.2. Incertitude liée à la superposition des images, à la discrétisation spatiale et à la numérisation du signal ... *47*
2.3.3. Bruit engendré par les capteurs dans le signal perçu par les pixels ... *49*
2.3.4. Conclusion sur les incertitudes ... *49*

3. QUELQUES EXEMPLES D'APPLICATION ... 50

3.1. CALIBRAGE DU DISPOSITIF ... 50
3.2. APPLICATIONS EXPÉRIMENTALES DE LA DGV ... 50
3.2.1. Aérodynamique externe ... *50*
3.2.2. Expériences de jet ... *51*
3.2.3. Aérodynamique interne ... *51*
3.3. CONCLUSION ... 51

CHAPITRE 3 ... 53

1. PARTIE EMISSION ... 53

1.1. LA SOURCE LASER ... 53
1.2. LE GÉNÉRATEUR DE NAPPE ... 54
1.3. SYSTÈME DEFI : PARTIE ÉMISSION ... 56
1.3.1. Intérêt ... *56*
1.3.2. Principe ... *56*
1.3.3. Montage optique (figure 35 et figure 36) ... *57*
1.4. MONTAGE GLOBAL ... 58

2. PARTIE RECEPTION ... 59

2.1. L'OBJECTIF FRONTAL ... 60

2.2. SYSTÈME DEFI : PARTIE RÉCEPTION 60
2.3. LE DOUBLET D'ACHROMATS ET LE POLARISEUR 61
2.4. CUBE SÉPARATEUR 62
2.5. LA CELLULE À IODE 62
2.6. LES CAMÉRAS CCD 64

3. PROCEDURE D'ACQUISITION ET TRAITEMENT 65

3.1. LA PROCÉDURE D'ÉTALONNAGE GÉOMÉTRIQUE 65
3.2. LA MESURE DU DÉCALAGE FRÉQUENTIEL 65
3.2.1. Description des images 66
3.2.2. Traitement 70
3.2.2.1. Traitement des sources de référence 70
3.2.2.2. Traitement des images du champ 71
3.3. LE CALCUL DES COMPOSANTES DE LA VITESSE 71

CHAPITRE 4 73

1. RAPPEL SUR L'ENSEMENCEMENT 73

1.1. GLISSEMENT DES PARTICULES 73
1.2. VISIBILITÉ DES PARTICULES 74

2. APPLICATION A LA DGV 75

2.1. CHAMP ÉLECTROMAGNÉTIQUE DIFFUSÉ PAR UNE PARTICULE SPHÉRIQUE 76
2.1.1. Rappel de l'expression du champ électromagnétique diffusé 76
2.1.2. Intensité lumineuse diffusée 76
2.1.3. Modélisation 77
2.2. DIFFUSION DE LA LUMIÈRE PAR UN NUAGE DE PARTICULES 78
2.3. RAPPEL SUR LES ONDES POLARISÉES ELLIPTIQUEMENT 80
2.3.1. Influence de la traversée d'un dioptre plan 81
2.3.1.1. Configuration géométrique, notations 81
2.3.1.2. Définition du repère lié à la réception 82
2.3.1.3. Influence de la traversée du hublot de sortie 83
2.3.1.4. Recomposition dans le repère de la réception 86
2.3.1.5. Représentation elliptique 86
2.3.2. Résultats 86
2.3.2.1. Influence des différents paramètres sur l'état de polarisation sans la présence des hublots 87
2.3.2.2. Conséquences de la traversée d'un hublot sur l'onde diffusée 89
2.3.3. Conclusion sur l'état de polarisation 91

CHAPITRE 5 93

1. PRESENTATION DE L'ENVIRONNEMENT EXPERIMENTAL 94

1.1. SOUFFLERIE F757, VEINE D'ESSAI 94
1.2. LE PROFIL DE LA MAQUETTE 95
1.3. MONTAGE RÉALISÉ POUR L'ÉTUDE 97
1.4. INSTRUMENTATION DES PAROIS 99
1.5. ENSEMENCEMENT 101
1.6. BIDIMENSIONNALITÉ DE L'ÉCOULEMENT 101

2. RESULTATS DES MESURES DE PIV 103

2.1. DESCRIPTION DE L'EXPÉRIENCE ET PARAMÉTRAGE 103
2.1.1. Montage 103
2.1.2. Choix des paramètres 104
2.1.2.1. Taille du champ d'observation 104
2.1.2.2. Taille des fenêtres d'interrogation 104
2.1.2.3. Intervalle de temps entre les impulsions 104
2.1.2.4. Superposition des fenêtres 105
2.1.2.5. Critère retenu pour le tri des vecteurs 105
2.2. RÉSULTATS 105
2.2.1. Test de répétabilité 106

2.2.1.1. Composante axiale de la vitesse (figure 79) 106
2.2.1.2. Composante verticale de la vitesse (figure 80) 108
2.2.1.3. Précision de la mesure 109
2.2.1.4. Conclusion 110
2.2.2. Mesures des cinq plans transversaux : validation de la bidimensionnalité de l'écoulement à l'aval 111
2.2.2.1. Cartographies des composantes axiale et verticale 111
2.2.2.2. Profils des composantes de vitesse et écarts 116
2.2.2.3. Conclusion sur la PIV 119

3. RESULTATS DES MESURES DE DGV 119

3.1. DESCRIPTION DE L'EXPÉRIENCE 119
3.1.1. Positionnement de la nappe (figure 88) 119
3.1.2. Positionnement de la réception 120
3.2. RÉSULTAT DE L'ÉTALONNAGE GÉOMÉTRIQUE ÉMISSION ET RÉCEPTION 121
3.2.1. Définition du repère veine (Ov,X,Y,Z) et du repère mire (Om,x,y,z) 121
3.2.2. Résultat de l'étalonnage réception pour les deux positions d'observation 122
3.2.2.1. Calcul des coefficients descriptifs des prises de vue 122
3.2.2.2. Passage dans le plan objet 124
3.2.2.3. Cartographies réceptions 125
3.2.3. Résultat de l'étalonnage émission pour les deux positions 127
3.3. MESURE DU DÉCALAGE FRÉQUENTIEL 129
3.3.1. Acquisition des images 129
3.3.1.1. Choix du temps d'intégration 129
3.3.1.2. Choix du nombre de moyennes 130
3.3.1.3. Durée de la phase d'essai 130
3.3.2. Traitement des sources de référence : détermination de la réponse de la cellule à iode 131
3.3.2.1. Utilisation des images Sources Doppler et Sources Flatfield 131
3.3.2.2. Calcul de la transmission des sources 132
3.3.2.3. Sélection des pixels 132
3.3.2.4. Résultat : réponse de la cellule à iode 133
3.3.3. Application au champ de mesure : calcul de la cartographie de fréquence 135
3.3.3.1. Filtrage des images Doppler et Flatfield 135
3.3.3.2. Traitement des images Background 138
3.3.3.3. Cartographies de transmission dans le plan image 138
3.3.3.4. Cartographies de décalage fréquentiel dans le plan image 139
3.3.4. Détermination de la vitesse 140
3.3.4.1. Passage dans le plan objet (repère de la mire) 140
3.4. COMPARAISON DES RÉSULTATS DGV / PIV 141
3.4.1. Analyse globale des cartographies de V_X et V_Z 141
3.4.2. Présentation des composantes axiale V_X et verticale V_Z 142
3.4.3. Comparaison des grandeurs $\vec{V}.(\vec{R} - \vec{E})$ 144
3.4.4. Conclusion 146
3.4.5. Evaluation des incertitudes 147
3.4.5.1. Incertitude sur le calcul de la transmission 147
3.4.5.2. Incertitude sur l'étalonnage géométrique 148
3.5. CONCLUSION 150

CONCLUSION ET PERSPECTIVES……153

REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES……157

ANNEXE A : Principes et caractéristiques des vélocimètres lasers …….... 169
ANNEXE B : Généralités sur les capteurs CCD ……..……... 175
ANNEXE C : Radiométrie des caméras matricielles SMD 1M15 ……..……. 183
ANNEXE D : Etalonnage géométrique des directions d'émission et de réception …..…... 191
ANNEXE E : Champ électromagnétique diffusé par une particule sphérique ……...…. 205
ANNEXE F : Mesures granulométriques du générateur de fumée d'huile …….. 211
ANNEXE G : Description du système de PIV *DANTEC* …..……..…….... 217

LISTE DES FIGURES

INTRODUCTION……..1

FIGURE 1 : MOTEUR GE90 (JENNIONS 1994)..... 2
FIGURE 2 : CALCUL NS3D SUR LE PREMIER ÉTAGE D'UN COMPRESSEUR HP. SECTIONS PROCHES DU MOYEU ET DU CARTER 3
FIGURE 3 : MODÉLISATION DU TOURBILLON CRÉÉ PAR LE JEU EN TÊTE DE PALE (HERTEMAN AND GOUTINES 1998). 3
FIGURE 4 : DISTRIBUTION DU NOMBRE DE MACH RELATIF PRÈS DES PAROIS DES AUBES (LIAMIS AND DUBOUÉ 1998)..... 4
FIGURE 5 : ISO-CONTOUR DE TEMPÉRATURE TOTALE ABSOLUE INSTANTANÉE À MI-ENVERGURE (HARAI ET AL. 1997)..... 5

CHAPITRE 1……..……9

FIGURE 6 : EXEMPLE DE HUBLOT DE VISÉE EN PIV SUR UN COMPRESSEUR AXIAL (TSI). 10
FIGURE 7 : ILLUSTRATION DES ZONES DE MASQUE GÉNÉRÉES PAR LA GÉOMÉTRIE VRILLÉE DES AUBAGES ET LA FORME CONIQUE DU FAISCEAU LASER L2F (CHARPENEL 1998). 11
FIGURE 8 : CORRECTION DES DISTORSIONS OPTIQUES (OTTAVY ET AL. 1998)..... 12
FIGURE 9 : AUBAGES DE STATOR RÉALISÉS EN PLEXIGLAS. 14
FIGURE 10 : SYSTÈME PÉRISCOPIQUE UTILISÉ PAR WERNET (1997) SUR UN COMPRESSEUR AXIAL TRANSSONIQUE.15

CHAPITRE 2……..……21

FIGURE 11 : REPRÉSENTATION GÉOMÉTRIQUE DANS LE PLAN..... 22
FIGURE 12 : SPECTRE ÉLECTROMAGNÉTIQUE DE L'IODE AU VOISINAGE DE LA LONGUEUR D'ONDE 514,5 NM (GERSTENKORN ET LUC 1978), RAIE ISOLÉE. 24
FIGURE 13 : PHOTO D'UNE CELLULE À IODE (CHAN ET AL. 1995A). 24
FIGURE 14 : EXEMPLE DE PROFIL THÉORIQUE DE LA RAIE D'ABSORPTION DE L'IODE. 25
FIGURE 15 : COURBES DE GAIN ET DE PERTE DU MILIEU ACTIF. 26
FIGURE 16 : PRINCIPE DE LA MESURE DGV GLOBALE. 27
FIGURE 17 : SCHÉMA DE MONTAGE POUR UNE COMPOSANTE. 27
FIGURE 18 : REPRÉSENTATION DU VOLUME DE MESURE EN DGV. 29
FIGURE 19 : SCHÉMA DE PRINCIPE DU DISPOSITIF À OUVERTURE DE FAISCEAU..... 33
FIGURE 20 : COMPARAISON ENTRE LE MODÈLE THÉORIQUE ET EXPÉRIMENTAL DE L'ABSORPTION DE L'IODE AU VOISINAGE DE 532 NM (MCKENZIE 1995)..... 35
FIGURE 21 : SCHÉMA SIMPLIFIÉ DE LA CELLULE À IODE. 36
FIGURE 22: TRANSMISSION À TRAVERS LA CELLULE POUR DIFFÉRENTES TEMPÉRATURES DU QUEUSOT ET DU CORPS (MCKENZIE 1995)..... 37
FIGURE 23 : EXEMPLE DE CALIBRATION PAR SAUTS DE MODE DE LA COURBE DE TRANSMISSION DE DIFFÉRENTES CELLULES (KUHLMAN ET AL. 1997) 39
FIGURE 24 : REPRÉSENTATION SCHÉMATIQUE DU CHEMIN OPTIQUE..... 39
FIGURE 25 : CAPACITÉ MOS POUR PIXEL ÉLÉMENTAIRE. 41
FIGURE 26 : REPRÉSENTATION SCHÉMATIQUE D'UNE MATRICE À TRANSFERT DE TRAME ET À INTERLIGNAGE..... 41
FIGURE 27 : EXEMPLE DE MIRE D'ÉTALONNAGE..... 45

FIGURE 28 : RÉSULTATS OBTENUS AVEC UNE SUPERPOSITION SUBPIXEL (À GAUCHE) ET AVEC UNE SUPERPOSITION AU PIXEL PRÈS (À DROITE) (CLANCY ET SAMIMY 1997) 48
FIGURE 29 : ILLUSTRATION DE L'ÉCHANTILLONNAGE DU SIGNAL PAR LA DISCRÉTISATION DE L'IMAGE. 48

CHAPITRE 3 53

FIGURE 30 : DESCRIPTION DE LA SOURCE LASER. 54
FIGURE 31 : COURBES DE GAIN ET DE PERTE DU MILIEU ACTIF. 54
FIGURE 32 : PROFIL D'INTENSITÉ LUMINEUSE OBTENU AVEC UNE OPTIQUE DIFFRACTIVE. 55
FIGURE 33 : SCHÉMA DU DISPOSITIF D'ÉMISSION DE LA NAPPE. 55
FIGURE 34 : PRINCIPE DU SYSTÈME DEFI. 56
FIGURE 35 : MONTAGE DE L'ACOUSTO-OPTIQUE. 57
FIGURE 36 : MONTAGE DE L'INJECTION DES FIBRES OPTIQUES. 58
FIGURE 37 : SCHÉMA DE MONTAGE DU SYSTÈME DEFI (PARTIE ÉMISSION). 59
FIGURE 38 : PHOTO DE LA BOÎTE DE RÉCEPTION. 59
FIGURE 39 : SUPPORT DES FIBRES DANS LA BOÎTE (GAUCHE), EXTRÉMITÉ DU SUPPORT (DROITE). 60
FIGURE 40 : DESCRIPTION DE L'OPTIQUE INTERMÉDIAIRE. 61
FIGURE 41: CHEMINS OPTIQUES CALCULÉS POUR DIFFÉRENTES POSITIONS D'UN POINT OBJET EN FONCTION DE LA DISTANCE PAR RAPPORT À L'AXE OPTIQUE 61
FIGURE 42 : DESCRIPTION DU CUBE SÉPARATEUR 62
FIGURE 43 : RÉGULATION EN TEMPÉRATURE DE LA CELLULE À IODE. 63
FIGURE 44 : SCHÉMA DE RÉGULATION DE LA CELLULE À IODE. 63
FIGURE 45: PRINCIPE DU BINNING. 65
FIGURE 46 : EXEMPLE D'UNE IMAGE DOPPLER. 66
FIGURE 47 : REPRÉSENTATION DU NIVEAU D'INTENSITÉ SUR LA MATRICE CCD. 67
FIGURE 48 : EXEMPLE D'IMAGE SOURCES FLATFIELD. 68
FIGURE 49 : EXEMPLE D'IMAGE BACKGROUND DOPPLER. 68
FIGURE 50 : INFLUENCE DES RÉFLEXIONS EN FONCTION DE L'ENSEMENCEMENT DE LA NAPPE. 69
FIGURE 51 : EXEMPLE D'IMAGES DE SOURCES. 70

CHAPITRE 4 73

FIGURE 52 : LOBES DE DIFFUSION : REPRÉSENTATION DES EXPRESSIONS $I_{=}$ ET $I_{\perp}$ POUR QUATRE DIAMÈTRES (D=0,05; 0,2; 0,5; 1,5 µM) 78
FIGURE 53 : SCHÉMATISATION DE LA DIFFUSION MULTIPLE 78
FIGURE 54 : CALCUL DES COMPOSANTES PARALLÈLE ET PERPENDICULAIRE NORMALISÉES DE L'INTENSITÉ EN FONCTION DE θ : CONTRIBUTION DE L'ENSEMBLE DES LOBES DE DIFFUSION DES PARTICULES. 79
FIGURE 55 : CONFIGURATION GÉOMÉTRIQUE. 81
FIGURE 56 : REPRÉSENTATION DU CHEMIN OPTIQUE TRANSMIS. 85
FIGURE 57 : INFLUENCE DU PARAMÈTRE DE TAILLE D. 87
FIGURE 58A ET 58B : INFLUENCE DE LA CONFIGURATION GÉOMÉTRIQUE (θ_R ET φ_R). 88
FIGURE 59 : INFLUENCE DE L'ANGLE D'INCIDENCE AUX PARTICULES (α_i). 89
FIGURE 60A ET 60B : INFLUENCE DE LA TRAVERSÉE D'UN HUBLOT. 90
FIGURE 61A ET 61B : INFLUENCE DE LA TRAVERSÉE D'UN HUBLOT POUR UN ANGLE DIFFÉRENT. 90

CHAPITRE 5 93

FIGURE 62 : VUE D'ENSEMBLE DU DISPOSITIF EXPÉRIMENTAL DE LA SOUFFLERIE F 757. 94
FIGURE 63 : SCHÉMA DE LA VEINE ET DE LA MANCHETTE VUE DE CÔTÉ ET VUE DE DESSUS. 95
FIGURE 64 : ILLUSTRATION DE LA POSITION DE LA SECTION CHOISIE. 96
FIGURE 65 : PROFIL DE LA SECTION 3 (ABSCISSE X/C, ORDONNÉE Y/C) 96
FIGURE 66 : PRÉSENTATION DU BORD D'ATTAQUE ET DU BORD DE FUITE DU PROFIL. 96
FIGURE 67 : MONTAGE DU PROFIL DANS LA VEINE. 97
FIGURE 68 : DESSIN DE LA VEINE AVEC LES PAROIS ET LE PROFIL. 98
FIGURE 69 : FIXATION DU HUBLOT SUPÉRIEUR. 98
FIGURE 70 : POSITIONS DES PRISES DE PRESSION STATIQUE DANS LA VEINE. 99
FIGURE 71 : VARIATIONS DE PRESSION STATIQUE AUX PAROIS. 100

FIGURE 72 : NOMBRE DE MACH ET VITESSE TANGENTIELLE POUR LES PRISES P3 ET P12 LORS DU TEST DE RÉPÉTABILITÉ 100
FIGURE 73 : GÉNÉRATEUR DE PARTICULE D'ENCENS EN PIV 101
FIGURE 74 : PHOTO DE LA BOUILLIE BLANCHE. 102
FIGURE 75 : TRACES LAISSÉES PAR LA BOUILLIE SUR UN HUBLOT LATÉRAL. 102
FIGURE 76 : POSITIONS DES NAPPES LASER EN PIV DANS LE REPÈRE VEINE (O,X,Y,Z). 103
FIGURE 77 : POUTRELLE DE SUPPORT DE LA TÊTE LASER EN PIV PLACÉE À CÔTÉ DE LA VEINE. 103
FIGURE 78 : CLICHÉ INSTANTANÉ MONTRANT LES PARTICULES ET LA ZONE D'ENCRASSEMENT. 105
FIGURE 79 : RÉSULTATS DES MESURES PIV POUR LE TEST DE RÉPÉTABILITÉ (COMPOSANTE V_X). 107
FIGURE 80 : RÉSULTATS DES MESURES PIV POUR LE TEST DE RÉPÉTABILITÉ (COMPOSANTE V_Z). 109
FIGURE 81 : VARIATION QUANTITATIVE DES ÉCARTS DE LA COMPOSANTE AXIALE V_X EN FONCTION DU NOMBRE DE CHAMPS TRAITÉS (100 À GAUCHE, 50 À DROITE) 110
FIGURE 82 : CHAMPS DE LA COMPOSANTE AXIALE V_X POUR LES CINQ PLANS TRANSVERSAUX. 112
FIGURE 83 : CHAMPS DE LA COMPOSANTE VERTICALE V_Z POUR LES CINQ PLANS TRANSVERSAUX. 113
FIGURE 84 : CHAMP DE LA FLUCTUATION V_X' POUR LES CINQ PLANS TRANSVERSAUX. 114
FIGURE 85 : CHAMPS DE LA FLUCTUATION V_Z' POUR LES CINQ PLANS TRANSVERSAUX. 115
FIGURE 86 : COMPOSANTE V_X NORMALISÉE POUR LES CINQ PLANS (COLONNE DE GAUCHE), ÉCARTS EN % (COLONNE DE DROITE). 117
FIGURE 87 : COMPOSANTE V_Z NORMALISÉE POUR LES CINQ PLANS (COLONNE DE GAUCHE), ÉCARTS EN % (COLONNE DE DROITE). 119
FIGURE 88 : POSITIONNEMENT DE LA NAPPE DANS LA VEINE. 120
FIGURE 89 : MONTAGE MÉCANIQUE DU SYSTÈME DE RÉCEPTION. 120
FIGURE 90 : MONTAGE DE LA BOÎTE DE RÉCEPTION SUR LE BANC DE DÉPLACEMENT. 121
FIGURE 91 : DÉFINITION DU REPÈRE VEINE ET DU REPÈRE MIRE VUE DE DESSUS ET VUE DE CÔTÉ. 121
FIGURE 92 : IMAGES DES DEUX PLANS EXTRÊMES DE LA MIRE D'ÉTALONNAGE (POSITION D'OBSERVATION 1 À GAUCHE, 2 À DROITE) 123
FIGURE 93 : : IMAGES DES MIRES D'ÉTALONNAGE EN X = 0 (PLAN DE LA NAPPE) DANS LE PLAN IMAGE ET DANS LE PLAN OBJET (POSITION 1 EN HAUT, POSITION 2 EN BAS). 125
FIGURE 94 : CARTOGRAPHIES DE R_X, R_Y, R_Z DANS LE PLAN OBJET (POSITION 1 À GAUCHE, POSITION 2 À DROITE) 126
FIGURE 95 : POSITIONS GÉOMÉTRIQUES DES DEUX MODULES DE RÉCEPTION. 127
FIGURE 96 : IMAGES DE LA NAPPE ET DES OMBRES DU PEIGNE, MATÉRIALISANT LES DIRECTIONS D'ÉMISSION, POUR LA POSITION 1 (À GAUCHE) ET 2 (À DROITE). 127
FIGURE 97 : CARTOGRAPHIES DE E_Y, E_Z DANS LE PLAN OBJET (POSITION 1 À GAUCHE, POSITION 2 À DROITE) 128
FIGURE 98 : PHOTO DE LA MIRE ET DE LA NAPPE LASER AFFLEURANTE (POSITION 1). 129
FIGURE 99 : IMAGES DES SOURCES DE RÉFÉRENCE EN PRÉSENCE DU CHAMP OU NAPPE COUPÉE. 131
FIGURE 100 : RÉPARTITION DE L'INTENSITÉ LUMINEUSE D'UNE SOURCE DE RÉFÉRENCE. 133
FIGURE 101 : RÉPONSE DE LA CELLULE À IODE POUR LES DEUX CONFIGURATIONS. 134
FIGURE 102 : PONDÉRATION DU NOYAU DU FILTRAGE MOYEN UTILISÉ. 135
FIGURE 103 : IMAGES BACKGROUND, DOPPLER ET FLATFIELD DE LA CONFIGURATION 1 (IMAGE SIGNAL À GAUCHE ET RÉFÉRENCE À DROITE) 136
FIGURE 104 : IMAGES BACKGROUND, DOPPLER ET FLATFIELD DE LA CONFIGURATION 2 (IMAGE SIGNAL À GAUCHE ET RÉFÉRENCE À DROITE) 137
FIGURE 105 : MISE EN ÉVIDENCE DE FRANGES HORIZONTALES PÉRIODIQUES. 138
FIGURE 106 : RÉSULTATS DES CARTOGRAPHIES DE TRANSMISSION (POSITION 1 À GAUCHE, POSITION 2 À DROITE) 139
FIGURE 107 : CARTOGRAPHIES DES PROJECTIONS $\vec{V}.(\vec{R} - \vec{E})$ (POSITION 1 À GAUCHE, POSITION 2 À DROITE) 139
FIGURE 108 : CARTOGRAPHIES DES PROJECTIONS $\vec{V}.(\vec{R} - \vec{E})$ DANS LE PLAN OBJET (POSITION 1 À GAUCHE, POSITION 2 À DROITE) 140
FIGURE 109 : CARTOGRAPHIE DE LA COMPOSANTE V_X (À GAUCHE) ET V_Z (À DROITE) DANS LE PLAN OBJET (REPÈRE DE LA MIRE) 141
FIGURE 110 : COMPOSANTE AXIALE ET VERTICALE DE VITESSE DANS LE PLAN (X,Z) DE LA VEINE. 142
FIGURE 111 : COMPARAISON DES PROFILS DE VITESSE AXIALE À 30%, 40% ET 50% DE CORDE À L'AVAL DU PROFIL. 143
FIGURE 112 : COMPARAISON DES GRANDEURS $\vec{V}.(\vec{R} - \vec{E})$ POUR LA POSITION 1 (DGV À GAUCHE, PIV À DROITE) 144

FIGURE 113 : COMPARAISON DES GRANDEURS $\vec{V}.(\vec{R} - \vec{E})$ POUR LA POSITION 2 (DGV À GAUCHE, PIV À DROITE) 144
FIGURE 114 : PROFILS DES PROJECTIONS $\vec{V}.(\vec{R} - \vec{E})$ POUR LA POSITION 1 (À GAUCHE) ET 2 (À DROITE) À DIFFÉRENTES ABSCISSES. 146
FIGURE 115 : RÉSULTAT DE LA SIMULATION THÉORIQUE À PARTIR DES IMAGES BRUTES (POSITION 1). 148
FIGURE 116 : RÉSULTAT DE LA SIMULATION THÉORIQUE À PARTIR DES IMAGES BRUTES (POSITION 2). 149
FIGURE 117 : ÉCARTS EN VITESSE (M/S) LIÉS À L'ÉTALONNAGE GÉOMÉTRIQUE POUR LA POSITION 1 (À GAUCHE) ET 2 (À DROITE) 150

LISTE DES TABLEAUX

INTRODUCTION……..1

TABLEAU 1 : PRINCIPE DU COMPRESSEUR ET DE LA TURBINE. 1

CHAPITRE 1……..……9

TABLEAU 2 : PRINCIPALES CARACTÉRISTIQUES DES SYSTÈMES COURAMMENT EMPLOYÉS EN TURBOMACHINES.... 19

CHAPITRE 2……...…….21

TABLEAU 3 : PRINCIPALES CARACTÉRISTIQUES DE LA MOLÉCULE D'IODE..... 35

CHAPITRE 4……73

TABLEAU 4 : PRODUITS UTILISÉS POUR L'ENSEMENCEMENT. 75

CHAPITRE 5……93

TABLEAU 5 : POSITION DES PRISES DE PRESSION PAR RAPPORT AU BORD D'ATTAQUE. 99
TABLEAU 6 : ESTIMATION DES ÉCARTS EN FONCTION DU NOMBRE D'ACQUISITIONS. 110
TABLEAU 7 : RÉSULTAT DE LA CONFIGURATION 1..... 123
TABLEAU 8 : RÉSULTAT DE LA CONFIGURATION 2..... 124
TABLEAU 9 : COMPOSANTES DES VECTEURS RÉCEPTIONS DANS LE REPÈRE D'ÉTALONNAGE..... 125
TABLEAU 10 : COMPOSANTES DES VECTEURS ÉMISSIONS DANS LE REPÈRE D'ÉTALONNAGE. 128
TABLEAU 11 : TRANSMISSIONS EN FONCTION DU VOISINAGE POUR LES DEUX CONFIGURATIONS. 133
TABLEAU 12 : ÉCARTS DE FRÉQUENCE (MHZ) EN FONCTION DES DROITES SUR LA GAMME DE TRANSMISSION. ... 135
TABLEAU 13 : CALCUL DE L'INCERTITUDE EN FRÉQUENCE POUR LES DEUX CONFIGURATIONS..... 148
TABLEAU 14 : COMPARAISON DE LA POSITION DU CENTRE OPTIQUE ENTRE LE CALCUL ET LA SIMULATION POUR LES DEUX CONFIGURATIONS GÉOMÉTRIQUES. 149

INTRODUCTION

Les turbomachines sont présentes dans de nombreux secteurs d'activité : l'industrie pharmaceutique, la production d'énergie, l'agro-alimentaire, la médecine, la construction, ou encore l'industrie du transport aérien. Leur fonction est d'apporter ou de récupérer l'énergie du fluide qui les traverse. Ceci est réalisé par l'intermédiaire de l'arbre de la machine sur lequel sont montées des roues mobiles (rotors) et des roues fixes (stators). Le rotor sert à transférer l'énergie (du fluide vers la machine, ou inversement) et le stator à modifier la nature de cette énergie (pression en vitesse, ou inversement). Suivant le type de la turbomachine l'échange peut avoir lieu dans les deux sens (tableau 1).

	Rotor	*Stator*
Compresseur	fournit de l'énergie au fluide	pression
Turbine	reçoit de l'énergie du fluide	énergie cinétique

tableau 1 : principe du compresseur et de la turbine.

L'association d'une roue mobile et d'une roue fixe est appelée étage. Certaines machines sont équipées de plusieurs étages comme les turbines à gaz (moteurs aéronautiques). Les échanges entre le fluide et la machine ont lieu au niveau des aubages, montés sur les roues. Pour l'optimisation du transfert d'énergie ces derniers ont des formes très complexes (tridimensionnels et vrillés), et par suite de la succession des parties fixes et mobiles l'écoulement interne est fortement tridimensionnel, instationnaire, turbulent, compressible et parfois multiphasique (derrière la chambre de combustion). La figure 1 montre un exemple de turbine à gaz multi-étages comprenant des compresseurs et des turbines.

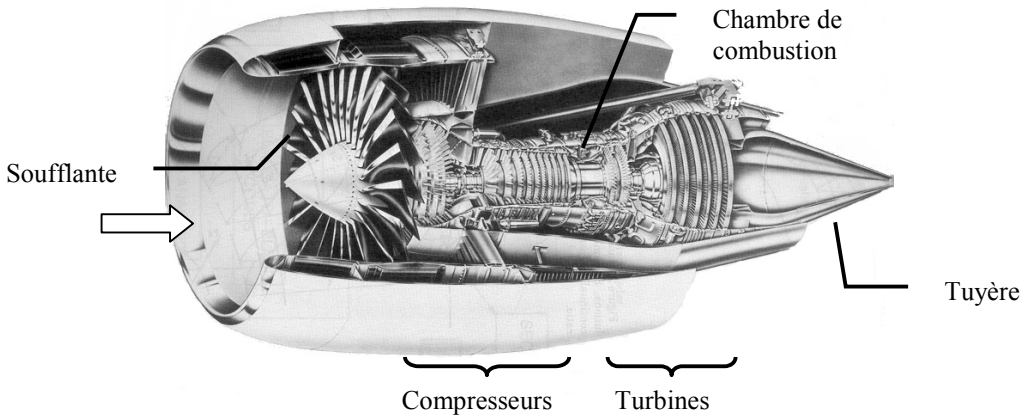


figure 1 : moteur GE90 (Jennions 1994).

Dans le secteur aéronautique, les moteurs de nouvelle génération sont conçus à partir de critères de performances comme la consommation spécifique de carburant, le rapport poussée au décollage/masse du moteur, les temps d'accélération et de décélération, l'étendue du domaine de vol, et la fiabilité. Suivant s'il s'agit d'un moteur civil ou militaire, ces paramètres sont plus ou moins pondérés *(Herteman and Goutines 1998)*. La nécessité de réduire la taille, le poids, le bruit tout en maintenant une fiabilité et une sécurité proche de l'optimum, obligent les constructeurs à utiliser des matériaux très résistants, capables de résister aux forts taux de pression dans les étages de compresseur (jusqu'à 11 en cinq étages axiaux), aux vibrations, et aux températures élevées dans les étages de turbine (> 1500 °C). Aujourd'hui, un critère supplémentaire est apparu quelque soit le type de moteur : la réduction des coûts (de la production à la maintenance). Il faut maintenant réaliser des moteurs de hautes technologies à faible coût. La conception des turbomachines nécessite donc une connaissance parfaite de l'écoulement interne et l'utilisation de techniques adaptées dans le cadre de la recherche et du développement semble indispensable.

Le principal outil de conception et d'analyse est le calcul CFD *(Computational Fluid Dynamic)*. En effet, l'analyse aérodynamique utilisant la résolution des équations de Navier-Stokes 3D dans lesquelles les phénomènes turbulents sont représentés en moyenne temporelle par des modèles évolués (k-ε, etc…) se généralise. Son utilisation dans le cadre des turbomachines *(Lakshminarayana 1991, Arnone and Swanson 1993)* est étroitement liée à la complexité des écoulements rencontrés.
Les compresseurs actuels sont optimisés en utilisant des codes, traitant toujours des écoulements stationnaires, mais capables de résoudre l'écoulement au travers d'un ensemble de grilles mobiles et fixes. Le transfert des conditions limites aux interfaces entre grilles utilise une simplification demandant de moyenner circonférentiellement l'écoulement. La principale difficulté dans la modélisation numérique est de transférer convenablement l'information entre le maillage de la roue mobile et celui de la roue fixe. Différentes techniques ont été testées et comparées par *Chen and Barter (1998)*. La figure 2 visualise le champ du nombre de Mach relatif aux grilles dans le premier étage d'un compresseur haute pression (roue directrice d'entrée + roue mobile + redresseur).

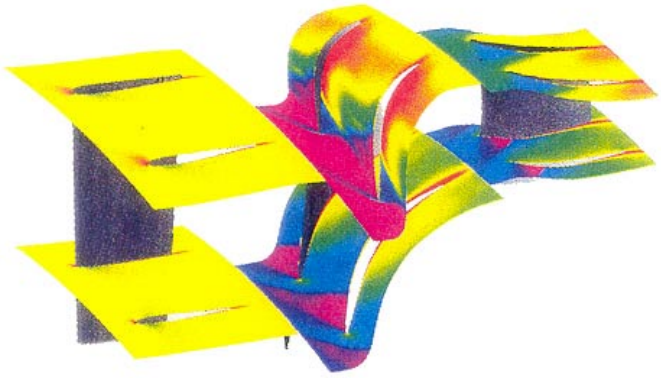


figure 2 : calcul NS3D sur le premier étage d'un compresseur HP. Sections proches du moyeu et du carter.

Les résultats sont très utiles, non seulement pour optimiser les profils, mais aussi pour adapter chaque aubage à l'écoulement délivré par la grille qui se situe en amont. Les compresseurs modernes étant de plus en plus chargés aérodynamiquement, il convient de tenir compte dans ces analyses numériques des effets dits de petite échelle, tels que jeux radiaux en sommet de pale, fuites au travers des parois de la veine, etc… La figure 3 illustre une quantification de l'influence du jeu radial au sommet d'une aube chargée, qui, en permettant au fluide sous pression du côté intrados de fuir vers l'extrados du canal voisin, induit un tourbillon de dimension non négligeable et diminue le rendement de compression. Cet écoulement a été analysé par le passé *(Hah 1986, Kunz et al. 1993, Adamczyk et al. 1993)* et reste encore aujourd'hui un sujet d'étude *(Melake 1997, Chen and Tsai 1998, Van Zante et al. 1999)*.

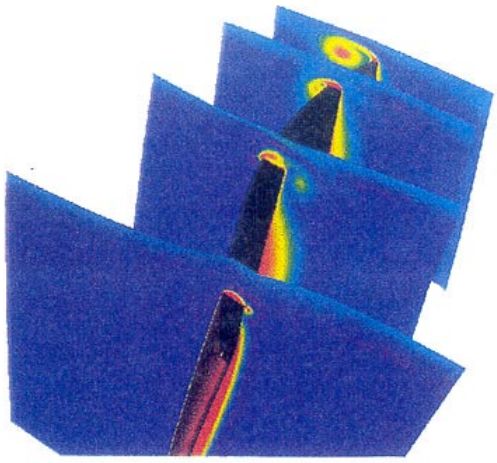


figure 3 : modélisation du tourbillon créé par le jeu en tête de pale (Herteman and Goutines 1998).

Les versions « instationnaires » de ces codes de calcul Navier-Stokes 3D font l'objet de mises au point et de tests de manière à atteindre rapidement un niveau d'utilisation industriel. L'enjeu est de prévoir, dès le stade de la conception, les domaines de flottement des aubages

ainsi que les caractéristiques dynamiques de l'excitation aérodynamique sillages stator/aubes rotor et vice versa. Le dimensionnement structural sera plus sûr et la probabilité de ne pas avoir à retoucher la conception du compresseur plus grande. *Chernobrovkin and Lakshminarayana (1997)* ont évalué par exemple l'influence du sillage du rotor sur le développement de la transition de la couche limite sur les aubes du stator à l'aide d'un calcul 2D instationnaire. Enfin, la mise à disposition de calculs aérodynamiques prenant en compte les phénomènes non stationnaires devraient améliorer la prévision des rendements et surtout des limites de décrochage ou de pompage des compresseurs. Les technologies de contrôle actif du pompage pourraient aussi bénéficier des progrès réalisés dans les méthodes de calcul d'aérodynamique instationnaire.
De la même manière que pour la conception des compresseurs, le dessin des turbines fait appel à des codes de résolution des équations de Navier-Stokes 3D associées à des modèles de turbulence évolués. La technique d'optimisation est une méthode adéquate pour le dessin des aubages *(Eyi and Lee 1997, Jha et al. 1998, Chand and Lee 1998)*. Elle permet de prendre en considération des données aérodynamiques, thermiques et de structures en imposant un certain nombre de contraintes tel que la conservation du débit à travers la roue, la charge sur les aubages, l'épaisseur du bord de fuite pour les aubes de turbine, tout en minimisant les pertes (pertes de pression totale par exemple). Des progrès importants ont été réalisés lorsqu'il a été possible de calculer simultanément plusieurs grilles d'aubes (par exemple distributeur + roue mobile) et de prendre en compte le jeu radial en tête des aubes. La figure 4 illustre le champ de nombre de Mach relatif obtenu sur deux étages de turbine haute pression ; la compatibilité des conditions limites à l'interface distributeur/roue mobile n'est assurée que pour les valeurs moyennées circonférentiellement. *Chima (1998)* compare deux techniques de moyenne sur deux étages d'une turbine axiale.

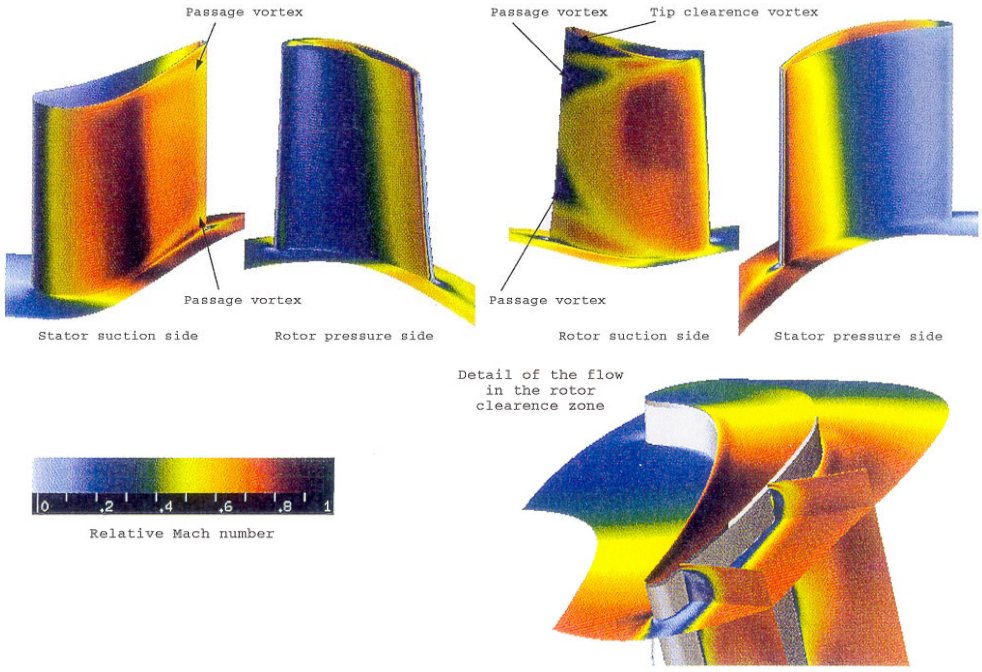


figure 4 : distribution du nombre de Mach relatif près des parois des aubes. (Liamis and Duboué 1998).

Des études sur les interactions entre ondes de choc et fluctuations de transfert de chaleur sur les surfaces des aubes de turbines ont été entreprises à partir de géométrie simplifiée de type grille d'aube *(Johnson et al. (1989, 1990), Nix et al. 1997)*. *Harai et al. (1997)* ont modélisé sur un étage entier (stator + rotor) l'influence d'une répartition circonférentielle non homogène de la température des gaz en sortie de combustion entraînant la formation de jet chaud dans les canaux interaubes situés à l'aval (figure 5). Ils ont déterminé des comportements aérodynamiques et thermiques différents sur l'intrados et l'extrados des aubages de turbine. Ce type d'étude permet d'obtenir des informations précieuses sur le dessin des aubages, notamment sur l'épaisseur du bord de fuite (tolérable) et sur la géométrie des systèmes de refroidissement aux parois. *Lakshminarayana et al. (1998)* ont aussi étudié l'influence du sillage du stator dans le rotor.
La description précise des films de refroidissement et de toutes les réintroductions sera bientôt introduite dans les codes Navier-Stokes 3D afin de modéliser en détail les flux de chaleur dans les aubages.

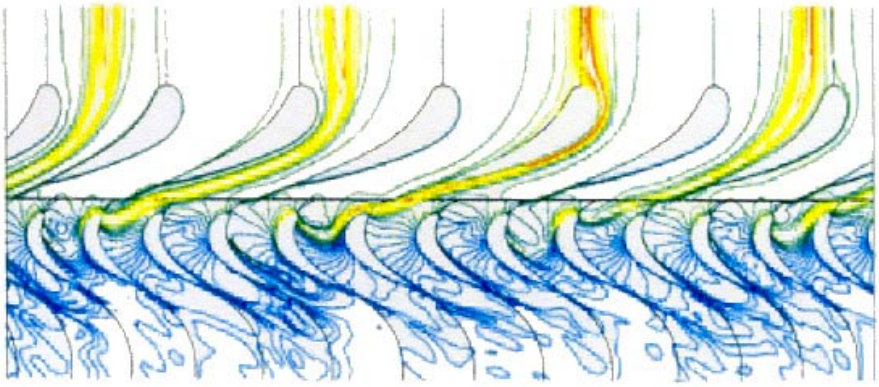


figure 5 : iso-contour de température totale absolue instantanée à mi-envergure (Harai et al. (1997)).

Pour améliorer les performances des turbomachines, il est donc nécessaire que tous les phénomènes rencontrés soient étudiés et modélisés de façon à reproduire les écoulements. L'étude des champs moyens ne suffit plus pour caractériser entièrement le comportement d'un compresseur ou d'une turbine et les efforts se concentrent maintenant sur l'analyse des mécanismes instationnaires. Malgré l'évolution importante des calculs numériques ces quinze dernières années, certains phénomènes sont encore difficiles à modéliser. Par exemple, les interactions choc/couche limite tridimensionnelle dans les étages de compresseurs fortement chargés sont encore étudiées sur des géométries simplifiées de type grille d'aubes *(Schreiber and Starken 1992, Schreiber 1995, Küsters and Schreiber 1997)*. La position, la force des chocs, ainsi que les effets visqueux sont obtenus avec plus ou moins de précision en fonction du type de maillage à la paroi et du modèle de turbulence et de dissipation *(Yeuan and Hamed 1998)*. Les principaux modèles de turbulence (longueur de mélange, k-ε) n'ont pas encore de forme adaptée au traitement des effets des forces de Coriolis, présentes dans les machines centrifuges *(Lubrano 1993)*. Le transfert d'information entre la roue mobile et la roue fixe reste encore un point critique dans la modélisation numérique.

L'apport de mesures expérimentales est donc nécessaire pour comprendre et modéliser ces mécanismes complexes. Les résultats obtenus permettent de constituer une base de données pour l'initialisation des calculs et servent à valider les codes. La conception des nouvelles machines implique donc en parallèle une étude expérimentale poussée, capable de déterminer rigoureusement les paramètres aérodynamiques de l'écoulement, notamment le champ de vitesse tridimensionnel dans des parties mobiles.
L'utilisation d'une instrumentation classique embarquée présente l'avantage de permettre des mesures en référentiel relatif *(Lakshminarayana et al. 1982)*, mais peut poser de réels problèmes quant à la transmission du signal des parties mobiles aux parties fixes et reste donc limitée aux applications basse-vitesse. De surcroît, les dispositifs perturbent localement l'écoulement et faussent les mesures. La nécessité actuelle de réduire la taille des moteurs tout en augmentant leur puissance impose une réduction de la hauteur de veine, du passage entre les aubes, et une augmentation des débits et de la vitesse de rotation. Ces techniques intrusives sont donc devenues obsolètes pour sonder les écoulements internes. Ainsi, le développement de dispositifs non intrusifs apparaît comme un passage obligé pour déterminer le champ de vitesse dans les canaux interaubes des rotors ou le passage rotor/stator. L'utilisation de vélocimètres laser bidimensionnels (et plus récemment tridimensionnels) contribue grandement à la compréhension des écoulements dans les turbomachines. Il existe quelques rares développements d'anémomètres laser embarqués, mais ils ne s'appliquent qu'aux machines basse-vitesse étant donné la lourdeur de l'instrumentation de mesure *(Abramian and Howard 1993)*. Les vélocimètres classiquement utilisés pour mesurer les écoulements en turbomachines sont de deux types. La technique la plus usitée est la vélocimétrie laser Doppler (LDV) et la seconde, se présentant comme une alternative, est la technique à temps de vol ou bipoint (L2F). Ce sont des techniques ponctuelles de mesure de vitesse ne fournissant pas les champs instantanés de l'écoulement. De nouvelles méthodes, dites globales, permettant l'accès direct au champ de vitesse instantané dans un plan se développent actuellement de manière accrue. Dans le cadre des turbomachines, la vélocimétrie par image de particules (PIV) peut devenir une technique complémentaire de la vélocimétrie classique, notamment dans le domaine de l'étude des écoulements instationnaires. Cependant, elle reste pour l'instant moins précise et autorise les mesures dans des zones moins étendues.

Dans cette optique une nouvelle technique globale de mesure de vitesse est apparue au début des années 90, la DGV *(Doppler Global Velocimetry)*. Elle a le potentiel pour déterminer simultanément les trois composantes de la vitesse dans un plan et est capable de résoudre avec la même précision toutes les structures spatiales de l'écoulement. Son application pour des écoulements en turbomachines peut donc se révéler particulièrement intéressante. Son développement étant très récent peu de résultats ont été obtenus pour des écoulements en milieu confiné tel que les turbomachines *(Roehle and Schodl 1997)*.
Depuis 1998, un dispositif DGV est en cours de développement au département DMAE (Département Modèles pour l'Aérodynamique et l'Energétique) de *l'Onera-Toulouse*. Différentes campagnes d'essais en soufflerie ont été réalisées depuis et ont permis, d'une part de valider la méthode, et d'autre part d'améliorer le système.

Le présent mémoire synthétise les travaux effectués et comporte essentiellement trois grandes parties. La première est consacrée à une étude sur l'application des techniques de mesures classiques en turbomachines afin de lister les difficultés rencontrées et d'établir un

tableau comparatif entre les différentes méthodes. Elle propose ensuite une description du dispositif DGV à travers une étude bibliographique. La seconde partie correspond à la description du système développé à *l'Onera-Toulouse* au sein de l'unité TME (Techniques et Méthodes Expérimentales) du DMAE ainsi qu'à une étude réalisée sur l'ensemencement et la polarisation. Enfin, la dernière partie sera consacrée à une expérience comparative avec la PIV sur un écoulement à l'aval d'un profil de compresseur transsonique en soufflerie. Ces travaux ont été réalisés en collaboration avec *SupAéro* et *l'Ecole Centrale de Lyon*.

CHAPITRE 1

L'application de la vélocimétrie laser dans le cadre des machines tournantes reste délicate. L'environnement même de ces installations constitue un handicap important pour toute la partie optique et source lumineuse du système, qu'il est nécessaire de protéger. Les vibrations induites par les moteurs de forte puissance ainsi que la température régnant à proximité de la zone de mesure sont les principales contraintes et imposent souvent l'éloignement de la source lumineuse. En outre, trois difficultés majeures apparaissent au niveau des mesures du fait du type des machines : l'accessibilité optique, les réflexions parasites et la stratégie de l'ensemencement. Enfin une particularité est la synchronisation des acquisitions avec la rotation de la machine.
Ce chapitre a pour but de rappeler les moyens mis en œuvre par chaque dispositif pour résoudre au mieux les difficultés citées précédemment afin de caractériser le plus précisément possible les champs de vitesse (champ moyen ou champ instantané) dans les différentes zones à explorer (mesures dans la roue mobile, proche des parois, zone masquée). Un rappel sur le principe physique ainsi que sur la définition des principales caractéristiques de chacune des techniques est rappelé dans l'annexe A.

1. L'accessibilité

L'accessibilité est la principale difficulté rencontrée dans le développement des techniques électro-optiques de mesure de vitesse en turbomachines. Puisque la vélocimétrie laser est une technique non intrusive, les dispositifs d'émission et de détection sont situés à l'extérieur de la veine d'essais afin de ne pas perturber l'écoulement. L'aménagement d'un hublot optique de visée sur le carter (enveloppe extérieure de la machine) devient alors indispensable pour introduire le volume de mesure dans l'écoulement et/ou pour capter le signal nécessaire au traitement (figure 6).

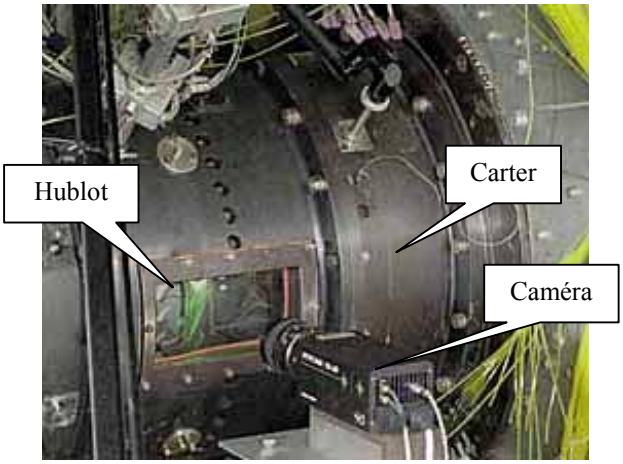


figure 6 : exemple de hublot de visée en PIV sur un compresseur axial (TSI).

Les contraintes thermique (température élevée dans les turbines) et mécanique (taux de pression élevé dans les compresseurs), pendant les phases d'essais, empêchent l'utilisation de fenêtres de visée de grande taille, ces dernières devant être courbes pour reproduire parfaitement la forme des carters (cylindrique, conique, etc…). Ceci impose des aménagements spécifiques pour chaque technique.

1.1. Notion de domaine de mesure et composantes

Un vélocimètre laser peut être caractérisé par deux paramètres : la dimension du domaine de mesure (0D : point, 1D : ligne, 2D : plan, 3D : volume) et le nombre de composantes de vitesse qu'il peut déterminer (1C, 2C ou 3C). Ainsi, la LDV et la L2F sont des dispositifs 0D-1C ou 2C ou 3C, la PIV s'apparente à un système 2D-2C (2D-3C pour la PIV stéréoscopique).

1.2. Mesures ponctuelles (0D)

1.2.1. Systèmes à deux composantes (0D-2C)

Les anémomètres laser Doppler ou bipoint bidimensionnels utilisent en toute rigueur un seul hublot puisque la lumière diffusée par les particules dans le volume de mesure créé peut être captée en rétrodiffusion suivant le même axe optique que le système d'émission des faisceaux. La taille de la fenêtre est alors minimisée de façon à pouvoir sonder la veine dans toute sa hauteur, jusqu'au moyeu, en tenant compte de l'angle solide de réception (une dizaine de degré environ). Pour des installations de grandes dimensions, de petits hublots plans sont généralement conçus, évitant ainsi les distorsions optiques des faisceaux laser. Pour minimiser les zones masquées par le vrillage des aubages (figure 7), l'axe optique du système d'émission n'est pas forcement orienté perpendiculairement aux dioptres, ce qui induit une légère déformation du volume de mesure dans la veine. Cette dernière est souvent négligée car les hublots plans sont de faible épaisseur (5 mm).

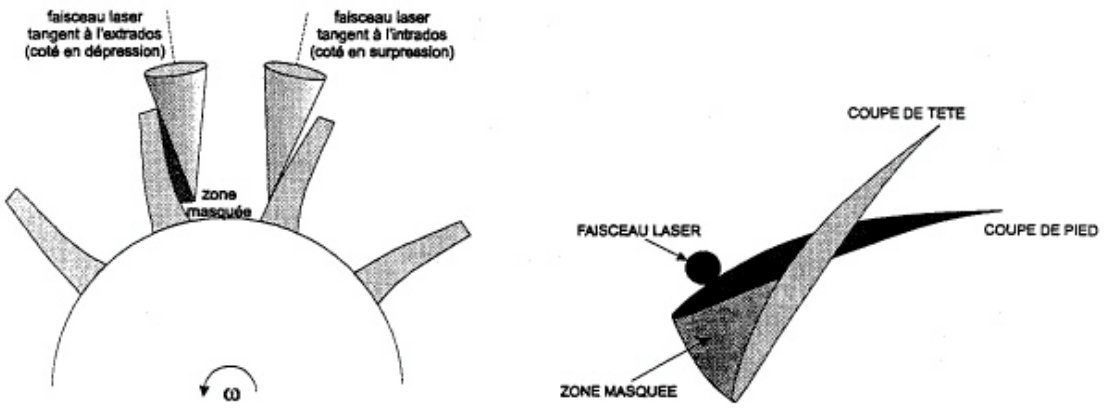


figure 7 : illustration des zones de masque générées par la géométrie vrillée des aubages et la forme conique du faisceau laser L2F (Charpenel 1998).

Par contre, lorsqu'il s'agit d'étudier des phénomènes secondaires comme le jeu en tête de pale du rotor ou lorsque les installations sont de petites dimensions, l'utilisation d'un hublot courbe devient indispensable. La discontinuité entre la surface d'un hublot plan et le contour intérieur du carter peut engendrer des perturbations du même ordre de grandeur que la structure aérodynamique étudiée *(Shabbir et al. 1997)*.
A plus forte raison dans un compresseur transsonique ou supersonique de petite taille, une perturbation géométrique même locale peut changer les caractéristiques globales du compresseur suite à la modification de l'équilibre radial dans la zone perturbée.

Afin d'obtenir une description fine de l'écoulement, la continuité géométrique de la veine au niveau du hublot doit être conservée *(Chima and Strazisar 1982, Williams 1987, Pasin and Tabakoff 1993, Doukelis et al. 1997)*.
Par ailleurs, les hublots courbes sont sources de distorsions optiques, qui augmentent avec l'immersion du volume de mesure. Tandis que ces distorsions n'empêchent pas la réalisation de mesures acceptables en anémométrie Doppler, et donc qu'il n'est pas nécessaire d'effectuer des corrections *(Doukelis et al. 1996)*, ce n'est pas le cas en anémométrie bipoint. Le problème est en effet plus sévère car le volume de mesure en L2F est créé par la focalisation de deux cônes de lumière, formant deux très fins faisceaux séparés d'une distance donnée. Des corrections doivent donc être apportées afin d'éliminer les distorsions optiques. Un système simple et peu coûteux a été conçu par *Ottavy et al. (1998)* pour un système L2F-2D et étendu au cas tridimensionnel par *Arnaud et al. (2000)*. Le principe de la correction est de compenser les déviations optiques induites par le hublot par l'interposition d'un second verre cylindrique, dit « verre correcteur », placé en amont (figure 8).

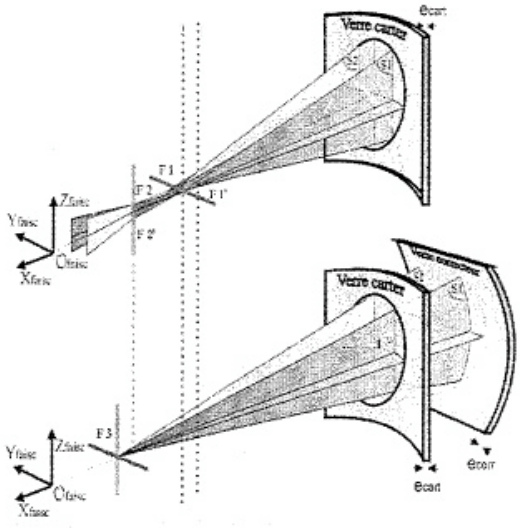


figure 8 : correction des distorsions optiques (Ottavy et al. 1998).

1.2.2. Extension des systèmes classiques à trois composantes (0D-3C)

Le passage à la détermination d'une troisième composante de vitesse dans les systèmes ponctuels est moins facile qu'il n'y paraît, compte tenu des problèmes liés à la limitation de l'accès optique et de l'encombrement des dispositifs tridimensionnels qui nécessitent la plupart du temps deux axes de visées différents. Seul *Schodl (1989)* a proposé un système bipoint utilisant quatre faisceaux parallèles de sorte que l'encombrement n'est guère plus élevé que pour un anémomètre L2F classique. Malheureusement, la méthode s'est avérée fortement dépendante des conditions d'expérimentation, en particulier de la stabilité des conditions d'ensemencement, et a dû, de ce fait, être abandonnée.

Tous les autres systèmes proposés sont basés sur l'utilisation de deux optiques formant entre elles un angle non nul compris généralement entre 20 et 40° *(Lakshminarasimha et al. 1989, Hobson and Dober 1994, Edmonds et al. 1997, Vouillarmet and Charpenel 1997, Ardey et al. 1997)*. C'est l'existence de cet angle qui permet d'accéder à la troisième composante de vitesse, et plus il est important, plus la précision est grande au niveau de la mesure. Néanmoins, un angle important provoque une augmentation de l'encombrement du système, c'est-à-dire qu'il va nécessiter l'utilisation de fenêtres de visée de grande taille qui accroissent les problèmes cités précédemment (discontinuités aux parois du carter lorsque le hublot est plan, déformation des volumes de mesure lorsque le hublot est courbe). Cet encombrement va d'autre part générer des difficultés supplémentaires pour s'approcher des parois des aubages dans les machines, limitant de ce fait l'accès aux zones ayant une influence importante sur le comportement de l'écoulement.

Ce type de difficultés a conduit certains auteurs *(Chriss et al. 1996)* à poursuivre dans la voie de l'anémométrie bidimensionnelle, mais en effectuant pour chaque point de mesure plusieurs explorations suivant des axes de visée différents ce qui permet de restituer une information tridimensionnelle à partir de deux séries de mesures bidimensionnelles. Cette

méthode de travail, utilisant plusieurs hublots de taille plus réduite que pour un système 3D, autorise un choix des axes de visée permettant de s'approcher au plus près des parois, tout en maintenant l'angle entre les deux directions d'observation à une valeur maximum. Elle s'avère donc d'une plus grande souplesse, puisqu'elle permet de minimiser les zones masquées à proximité des aubages, en même temps que d'optimiser la précision des mesures. Elle présente cependant un certain nombre d'inconvénients. Elle est tout d'abord plus lourde d'utilisation puisque deux séries de mesures (au minimum) doivent être entreprises au lieu d'une seule. De plus, elle ne permet de déterminer que les composantes moyennes de la vitesse, l'accès aux grandeurs fluctuantes n'étant possible que si les mesures ont été effectuées pour des axes de visée deux à deux orthogonaux. Enfin, la nécessité de se positionner aux mêmes points géométriques pour deux séries de mesures différentes peut engendrer des erreurs supplémentaires notamment dans les parties mobiles où ce positionnement s'effectue par l'intermédiaire du signal de synchronisation (voir § 4).

Le système L2F-3D présente quant à lui des limitations supplémentaires par rapport à un système Doppler 3D pour deux raisons principales. Tout d'abord, contrairement au cas bidimensionnel, il existe un étalonnage qui restreint la souplesse de son utilisation. Cet étalonnage doit normalement permettre la prise en compte de la géométrie complexe du volume, dans le but d'accroître la précision de la restitution des composantes du vecteur vitesse. Or, cette géométrie est modifiée lorsque les mesures sont effectuées à travers une vitre, en particulier lorsque la vitre n'est pas plane ou bien lorsqu'elle est plane mais attaquée avec un angle d'incidence non nul. De ce fait, un étalonnage s'avère nécessaire pour chaque point de mesure et, dans le cas d'un angle d'incidence non nul, pour toutes les positions angulaires explorées lors de la recherche d'angle. Cette condition semble indispensable pour obtenir des résultats avec une précision acceptable *(Ardey et al. 1997),* mais elle peut conduire à des coûts en temps inacceptables de sorte qu'il est parfois préférable de sacrifier la précision des résultats pour rendre les mesures réalisables. Le second type de limitations rencontrées dépend de la géométrie du système L2F-3D lui-même et de la nature de la procédure d'acquisition qui interdisent l'enregistrement simultané de toutes les grandeurs mesurées. Ceci nécessite un effort particulièrement important au niveau du traitement statistique pour permettre de remonter au champ tridimensionnel de vitesse et interdit la détermination de toutes les fluctuations.

Les résultats de mesures tridimensionnelles par vélocimétrie laser actuellement disponibles en turbomachines restent la plupart du temps limités à des machines d'essais basse-vitesse, mais ont montré leurs capacités quant à la description de phénomènes locaux tels que les écoulements de jeu. *Beversdorff (1997)* est l'un des seuls à avoir réalisé des mesures dans un compresseur axial transsonique à l'aide du système L2F-3D. Les autres résultats tridimensionnels obtenus à l'aide de l'anémométrie L2F ont été effectués dans des parties fixes et pour des configurations basse-vitesse *(Förster 1990, Ardey 1997, Charpenel 1998).*

1.2.3. Système à trois composantes particulier

Récemment, *Förster et al. (2000)* ont mis au point un système ponctuel tridimensionnel en couplant le principe du temps de vol utilisé en L2F, permettant de mesurer les composantes de la vitesse dans le plan perpendiculaire à l'axe optique du système, avec le principe du

décalage fréquentiel lié à l'effet Doppler mesuré à travers un discriminateur de fréquence (principe de la DGV). Le rapport des intensités des signaux émis par le *start* et *stop* en fonction du temps captés par les photomultiplicateurs permet de remonter à la troisième composante. Des essais sur un compresseur centrifuge transsonique ont permis de valider leur dispositif, l'accessibilité étant la même que pour un vélocimètre bipoint bidimensionnel classique.

1.3. Mesure dans le plan (2D-2C)

L'utilisation d'une technique globale de mesure de vitesse comme la PIV dans le cadre des turbomachines nécessite un certain nombre de modifications au niveau de l'accessibilité par rapport aux dispositifs ponctuels. En effet, le principe de visualisation à 90° d'un plan de lumière demande en toute rigueur deux accès optiques dans la machine *(Gogineni et al. 1997)*. A cette contrainte technique s'ajoute une contrainte aérodynamique qui veut que la nappe laser doit être convenablement orientée selon les surfaces de courant de l'écoulement afin de déterminer au mieux le déplacement des particules et donc de mesurer précisément les deux composantes de la vitesse dans le plan. Ceci complique donc son utilisation dans les machines centrifuges *(Oakes and Fleeter 1997)* où le repérage géométrique est délicat et dans les zones où l'écoulement peut être fortement tridimensionnel comme dans les sillages *(Wernet 1997)*. Des modifications importantes sont souvent faites pour instrumenter convenablement la machine.

1.3.1. Modifications sur les aubages

De nombreux tests ont été réalisés sur des installations à rafales comme au *DRA Pyestock (UK)* pour appréhender le problème d'accessibilité dans des configurations réalistes de turbomachines *(Chana et al. 1992, Funes-Gallanzi et al. 1994)*. La PIV est particulièrement bien adaptée à ce type d'installations puisqu'elle permet d'obtenir instantanément des champs de vitesse bidimensionnels. *Bryanston-Cross et al. (1991)* ont par exemple conçu des aubages de stator entièrement en plexiglas pour limiter les zones masquées dans le canal (figure 9).

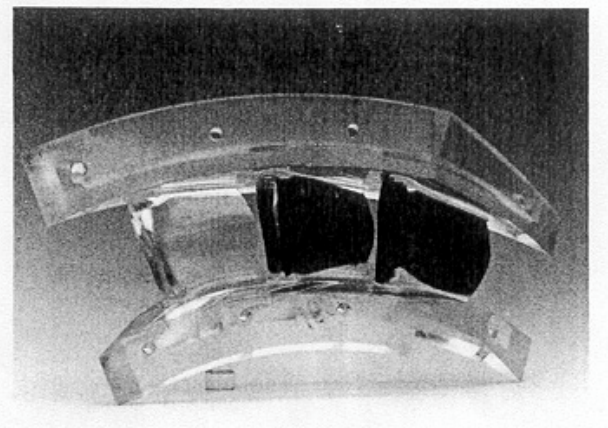


figure 9 : aubages de stator réalisés en plexiglas.

Chana et al. (1997) ont réalisé des mesures entre un stator et un rotor d'un étage de turbine haute pression en équipant certaines aubes du stator de hublot afin d'introduire la nappe dans l'écoulement. Néanmoins ce type d'adaptation semble difficilement réalisable ailleurs que sur des installations expérimentales.

1.3.2. Utilisation de sonde périscopique

Pour ne concevoir qu'un seul hublot et orienter plus aisément le plan de lumière dans la veine, *Bryanston-Cross et al. (1991)* ont utilisé un système périscopique. Ce dispositif a été repris par *Wernet (1997)* et appliqué sur un compresseur axial transsonique (figure 10). C'est une sonde intrusive, de 12,7 mm de diamètre extérieur, comprenant les optiques servant à générer la nappe. Elle est positionnée à l'amont de la zone de mesure et décalée en azimut afin d'éviter toute perturbation aérodynamique. La lumière est guidée à la sortie du laser à l'aide d'un bras articulé, car le transport par fibres optiques limite la puissance lumineuse.

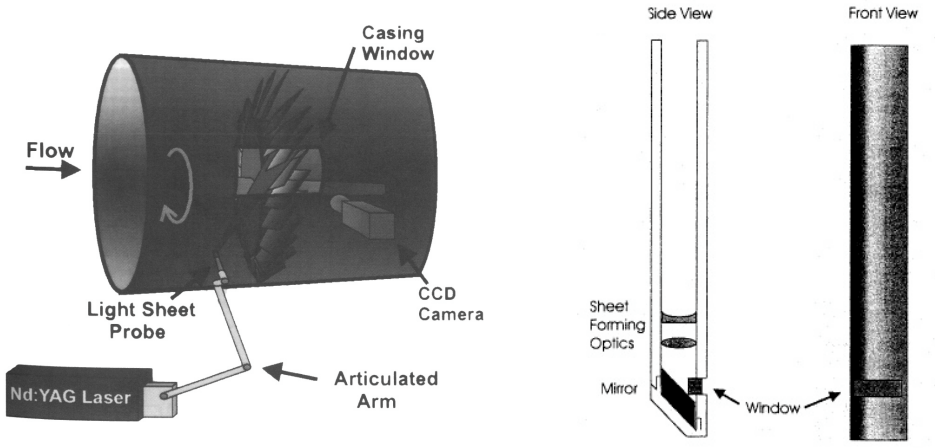


figure 10 : système périscopique utilisé par Wernet (1997) sur un compresseur axial transsonique.

Wernet (1998) l'a ensuite utilisée dans un compresseur centrifuge pour effectuer des mesures entre la roue mobile et le diffuseur. Cinq périscopes positionnés à l'aval du diffuseur et dirigés différemment ont été nécessaires pour éclairer la zone de mesure par suite de l'encombrement des aubages. Les résultats obtenus ont notamment permis de faire des mesures plus proches des parois du moyeu qu'avec un vélocimètre laser Doppler classique.

1.3.3. Conclusion

La PIV semble plus délicate à mettre en œuvre dans des installations confinées où l'accessibilité est réduite car l'observation ne peut se faire que perpendiculairement au plan laser. Ce dernier doit de plus être orienté selon les surfaces de courant de l'écoulement de façon à restituer convenablement deux composantes de vitesse. Néanmoins, cette technique globale permet un gain de temps important par rapport aux techniques ponctuelles puisqu'il est possible d'obtenir instantanément et simultanément des informations sur la vitesse en de

nombreux points. La réduction des coûts d'utilisation pour qualifier des bancs d'essai industriels en fait un dispositif particulièrement performant. Enfin, l'acquisition de données instantanées dans l'étude des écoulements en turbomachines, permet d'avoir accès à certaines informations instationnaires de l'écoulement, déterminées jusque là qu'à partir d'analyse de corrélation. *Oakes and Fleeter (1997)* ont pu étudier ainsi l'apparition du calage dans un compresseur centrifuge. *Wernet and Bright (1999)* et *Wernet (2000)* ont effectué des mesures de vitesse pendant le pompage d'un compresseur centrifuge, ce qui est très délicat à réaliser à l'aide des anémomètres ponctuels et ont mis en évidence une inversion complète de l'écoulement dans le diffuseur.

La PIV stéréoscopique (système 2D-3C) permettant la mesure simultanée des trois composantes de la vitesse n'est utilisée que pour déterminer les champs aérodynamiques dans les grandes souffleries et n'a pas encore été mise au point pour des applications dans les turbomachines tant l'accessibilité reste délicate à mettre en œuvre. *Wernet (1997)* a pourtant décidé d'entreprendre une étude de faisabilité d'un système PIV stéréoscopique sur un compresseur axial transsonique.

2. Les réflexions parasites

La hauteur de la veine, la présence des aubages et du moyeu face à la fenêtre de visée imposent aux vélocimètres laser d'être parfaitement adaptés à la mesure dans un environnement pollué par les réflexions parasites, notamment lorsqu'il s'agit de sonder l'écoulement proche des parois. Le rendement de certaines machines peut être limité par des phénomènes de décollement sur les aubes et sur le carter qu'il est indispensable de mesurer. Dans ces conditions, les dispositifs ponctuels semblent bien adaptés car la lumière est principalement concentrée dans le volume de mesure, ce qui réduit le bruit lié aux réflexions. En outre, l'axe optique d'émission du système peut être dirigé perpendiculairement à une paroi. Ce n'est pas le cas en PIV, où les mesures de proche paroi imposent des orientations particulières de la nappe afin d'éviter les impacts directs.

La vélocimétrie bipoint est apparue comme une alternative à la vélocimétrie laser Doppler pour étudier les écoulements hautes vitesses dans des configurations géométriques complexes et confinées pour une raison essentielle. De par son principe, elle concentre dans son volume de mesure entre 100 et 1000 fois plus de lumière qu'en LDV dans des conditions de fonctionnement similaires. L'influence de la lumière parasite est réduite d'un facteur deux car chaque photo-détecteur ne perçoit que les réflexions d'un seul faisceau du volume de mesure (l'amplitude du signal restant constante). Le rapport signal sur bruit est donc meilleur proche des parois. De plus, les zones de masque sont moins importantes en L2F car le volume de mesure est généré à partir de cônes de lumière qui peuvent être en partie coupés sans pour autant empêcher la formation du volume élémentaire (la concentration lumineuse sera seulement moins importante).

La technique de temps de vol est donc particulièrement bien adaptée à la mesure des hautes vitesses. La concentration de lumière dans la zone de mesure permet alors d'ensemencer l'écoulement avec des particules de taille plus réduite que celle utilisée en

LDV. Ces particules suivent mieux l'écoulement, notamment en présence de forts gradients de vitesse. Des tailles submicroniques sont fortement recommandées pour la détermination des chocs transsoniques *(Melling 1986)*.

3. L'ensemencement

Pour pouvoir mesurer la vitesse des écoulements, il est nécessaire d'ensemencer le fluide, car les poussières présentes naturellement dans l'air ne suffisent pas (voir aussi chap. 4). En turbomachines, plusieurs critères justifient une étude préalable des traceurs utilisés.
Les forts gradients de vitesse rencontrés dans certaines machines transsoniques imposent souvent des tailles de particules inférieures à 0,5 microns pour limiter la traînée et l'effet des forces centrifuges *(Melling 1986)*. De surcroît, il devient souvent nécessaire d'utiliser des particules calibrées, car la disparité des tailles dans ces conditions provoque des erreurs de mesures importantes.
La qualité du signal enregistré par le système de détection va dépendre des propriétés réfléchissantes des particules. Pour les tailles de particules considérées, l'intensité lumineuse diffusée peut être déterminée à partir de la théorie de Mie, et va dépendre de la direction d'observation. Cette dernière est souvent imposée par les problèmes d'accessibilité ou par la technique elle-même (en rétrodiffusion pour les vélocimètres ponctuels, à 90° pour la PIV).
Il existe également des problèmes de tenue en température des particules dans les machines haute-vitesse. Les températures élevées rencontrées dans ces dernières limitent l'utilisation des huiles et conduisent à effectuer l'ensemencement de l'écoulement à l'aide de particules solides lorsque la configuration le permet. Pourtant, l'utilisation de particules solides en turbomachines est limitée car ces dernières peuvent s'introduire dans les paliers non étanches et pour certaines, peuvent être abrasives, provoquant notamment une érosion des aubages.
Enfin, des problèmes liés à l'encrassement des hublots apparaissent du fait de la difficulté à procéder au nettoyage pendant la rotation de la machine. Ceci conduit à rechercher les particules les plus « propres » possible et à limiter la concentration et le débit d'ensemencement pour essayer de lutter contre l'encrassement. Pour les dispositifs ponctuels l'ensemencement peut être localisé au niveau des lignes de courant incidentes au volume de mesure, par contre en PIV l'ensemencement de la veine est global ce qui généralement accélère l'encrassement. Certains ont mis en place des systèmes de nettoyage automatique pendant les essais en disposant à l'amont du hublot une rangée de trous de très faible diamètre (environ 0,05 mm), à travers lesquels un produit dégraissant (Toluène) est injecté à la pression locale de l'écoulement pour être convecté sur le hublot *(Trébinjac and Vouillarmet 1990)*.
Finalement, les particules les plus souvent utilisées sont issues de fumée d'huile (paraffine) lorsque les contraintes thermiques le permettent, ou des billes de polystyrène calibrées.

4. La synchronisation

Enfin, la particularité des mesures en turbomachines vient du fait que la géométrie n'est pas statique mais dynamique. La rotation des roues mobiles et le passage successif des aubages au cours du temps nécessite de synchroniser la machine avec le vélocimètre. Elle

permet de définir une origine temporelle qui servira à recaler géométriquement, dans le repère relatif, les points de mesure pour les techniques ponctuelles (LDV et L2F). Cette synchronisation évite aussi de faire l'acquisition des données pendant le passage des aubes dans le volume de mesure. Généralement, un signal provenant de l'arbre de la machine commande un dispositif permettant de couper l'émission laser à intervalle de temps régulier et pendant une durée donnée, afin d'assurer la répétabilité des prises de mesure en fonction de la cadence de passage des aubes (jusqu'à 20 kHz). La durée de coupure correspond au temps de passage de l'aubage dans le volume de mesure, et l'intervalle de temps peut correspondre, soit à une synchronisation par révolution, soit à une synchronisation par canal. Pour la technique d'imagerie PIV, la présence d'une extrémité d'aubage sur les images permettra de connaître précisément la position géométrique au moment de la mesure.

5. Conclusion

Il est maintenant reconnu que les écoulements en turbomachines sont fortement instationnaires. Ces instationnarités sont le résultat de distorsions apparaissant à l'amont des moteurs aéronautiques (entrée d'air), aux transports des sillages, aux écoulements secondaires, à la turbulence, aux champs potentiels. Afin d'améliorer les performances, les aubages sont fortement chargés et la réduction des tailles, amplifiant les interactions entre roues mobiles et roues fixes, sont les principales sources d'excitation aérodynamique instationnaire. Des phénomènes souvent observés comme les structures choc/vortex ou les interactions choc/paroi provoquent des non uniformités et des structures instables, entraînant vibrations et vieillissement prématuré des composants.
La démarche scientifique de conception des moteurs repose sur un dialogue étroit entre les expériences sur des configurations d'essais, bien instrumentées et représentatives, et les travaux d'amélioration des simulations numériques. Une connaissance détaillée de la structure de l'écoulement en configurations réalistes de machines est donc indispensable, et ce à l'intérieur même des roues mobiles. Néanmoins, les modèles empiriques utilisés dans les calculs sont encore basés sur des mesures stationnaires de l'écoulement et sont donc inappropriés à l'étude des structures instationnaires.
En effet, les dispositifs optiques de vélocimétrie laser classique (LDV et L2F), de par leur fonctionnement, ne permettent d'accéder qu'à des informations locales et moyennes de l'écoulement. L'obtention des cartographies du champ de vitesse nécessite le déplacement du volume de mesure entre chaque point. La résolution spatiale étant directement liée aux nombres de points de mesure, ces techniques deviennent rapidement coûteuses au niveau de l'utilisation des bancs d'essai industriels lorsque l'écoulement doit être sondé précisément. Les mesures proches des parois et le traitement précis de la turbulence augmentent encore la durée des essais puisqu'ils nécessitent le passage d'un nombre important de particules dans le volume de mesure. Ces techniques ne permettent donc pas d'évaluer simplement les aspects instationnaires, principales caractéristiques des écoulements en turbomachines.
Aujourd'hui, pour réduire les dépenses engendrées par ces dispositifs, il est nécessaire de développer des techniques plus rapides au niveau de l'acquisition afin d'avoir accès à terme aux phénomènes instationnaires de l'écoulement. Dans ce sens, depuis une dizaine d'années, la PIV est devenue un outil indispensable dans l'étude des écoulements internes. Néanmoins, cette technique n'a pas pour vocation immédiate de remplacer les dispositifs ponctuels de

LDV et de L2F, encore majoritaires sur les bancs d'essai. La difficulté de mise en œuvre d'un système du point de vue de l'accessibilité limite encore son utilisation en turbomachines. Elle s'apparente donc plutôt à une technique complémentaire des dispositifs déjà existants. Son aptitude à déterminer des cartographies bidimensionnelles de l'écoulement instantanément permet de mieux appréhender certains phénomènes instationnaires présents comme le transport des sillages, les interactions entre roue mobile et roue fixe d'un étage, les conditions de fonctionnement instable (calage et pompage dans les compresseurs) et peut donc fournir des bases de données conséquentes pour la validation des codes de calcul instationnaires. Néanmoins, la difficulté d'ensemencer l'écoulement de façon homogène et uniforme et l'aspect tridimensionnel de nombreuses structures sont une limite pour cette technique. Le plan de lumière doit être convenablement orienté ce qui limite les conditions d'observation. De plus le traitement, basé sur un calcul de corrélations entre les images, est complexe lorsque l'écoulement est perturbé et se résume souvent à un compromis entre une bonne précision des mesures et une bonne résolution spatiale.
Le tableau suivant rappelle les principales caractéristiques des systèmes de LDV, L2F et PIV dans leur application en turbomachines (tableau 2).

	LDV	L2F	PIV
Première utilisation en turbomachines	Wisler and Mossey (1972)	Schodl (1974)	Paone et al. (1988)
Direction de détection du signal	180° (rétrodiffusion) (sauf cas particulier)	180° (rétrodiffusion)	90° (perpendiculaire)
Systèmes multi-composantes	3 composantes : 1 système 2D + 1 système 1D orienté avec un angle α	3 composantes : 2 systèmes 2D orienté avec un angle α	2 composantes dans le plan
Nombre d'accès optique dans la machine	LDV-2D : 1 LDV-3D : 1 ou 2 suivant α	L2F-2D : 1 L2F-3D : 1 ou 2 suivant α	2 ou 1 + système périscopique
Courbure du hublot	peu contraignant (distorsions du volume de mesure négligées)	contraignant (nécessite des corrections)	peu contraignant (distorsions des images négligées)
Nombre de volumes de mesure dans une cartographie	100 à 200 (mesures successives)	100 à 200 (mesures successives)	1000 à 4000 (mesures simultanées)
Distance à la paroi	1 mm	< 1 mm	> 1 mm
Synchronisation	roue mobile / Laser (acquisition en continu sauf au passage des aubages)	roue mobile / Laser (acquisition en continu sauf au passage des aubages)	roue mobile / double pulse / image 1 et 2
Taille des particules	< 1 µm	< 0,5 µm	< 0,5 µm
Système embarqué	oui (*Abramian and Howard 93*)	non	non

tableau 2 : principales caractéristiques des systèmes couramment employés en turbomachines.

CHAPITRE 2

Ce chapitre a pour vocation de rappeler les principales étapes du développement de la Vélocimétrie Doppler Globale (en anglais DGV) au cours des dix dernières années, à travers une étude bibliographique aussi précise que possible. Les premiers travaux ont débuté en 1991 par *Komine et al.* au *Northrop Research and Technology Center*. Certaines équipes ont rebaptisé plus tard la technique PDV pour *Planar Doppler Velocimetry (McKenzie 1995)* car elle présente l'avantage de pouvoir fournir instantanément plusieurs centaines de milliers de points de mesure par rapport aux techniques de vélocimétrie laser ponctuelles.

1. Introduction sur la DGV

1.1. Position du problème

La modélisation exacte des structures instationnaires d'un écoulement complexe nécessite une connaissance approfondie des phénomènes physiques à l'origine de ces mécanismes. L'aspect champ moyen à haute résolution spatiale est important et l'estimation des distributions spatiales des structures, ainsi que leurs variations dans le temps impose le développement de techniques de mesure performantes, capables de déterminer en un minimum de temps, un ensemble d'informations sur le champ de vitesse, en tout point de la zone de l'écoulement considérée, sans perturber ce dernier. C'est dans ce but précis qu'ont été développées les techniques optiques globales non intrusives de mesure de vitesse et notamment la DGV.

En effet, la Vélocimétrie Doppler Globale permet de déterminer de façon quantitative et simultanée les trois composantes du vecteur vitesse d'un écoulement dans un plan matérialisé par une nappe laser. Elle a l'avantage d'être beaucoup plus rapide que les techniques ponctuelles de LDV et de L2F, nécessitant le déplacement d'un volume de mesure, et peut mesurer les trois composantes avec une précision similaire. Ceci en fait une technique

particulièrement bien adaptée pour sonder de grands champs, ou pour l'étude des phénomènes instationnaires, et offre donc des avantages significatifs pour la recherche aérodynamique. Cependant, c'est une technique « nouvelle » (plus jeune de dix ans que la PIV par exemple) et nécessite encore des développements et des améliorations.

1.2. Principe de base : effet Doppler

1.2.1. Rappel de l'équation reliant la vitesse au décalage fréquentiel

Le principe consiste à déterminer la vitesse de particules traceurs en mouvement, injectées dans l'écoulement, à partir de la mesure du décalage en fréquence de la lumière diffusée par ces particules, traversant un faisceau de lumière laser.
La relation entre la vitesse et le décalage fréquentiel est donnée par la relation (annexe A) :

$$\Delta\nu = \nu_D - \nu_0 = \frac{\nu_0}{c}\vec{V}.\left(\vec{R} - \vec{E}\right) = \frac{1}{\lambda_0}\vec{V}.\left(\vec{R} - \vec{E}\right) \qquad (2.1)$$

- $\Delta\nu$ est le décalage fréquentiel,
- ν_D est la fréquence Doppler,
- ν_0 est la fréquence d'émission du laser ($\nu_0 = \lambda_0.c$),
- c est la célérité,
- $\vec{V}$ est le vecteur vitesse des particules,
- $\vec{R}$ et $\vec{E}$ sont respectivement le vecteur unitaire dans la direction d'observation (réception) et dans la direction d'émission (direction de propagation du faisceau).

1.2.2. Interprétation

Le produit scalaire dans l'expression (2.1) indique que le terme $\Delta\nu$ dépend de la configuration géométrique de l'émission et de la réception. Il est donc possible de mesurer les trois composantes du vecteur vitesse en modifiant la direction de propagation de la lumière et/ou la position de l'observation.

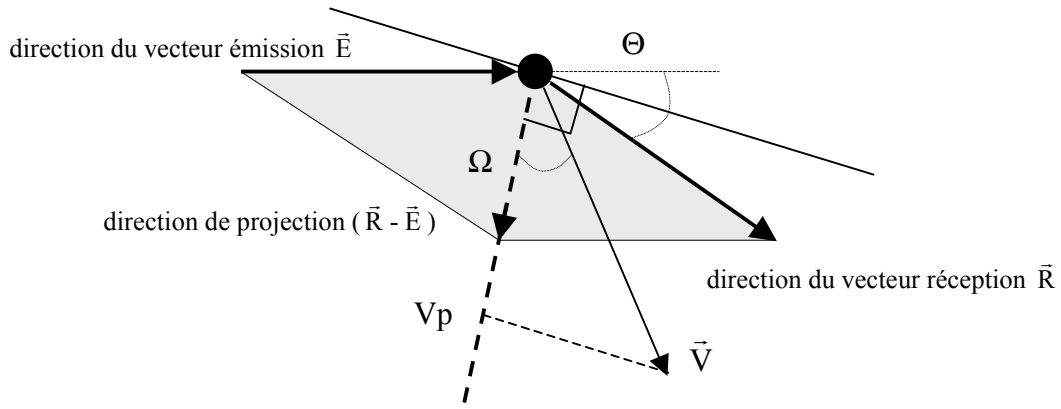


figure 11 : représentation géométrique dans le plan.

La composante du vecteur vitesse projetée dans la direction ($\vec{R}$ - $\vec{E}$) s'écrit :

$$Vp = V\cos\Omega = \left(\frac{\lambda_0}{2\sin(\Theta/2)}\right)\Delta\nu \qquad (2.2)$$

où Θ est l'angle entre la direction du vecteur émission et la direction du vecteur réception (figure 11). Le terme entre parenthèses dans la relation (2.2) renseigne sur la précision de la mesure dans une configuration géométrique donnée. Il s'exprime en m/s par MHz. Par exemple, pour un angle $\Theta = \pi$ (rétrodiffusion), la précision est de 0,26 m/s par MHz. Il indique aussi l'erreur commise sur la vitesse lorsque se produisent des variations de fréquence.

1.3. Mesure du décalage fréquentiel

Le décalage fréquentiel $\Delta\nu$ lié à l'effet Doppler ne représente que quelques dizaines de MHz. Il est donc très faible devant la fréquence d'émission du laser (de l'ordre de 10^{14} Hz). La difficulté rencontrée par les chercheurs a donc été de développer des moyens de mesure expérimentaux pour pouvoir déterminer directement ce décalage.

1.3.1. Rappel historique

Yeh and Cummins (1964), précurseurs de la Vélocimétrie Laser à Franges, ont été les premiers à déterminer le décalage Doppler de la lumière diffusée par des particules en mouvement traversant un faisceau laser. Leur dispositif, basé sur le principe de l'hétérodynage, permettait de recombiner une partie du faisceau laser incident avec le faisceau de lumière diffusée, et d'analyser à travers un photomultiplicateur un signal contenant la différence de fréquence. Néanmoins, cette méthode de détection indirecte ne permettait pas d'étendre le principe à des mesures globales.

La première mesure directe du décalage fréquentiel a été entreprise par *Self (1974)* en utilisant un interféromètre de Fabry-Pérot. Cette approche était nécessaire car les vitesses qu'il devait mesurer induisaient des variations de fréquence supérieures à la fréquence de réponse d'un photomultiplicateur. Malgré cela, cette technique avait un faible rapport signal à bruit, et aucune mesure globale ne pouvait être faite.

A la place de l'interféromètre de Fabry-Pérot, *Seiler and Srulijes (1986)* ont utilisé un interféromètre de Michelson, permettant d'effectuer des mesures directes du décalage Doppler, et d'étendre le principe à des mesures globales. Ils obtenaient des cartographies de franges indiquant les positions où les décalages fréquentiels représentaient des multiples du retard de phase de l'interféromètre. La sensibilité et la difficulté de maintenir l'alignement des composants optiques limitaient néanmoins l'application de cette technique.

1.3.2. La cellule à iode : discriminateur de fréquence

En 1991, *Komine et al.* utilisent les propriétés d'absorption de la vapeur d'iode pour réaliser un filtre moléculaire, permettant ainsi de convertir la variation de fréquence liée à

l'effet Doppler en une variation de transmission de la lumière à travers le filtre. La molécule d'iode a été choisie car elle possède de nombreuses raies d'absorption dans le spectre visible (figure 12), notamment au voisinage de la longueur d'onde d'émission du laser Argon (λ_0=514,5 nm).

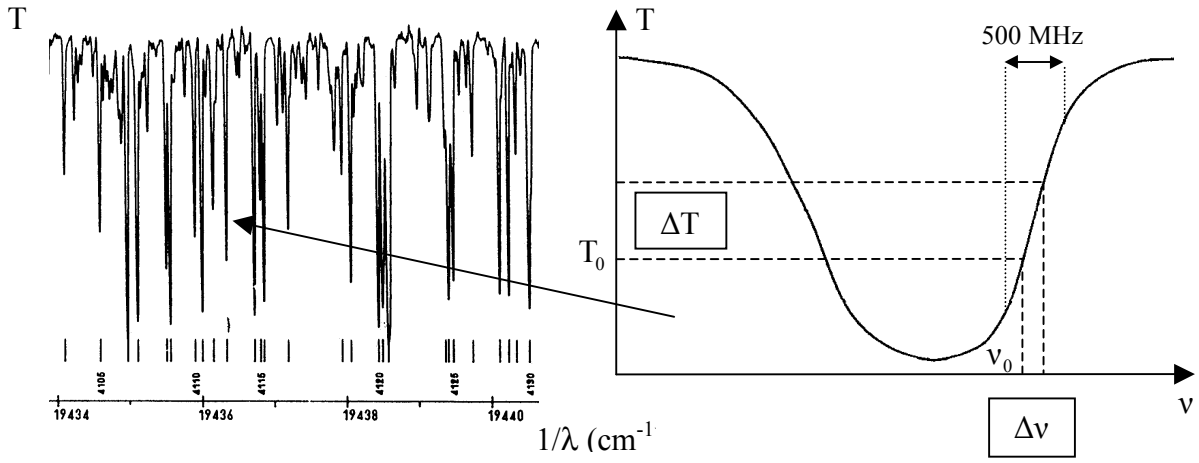


figure 12 : spectre électromagnétique de l'iode au voisinage de la longueur d'onde 514,5 nm (Gerstenkorn et Luc 1978), raie isolée.

La partie linéaire du profil est souvent privilégiée car c'est la plus apte à rendre compte de la variation fréquentielle en fonction de la variation de transmission (forte pente). Elle représente une gamme de fréquence d'environ 500 MHz.

Le dispositif optique se présente sous la forme d'une cellule en verre contenant de l'iode en phase gazeuse (figure 13). Ce discriminateur de fréquence est particulier car sa réponse peut varier au cours du temps en fonction de la température. Cette dernière agit sur la quantité de vapeur d'iode présente dans la cellule et donc sur son pouvoir absorbant. La position de la raie dans le spectre est indépendante de la température, seul le profil varie. La température doit être stabilisée afin de reproduire durant les essais le même profil d'absorption.

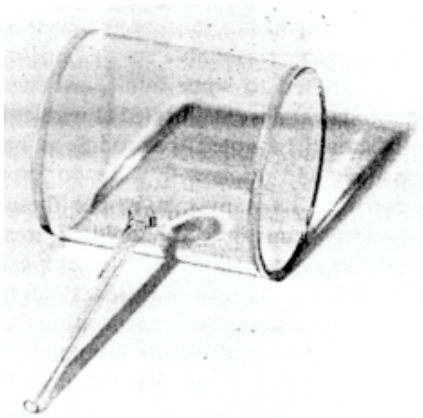


figure 13 : photo d'une cellule à iode (Chan et al. 1995a).

La cellule constitue un dispositif optique large car les hublots latéraux font plusieurs centimètres de diamètre, la technique n'est donc pas restreinte à filtrer la lumière diffusée par des particules détectées individuellement comme c'est le cas pour les vélocimètres ponctuels. Le faisceau laser peut donc être étendu à une nappe laser et la détection du flux lumineux transmis par un ensemble de particules sur le temps de la mesure sera alors réalisée par l'intermédiaire de capteurs CCD *(Charge Coupled Device)*.

1.3.3. La source laser

En accordant la fréquence de l'onde émise par le laser ν_0 dans la gamme de fréquence du front montant ou descendant de la raie d'absorption sélectionnée dans le spectre, toute variation fréquentielle de l'onde qui pénètre dans la cellule se traduit par une absorption plus ou moins importante de cette lumière, et donc par une variation de la transmission du filtre moléculaire (figure 14). L'ambiguïté directionnelle est donc simplement résolue.

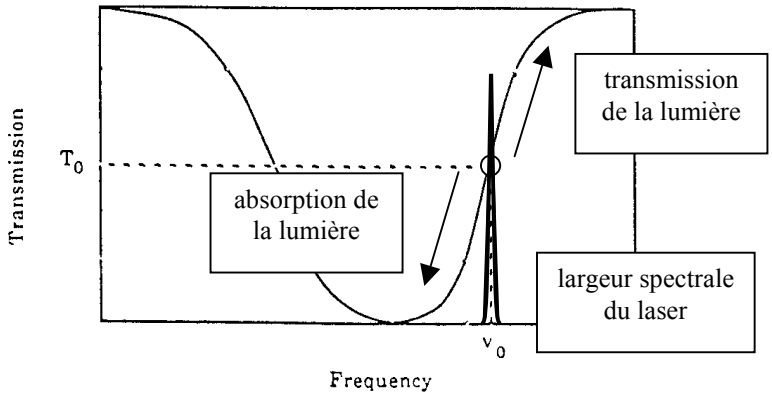


figure 14 : exemple de profil théorique de la raie d'absorption de l'iode.

Pour que la mesure soit précise, la largeur spectrale de l'onde émise par le laser doit être la plus étroite possible, par rapport à la largeur de la raie d'absorption (cette dernière fait environ 1,5 GHz dans sa totalité, mais seulement 500 MHz dans la partie utilisable).

La largeur spectrale d'un laser monochromatique fait généralement plusieurs GHz. Elle est liée à la présence d'un ensemble de modes longitudinaux oscillants dans la cavité. Afin de réduire cette largeur, le laser est équipé d'un étalon Fabry-Pérot interne piloté en température permettant de sélectionner un seul des modes longitudinaux susceptibles d'osciller.
La figure 15 représente schématiquement la courbe de gain du milieu actif du laser ainsi que la courbe de perte induite par l'étalon Fabry-Pérot. Le mode longitudinal est sélectionné grâce à l'étalon par atténuation des autres. Le pilotage en température permet alors de « déplacer » la courbe de perte dans le domaine fréquentiel du laser ce qui se traduit par des sauts de mode (une centaine de MHz). La fréquence d'émission du laser peut donc être modifiée par balayage jusqu'au positionnement voulu dans le profil d'absorption (figure 14). Puisque le minimum de perte est atteint sur une gamme de fréquence très étroite, seul le mode

correspondant à ce minimum peut être émis par le laser d'où une largeur spectrale très faible (inférieure à 10 MHz pour les laser continus, de l'ordre de 150 MHz pour les lasers pulsés).

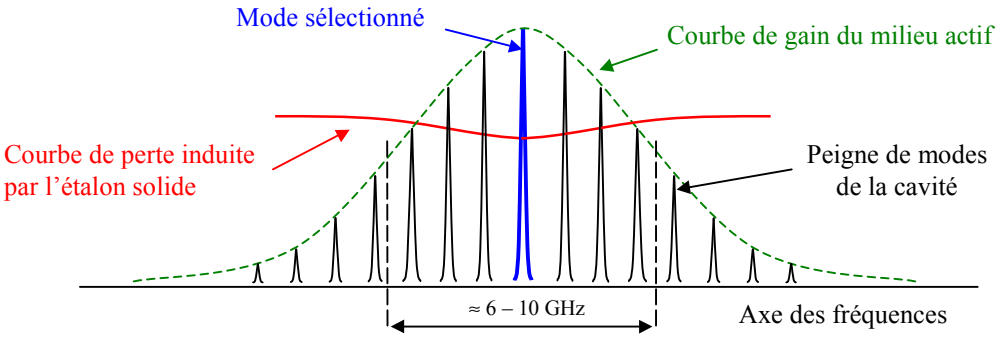


figure 15 : courbes de gain et de perte du milieu actif.

Deux types de laser peuvent être utilisés en DGV : le laser continu (laser Argon émettant à 514,5 nm) et le laser pulsé (laser Nd:YAG émettant à 532 nm).

La technique de DGV ne mesure pas directement la fréquence Doppler mais une différence $\Delta\nu$ par rapport à la fréquence d'émission du laser. Il est donc indispensable de connaître précisément cette dernière pendant la phase de mesure. Le laser doit donc être parfaitement stabilisé pour ne pas introduire un biais sur la mesure de la vitesse.

1.3.4. Les capteurs CCD

L'utilisation de la cellule à iode dans le dispositif permet de convertir la variation fréquentielle $\Delta\nu$ en variation de transmission ΔT (figure 12). La mesure consiste alors à déterminer des variations d'intensité lumineuse. La transmission est obtenue à l'aide de deux caméras CCD. La première, appelée caméra signal, capte le flux lumineux à travers la cellule, la seconde, appelée caméra référence, détecte directement la lumière par séparation du chemin optique. Le rapport d'intensité perçu entre l'image signal et l'image référence donnera pour chaque pixel une valeur de transmission locale. Cette transmission sera à comparer avec la transmission T_0 correspondant à la fréquence ν_0 de façon à remonter au décalage fréquentiel (figure 14).
En outre, l'utilisation des deux caméras pour observer la même scène va permettre de s'affranchir des variations d'intensité lumineuse provenant de la nappe et de la répartition de l'ensemencement dans la zone considérée (distribution de taille et densité). La précision des mesures sera alors fonction de la discrétisation spatiale, temporelle et en intensité des capteurs.

1.4. Conséquences

La DGV est un moyen de mesure direct du décalage Doppler dont le dispositif optique est relativement simple par rapport aux premières techniques de détection. Les principales caractéristiques sont présentées ci-dessous.

1.4.1. Extension à un système de mesure globale de la vitesse

L'utilisation de la cellule à iode comme discriminateur de fréquence permet d'étendre la mesure à un plan, matérialisé par une nappe laser dans l'écoulement.

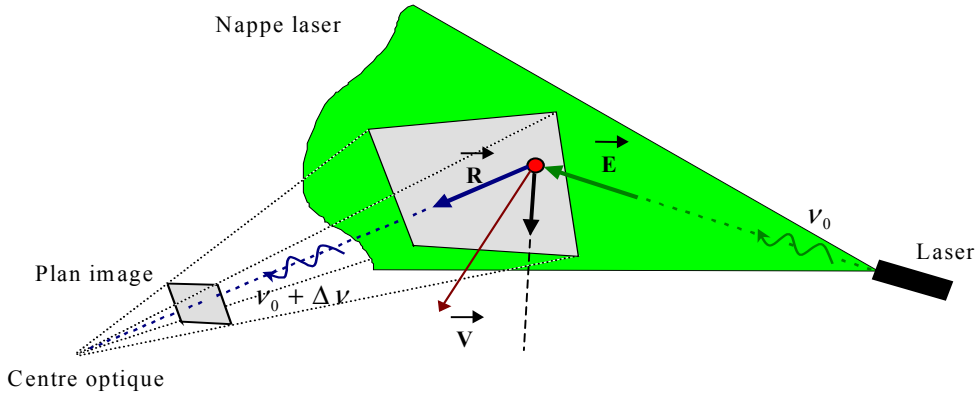


figure 16 : principe de la mesure DGV globale.

Le principe consiste alors à déterminer la transmission pour les ondes lumineuses diffusées par les particules qui traversent la partie du plan laser observée par les détecteurs (figure 16). La direction des vecteurs unitaires émission et réception définissent la direction de projection du vecteur vitesse ($\vec{R}$ - $\vec{E}$).

1.4.2. Montage optique pour mesurer une composante

Une composante sera déterminée à l'aide d'un dispositif muni de deux caméras afin de définir la transmission à travers la cellule à iode (figure 17). Un étalonnage préalable permet de relier cette grandeur à la variation fréquentielle de l'onde incidente à la cellule. Le rapport des intensités des deux images simultanées du champ, conduit à une cartographie de transmission qui est représentative de la distribution des écarts de fréquence Doppler dans le plan de mesure, et donc de la composante de la vitesse des particules.

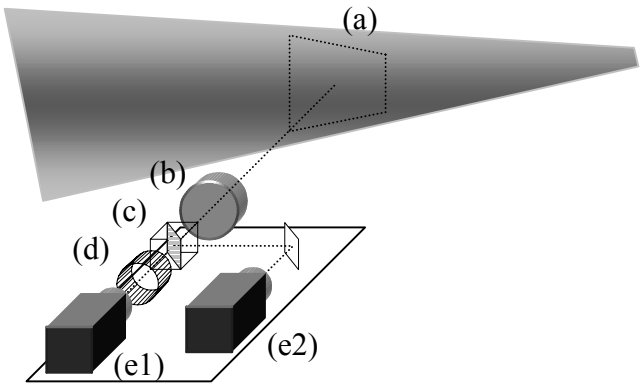


figure 17 : schéma de montage pour une composante.

La lumière réémise par la diffusion des particules provenant de la zone de mesure (a) est collectée à l'amont du dispositif de réception par une première lentille (b), souvent un objectif photographique. Une seconde lentille, placée derrière, permet de restituer l'image du champ sur les capteurs. Le faisceau de lumière est divisé avant l'entrée de la cellule à iode (d) en deux faisceaux distincts à l'aide d'une lame séparatrice ou d'un cube séparateur (c). Il est alors détecté par les deux caméras CCD synchronisées. Ces dernières enregistrent la même scène, une à travers la cellule à iode (image signal (e1)), l'autre directement (image référence (e2)).

1.4.3. Extension à la mesure des trois composantes de la vitesse

La relation vectorielle (2.1) projetée dans une base (X, Y, Z) quelconque donne :

$$\Delta\nu = \frac{\nu_0}{c}\left[V_X(R_X - E_X) + V_Y(R_Y - E_Y) + V_Z(R_Z - E_Z)\right] \qquad (2.3)$$

L'observation du plan de lumière par trois dispositifs de réception orientés dans trois directions différentes permet alors de déterminer les trois composantes de la vitesse, en résolvant pour chaque point un système linéaire de trois équations à trois inconnues V_X, V_Y, V_Z (i = 1,2,3) :

$$\Delta\nu_i = \frac{\nu_0}{c}\left[V_X(R_X - E_X)_i + V_Y(R_Y - E_Y)_i + V_Z(R_Z - E_Z)_i\right] \qquad (2.4)$$

L'autre possibilité est de générer trois nappes dans un même plan mais orientées différemment et de les observer dans une seule direction. Dans ce cas, l'acquisition simultanée des trois composantes est impossible. Ce choix n'est pas adapté à l'étude des écoulements instationnaires, néanmoins cette technique peut très bien satisfaire l'étude des écoulements stationnaires ou pour effectuer des champs moyens de vitesse.

1.4.4. Signal traité

La DGV ne requiert pas la résolution individuelle des particules comme c'est le cas pour les vélocimètres laser ponctuels. Elle est basée sur la détection de la lumière diffusée par un ensemble de particules. Les images produites contiennent l'information du décalage en chaque point du plan éclairé dans l'écoulement. Elle offre le potentiel d'être applicable à des souffleries de n'importe quelle taille, dans la mesure où le signal photométrique est suffisamment important par rapport au bruit intrinsèque de mesure.
Un point correspond au volume de mesure élémentaire vu par chaque pixel dans le plan image (figure 18). Ces dimensions sont déterminées par l'épaisseur de la nappe ainsi que la résolution spatiale des images (rapport objet/image), et peuvent varier en fonction de la profondeur de champ. Chaque volume de mesure contient plusieurs particules qui contribuent à la diffusion. La DGV produit donc des images dont l'intensité lumineuse sur chaque pixel est la somme des intensités lumineuses diffusées par les particules passant dans le volume de mesure pendant le temps d'intégration. Chaque pixel de l'image sera représentatif de la composante de vitesse locale mesurée, ce qui correspond à plusieurs milliers d'information

sur le champ simultanément. Les images des deux caméras doivent donc être superposées le mieux possible pour que le calcul de la transmission ait un sens, surtout lorsque les gradients d'intensité lumineuse sont importants.

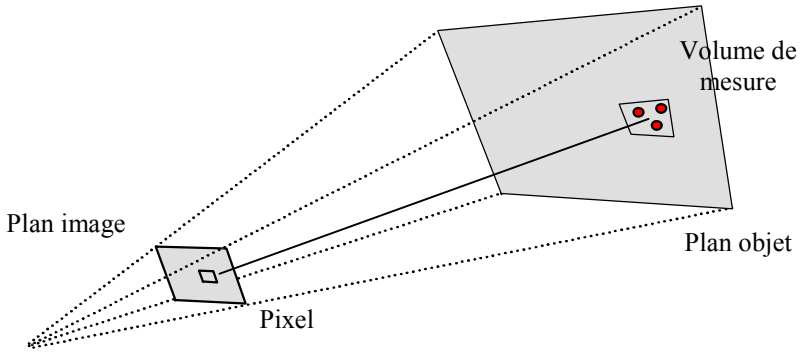


figure 18 : représentation du volume de mesure en DGV.

1.5. Les contraintes liées à la technique et au montage

Le décalage fréquentiel est appréhendé en DGV à partir de la détection du flux lumineux diffusé par les particules qui traversent la nappe laser. Deux types de facteurs peuvent influencer sur la précision de la mesure : les erreurs provenant de la scène observée, et celles issues du montage optique et du traitement.

1.5.1. Les sources d'erreurs dans le champ

Citons un ensemble de causes pouvant provoquer des erreurs, leur importance étant plus ou moins négligeable :

- La contribution de la lumière ambiante,
- Les réflexions multiples de la nappe à l'intérieur de la veine liées à l'utilisation de hublots,
- La modification du flux lumineux diffusé due aux salissures,
- L'éclairage des surfaces en contact avec la nappe, pouvant générer des lumières diffusées et la saturation des capteurs,
- L'éclairage local des parois et des hublots provenant de la lumière diffusée par les particules traceurs,
- Le phénomène de diffusion multiple,
- La différence de polarisation entre la lumière diffusée par les particules et par les surfaces solides. *McKenzie (1997a)* ajoute un cube séparateur polarisant devant le capteur pour atténuer cette dernière.

Ces phénomènes ne sont pas supprimés lors de la normalisation de l'image signal par l'image référence. Différentes images sont donc nécessaires dans le traitement pour éliminer certaines lumières parasites. Les autres doivent être minimisées lors de l'expérience. Ces problèmes seront à nouveau abordés dans la partie consacrée au traitement des images.

1.5.2. Sources d'erreurs liées au montage et au traitement

Citons les principales sources d'erreurs :

- Le contrôle de la fréquence d'émission du laser ainsi que la stabilisation thermique de la cellule à iode influencent la précision sur la mesure de la transmission,
- La réponse des capteurs CCD (sensibilité, non linéarité, discrétisation de l'intensité),
- Le bruit dans le signal capté par chaque pixel (bruits des caméras liés à la nature photométrique de la détection et à la nature électronique des caméras).

Dans la suite, chaque composant du dispositif d'émission et de réception va être analysé en détail à partir des différents montages proposés dans la littérature afin de décrire l'influence qu'il a sur l'ensemble du dispositif de la DGV.

1.6. Conclusion

La Vélocimétrie Doppler Globale est une nouvelle technique de mesure optique non intrusive permettant de déterminer simultanément les trois composantes du vecteur vitesse de particules traceurs suivant l'écoulement, traversant une nappe laser. Basée sur le principe de l'effet Doppler, elle utilise un composant optique spécifique, une cellule à iode, qui convertit la variation de fréquence de la lumière diffusée par les particules en variation de transmission. Elle est ensuite appréhendée par une technique d'imagerie en utilisant des caméras CCD. Les résultats obtenus se présentent sous la forme de cartographies d'intensité lumineuse qui après traitement permettent de restituer le champ de vitesse dans la zone filmée.

De par son principe, trois éléments jouent un rôle majeur dans le dispositif : l'émission laser permettant de générer le plan de mesure, la cellule à iode utilisée pour convertir les variations de fréquence locales en variation de transmission, et le dispositif de détection, principalement les caméras CCD qui captent le flux transmis.

2. Etude bibliographique d'un dispositif DGV

2.1. Les éléments du dispositif

2.1.1. Le laser

La source de lumière est générée à partir d'un laser dans la gamme des longueurs d'onde de la lumière verte (514,5 nm pour le laser continu, 532 nm pour le laser pulsé). Pour pouvoir extraire avec précision l'information sur le décalage Doppler à partir de la connaissance de la courbe de transmission de la cellule à iode, la largeur spectrale d'émission doit être petite devant la largeur spectrale de la raie d'absorption choisie (voir § 1.3.3). Pour cela, un dispositif d'asservissement permet de sélectionner un seul des modes susceptibles d'osciller dans la cavité laser, ce qui garantit une largeur spectrale inférieure à 10 MHz pour les lasers continus. En outre, le laser doit être équipé d'un système à balayage en fréquence pour « caler » la fréquence d'émission dans le profil d'absorption lors des essais, et pour

pouvoir déterminer expérimentalement la courbe de transmission de la cellule à iode à travers la chaîne d'acquisition.

Cette fréquence d'émission, servant de référence lors de la détermination du décalage fréquentiel, doit être parfaitement connue afin de ne pas introduire de biais sur le calcul de la composante de vitesse. C'est une des principales difficultés rencontrées dans le développement du dispositif. Différents montages ont été réalisés afin de contrôler au mieux cette fréquence.

2.1.1.1. Caractéristiques des lasers utilisés

Dans la littérature, il existe deux types de source laser : le laser continu *(Meyers et al. 1992, Lee et al. 1993, Chan et al. 1995b, Kuhlman et al. 1997, Beutner and Baust 1997, Roehle et al. 1998)* et le laser à impulsion *(Smith and Northam 1995, McKenzie 1995, Clancy and Samimy 1997, Arnette et al. 1998)*.

- Le laser continu classiquement utilisé est un laser de type Argon émettant à une longueur d'onde de 514,5 nm pour une puissance de 1 à 5 Watts en monomode. Sa largeur spectrale est de l'ordre de 10 MHz et peut être réduite dans certains cas à 2 MHz grâce au dispositif d'asservissement. Il est utilisé pour effectuer des cartographies de champ moyen de vitesse à la cadence des prises de vue. La moyenne temporelle dépend alors du temps d'intégration des caméras utilisées ainsi que de la cadence d'acquisition. Le principal avantage du laser continu est qu'il est plus facile à stabiliser en fréquence et que le phénomène de *« speckle »,* provenant des particules traversant la nappe, n'apparaît pas sur les images car il est moyenné en temps.

- Le laser à impulsion est un laser composé de deux cavités équipées chacune d'un barreau de Nd:YAG. Ces cavités émettent des impulsions lumineuses à la longueur d'onde de 1064 nm, avec une cadence de répétition de 10 à 20 Hz. Un cristal non linéaire permet d'effectuer le doublage de fréquence (532 nm) des faisceaux émis par ces deux cavités. Un dispositif optique permet de les recombiner à la sortie de la source. L'énergie des impulsions peut varier de 50 à 300 mJ suivant les installations sur des durées de quelques nanosecondes. Le principal inconvénient est sa largeur spectrale importante (150 MHz), par rapport à celle du laser continu, ce qui réduit sa plage de fonctionnement dans la raie d'absorption de l'iode (500 MHz), ainsi que l'instabilité de sa fréquence centrale (voir § 2.1.1.2). L'avantage est qu'il permet d'accéder à des mesures instantanées du champ de vitesse par sa technique stroboscopique.

Remarque 1 : la largeur spectrale de ce type de laser dépend de la durée de l'impulsion, et peut donc être réduite pour des impulsions longues (20 ns ou plus).

Remarque 2 : le phénomène de *speckle* apparaît lorsqu'une surface solide ou un nuage de particules est éclairé avec une lumière très cohérente. Il se traduit par l'apparition de taches plus ou moins sombres qui varient spatialement et temporellement (pour les particules en mouvement) et est très sensible aux angles d'observations. Cet effet « granuleux » peut disparaître complètement si la superposition des deux images se fait parfaitement, ce qui est souvent difficile. Son importance dépend essentiellement de la source de lumière utilisée.

Pour un laser continu, le *speckle* est relativement faible car il est moyenné en temps sur la durée d'intégration des images. Par contre, pour un laser à impulsion, il est la principale source de bruit dans le signal et doit être à tout prix éliminé. *Smith and Northam (1995)* estiment que sur des images individuelles le *speckle* engendre jusqu'à 9% d'erreur sur la mesure. Pour atténuer ce phénomène il est recommandé d'utiliser un objectif frontal de courte focale (figure 17). *Smith (1998)* utilise en plus un filtrage spatial pour atténuer le bruit.

2.1.1.2. Stabilisation du laser

La stabilisation en fréquence du laser pendant la durée des essais est une donnée importante pour mesurer correctement le décalage Doppler. Malheureusement, il existe toujours des dérives, dues entre autres aux instabilités thermiques de la cavité laser, qui rendent très difficile sa stabilisation. Ces dérives se manifestent, soit de façon discontinue par l'intermédiaire de sauts de mode d'une centaine de MHz (fonction de la longueur de la cavité), soit de façon continue en dérives lentes au cours du temps.
Ainsi, *Chan et al. (1995b)* attendent pendant quatre heures entre la mise en route de leur laser et les premières acquisitions pour éviter au maximum des sauts de mode. Ils observent une dérive lente de 1 GHz pendant cette durée en contrôlant la fréquence émise à travers un analyseur de spectre. *Kuhlman et al. (1997)* observent une dérive de 50 MHz sur une durée de 30 minutes après une heure de fonctionnement.

Pour les lasers pulsés, l'écart fréquentiel entre chaque impulsion peut atteindre plusieurs dizaines de MHz, pouvant induire une erreur de plusieurs m/s sur la vitesse. Globalement, ces lasers sont beaucoup plus difficiles à stabiliser. De plus, leur largeur spectrale est plus importante que les lasers continus et leur plage de fonctionnement plus réduite. Néanmoins, ce sont les seuls capables d'accéder aux informations instationnaires de l'écoulement, c'est pourquoi ils sont couramment utilisés.

2.1.1.3. Contrôle de la fréquence du laser

Puisque la stabilisation est quasi impossible, il est nécessaire de contrôler en temps réel la fréquence d'émission durant la phase d'essais, de façon à intégrer dans le processus de traitement les dérives possibles.

Lee et al. (1993) éclairaient une partie de la maquette fixe du F/A-18 qu'ils filmaient pour obtenir une zone où la lumière diffusée est réémise à la même fréquence que la fréquence d'émission du laser. Néanmoins, une zone importante du champ était inexploitable.

Pour limiter cet effet, une possibilité envisagée par les chercheurs consistait à mesurer la transmission pour un écoulement au repos en faisant l'hypothèse que la fréquence ne variera pas de façon significative entre cette acquisition et la phase de mesure du champ de vitesse. Pour cela il était souvent nécessaire d'attendre très longtemps après la mise en route du laser pour atteindre un équilibre thermique *(Chan et al. 1995b)*. Néanmoins, les dérives lentes existaient toujours.

Afin de suivre en temps réel la fréquence d'émission et de prendre en compte toutes les dérives, un dispositif d'asservissement du laser a été réalisé en prélevant une partie du

faisceau en sortie et en étudiant la transmission à travers une cellule à iode de référence à l'aide de photo-détecteurs *(Clancy and Samimy 1997, Kuhlman et al. 1997, Reinath 1997, Roehle et al. 1998)*. Comme deux cellules à iode ne sont jamais identiques pour des raisons de conception, il est alors nécessaire de corréler les acquisitions effectuées sur les différentes cellules, à partir d'étalonnages préalables, ce qui n'est pas toujours simple surtout lorsque l'on utilise un système à trois composantes.

McKenzie (1997a) prélève une partie du faisceau qu'il injecte dans une fibre optique pour éclairer une surface blanche placée au bord du champ d'observation. Le traitement des pixels correspondants lui permet de connaître alors pour chaque image la fréquence de référence et de recaler ainsi la fréquence Doppler mesurée.

2.1.2. Le générateur de nappe

A la sortie du laser, une optique à ouverture de faisceau permet de générer un plan de lumière (figure 19). Elle est composée généralement d'une lentille cylindrique divergente *(Meyers 1992)*. Un étalonnage géométrique des vecteurs émissions est donc nécessaire puisque la direction incidente aux particules diffère d'un point à un autre de l'image. Pour simplifier cette procédure, certains rajoutent une lentille sphérique convergente pour collimater les faisceaux et créer ainsi une nappe à bords parallèles *(Morrison et al. 1994, Chan et al. 1995)*. L'épaisseur de la nappe avoisine les 2 à 3 mm. Il existe aussi des systèmes à balayage de faisceaux, utilisés notamment par *Roehle and Schodl (1997)*.
Le laser fonctionnant en mode TEM_{00}, l'optique à ouverture de faisceau génère une nappe avec une distribution angulaire d'intensité de type gaussien. Il est donc souvent nécessaire de générer une nappe plus large que la taille du champ à observer, ce qui réduit localement son intensité.

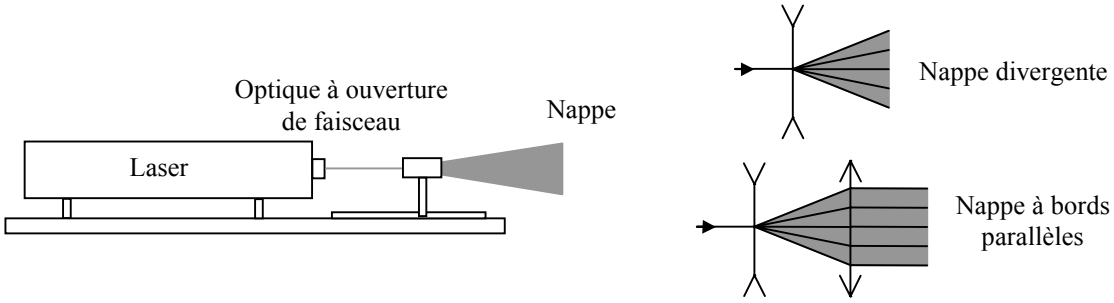


figure 19 : schéma de principe du dispositif à ouverture de faisceau.

2.1.3. La cellule à iode

Ce composant optique spécifique, appelé encore dans la littérature ALF *(« Absorption Line Filter » (Meyers et al. 1991))*, est un filtre moléculaire dont l'absorption dépend de la fréquence du flux lumineux incident lorsque le laser est accordé sur une raie d'absorption. Il permet donc de convertir la variation fréquentielle liée à l'effet Doppler en variation d'intensité lumineuse. L'acquisition des images par des caméras CCD permet alors de quantifier ce phénomène et d'en déduire la composante de vitesse. Ce principe est à l'origine de la technique de la Vélocimétrie Doppler Globale *(Komine 1990)*.

2.1.3.1. Caractéristique de la molécule

La vapeur d'iode a été choisie car l'iode est une molécule alcaline dont le spectre électromagnétique contient un grand nombre de raies d'absorption dans la gamme des longueurs d'onde visibles et notamment proches de la longueur d'onde d'émission des lasers utilisés (continu ou pulsé). Ces raies correspondent physiquement à des transitions entre niveaux de vibration voisins.

D'autres molécules et atomes possédant les mêmes caractéristiques sont susceptibles de convenir à la technique (césium (459 nm), rubidium (420 nm), potassium (404 nm), sodium (589 nm) ou lithium (671 nm)), mais aucun n'a été retenu à quelques rares exceptions près (*Leporcq et al. (1996)* ont testé une cellule à brome).

Une raie présente, à température ambiante, une largeur dite naturelle. Dans ces conditions, les effets collisionnels sont négligeables et la vitesse créée par l'agitation thermique des espèces absorbantes induit un décalage fréquentiel autour de la fréquence centrale ν_a (on parle d'élargissement Doppler). La largeur Doppler de la raie à mi-hauteur s'écrit *(Leporcq et al. 1996)* :

$$\Delta\nu_D = \nu_a \sqrt{\frac{8kT.\ln 2}{mc^2}} \qquad (2.5)$$

où m est la masse moléculaire de l'espèce absorbante ou émettrice, c la célérité de la lumière, k la constante de Boltzman, et T la température absolue.
Une autre cause d'élargissement de la raie doit être considérée dans le cas de la molécule d'iode. Les différents niveaux rotationnels présentent une structure hyperfine due au couplage entre le moment cinétique de rotation et le moment cinétique nucléaire. Chaque niveau rotationnel de nombre quantique pair se subdivise en 15 composantes hyperfines et chaque niveau de nombre quantique impair en 21 composantes. La structure hyperfine conduit à un élargissement inhomogène de la raie, ayant des conséquences similaires à l'élargissement par effet Doppler, c'est-à-dire, un étalement de la fréquence centrale de la transition. Autrement dit, la raie utilisée en DGV est constituée d'une superposition de sous-raies élémentaires dont la largeur naturelle est donnée par la relation (2.5).

La pression de vapeur saturante de l'iode solide est donnée en fonction de la température par la loi de Dewar *(Pascal)* :

$$\log(P(\text{mmHg})) = 10{,}0392 - \frac{3137}{T(K)} \qquad (2.6)$$

Les principales caractéristiques de l'iode sont résumées dans le tableau 3 :

masse molaire	253,8 g/mol
point de fusion	113,6°C
point d'ébullition	184°C sous Pa
Densité de l'iode solide	4,93
Densité de vapeur (air = 1)	9
tension de vapeur	0,406 mbar à 25°C 2,870 mbar à 50°C 35,700 mbar à 90°C

tableau 3 : principales caractéristiques de la molécule d'iode.

Il est à noter que l'iode est toxique *("Fiche Toxicologique n° 207 Iode I_2")*. Son utilisation en DGV, confinée dans un récipient clos, est beaucoup moins contraignante que la technique de vélocimétrie induite par fluorescence *(LIF)* où la molécule sert de particule traceur *(Hiller et al. 1983)*.

2.1.3.2. Choix de la raie d'absorption

La figure 12 montre qu'il existe de nombreuses raies au voisinage de la longueur d'onde d'émission du laser.
Le choix de la raie sur laquelle le laser va être accordé doit répondre essentiellement à deux critères. D'une part celle-ci doit être suffisamment « isolée » dans le spectre afin d'interférer le moins possible avec des transitions voisines. D'autre part il faut chercher une raie présentant le maximum de sensibilité à un décalage fréquentiel, c'est-à-dire une raie dont la pente est importante et suffisamment large pour permettre de couvrir une grande plage de fréquence et donc de vitesse. *McKenzie (1995)* a fait une analyse spectrale de l'iode pour en déduire un modèle servant à la conception de sa cellule (figure 20). Ce modèle a ensuite été utilisé pour calibrer et mesurer la courbe de transmission servant d'étalonnage pour la conversion fréquence/intensité. A partir des critères cités précédemment, il a accordé la fréquence d'émission de son laser sur la raie 1109.

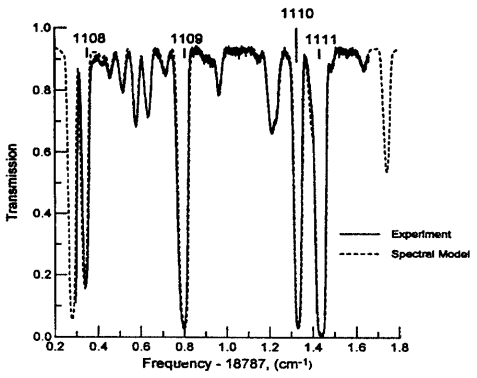


figure 20 : comparaison entre le modèle théorique et expérimental de l'absorption de l'iode au voisinage de 532 nm (McKenzie 1995).

2.1.3.3. Description et fonctionnement de la cellule

La cellule à iode est constituée de deux parties :

- un corps cylindrique creux contenant la vapeur d'iode dont les extrémités sont deux hublots en verre,
- un tube en verre, appelé queusot, fixé perpendiculairement au corps cylindrique et relié à une pompe à vide, dans lequel sont placés les cristaux d'iode moléculaire (figure 21).

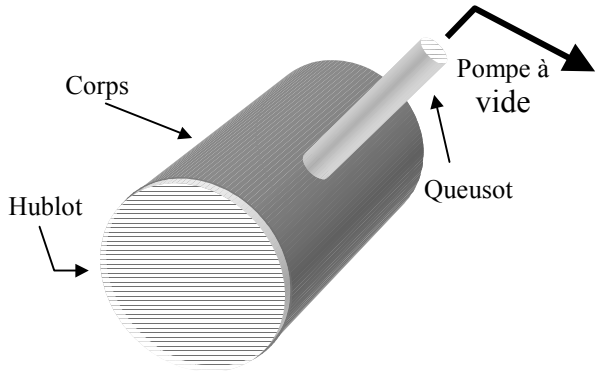


figure 21 : schéma simplifié de la cellule à iode.

La sublimation des cristaux en vapeur est réalisée en faisant le vide dans la cellule, à l'aide de la pompe, tout en maintenant la température du corps constante. Il s'établit alors un équilibre solide/vapeur. Pour éviter la condensation de la vapeur sur les hublots, le corps est chauffé et régulé en température. Le queusot sert alors de « point froid » dans lequel sera conservé le surplus d'iode sous forme solide.

Une étude très intéressante a été entreprise par *Chan et al. (1995a)* sur la conception de la cellule (choix de la molécule, matériaux utilisés pour la fabrication). Ils ont analysé le dimensionnement du corps et du queusot en fonction des températures de régulation pour optimiser les performances de la cellule.

Komine and Brosnan (1991) ont découvert que la température de la cellule influait sur sa transmission. En effet, la cellule étant à très faible pression, les effets collisionnels sont négligeables et chaque transition hyperfine (raie) est considérée comme étant élargie uniquement par un effet Doppler thermique (courbe continue à pente régulière).

La cellule à iode est donc un composant optique très spécial puisqu'il est possible de modifier l'absorption des rayons lumineux la traversant en modifiant sa température. En fait, *McKenzie (1995)* montre qu'il faut réguler en température le corps mais surtout le queusot *(« stem »)* dans lequel sont placés les cristaux. En changeant la température du queusot, la quantité d'iode sous forme vapeur sera plus ou moins importante à l'intérieur du corps, ce qui modifiera la courbe de transmission du composant. L'observation des figures suivantes indique qu'un écart de quelques degrés sur la température du queusot peut entraîner une variation sur l'absorption de 10 à 20% (figure 22a). Les mêmes tests effectués sur la température du corps ne présentent que très peu de variation (figure 22b). Les résultats observés sont donnés pour une longueur de cellule de 152 mm.

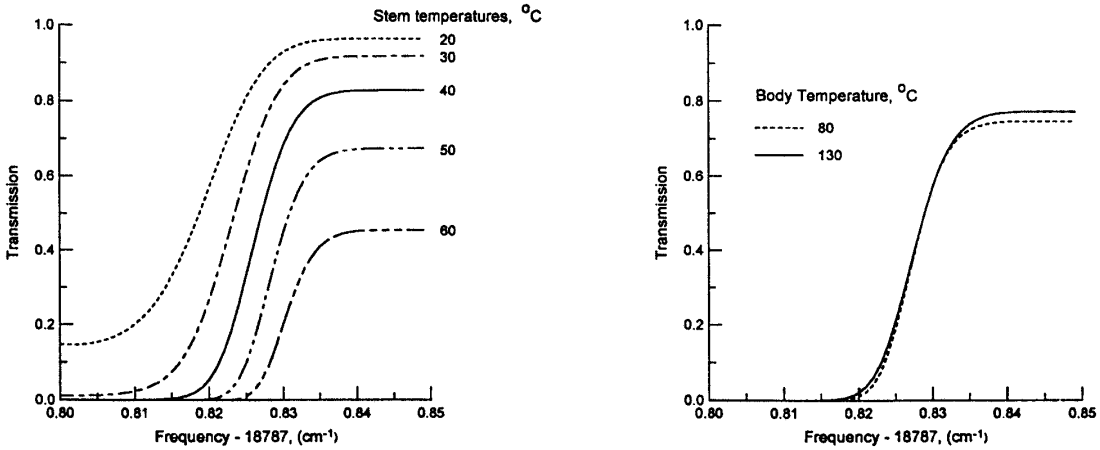


figure 22: transmission à travers la cellule pour différentes températures du queusot (a) et du corps (b) (McKenzie 1995).

La courbe de transmission est donc très sensible à la variation de température du queusot. Cette dernière est le paramètre critique influençant la sensibilité (pente) et la dynamique de la réponse de la cellule, et doit être parfaitement stabilisée. Elle a été choisie au voisinage de 40°C où la sensibilité est maximum et la transmission varie de 0 à 82%. La seule contrainte sur la température du corps est d'être supérieure à celle du queusot pour maintenir l'excédent de cristaux au niveau du « point froid ».

2.1.3.4. Exemples de modèle d'absorption

Le profil d'absorption ressemble à un profil de type gaussien. En fait, il est légèrement dissymétrique (figure 14). *Leporcq et al. (1996)* évaluent pour la raie P75 (23-0), une pente de +7,35 MHz/% d'absorption pour le front montant et -12,52 MHz/% pour le front descendant.

La liste des modèles présentée ci-dessous n'est pas exhaustive :

- *Miles et al. (1991)* proposent une expression théorique de l'absorption à travers la cellule :

$$T_{ALF} = \frac{I}{I_0} = \exp\left\{-\Gamma.\exp[-(\frac{\nu_d}{\delta})^2]\right\} \qquad (2.7)$$

où ν_d est la fréquence correspondant au maximum d'absorption, δ est la largeur thermique et Γ est la constante d'absorption.

- Une expression plus simple permet de relier la longueur de la cellule à la quantité d'énergie absorbée par cette cellule à partir de la loi de Beer *(Chan et al. 1995a)* :

$$\frac{I}{I_0} = \exp(-\alpha L) \qquad (2.8)$$

où L représente le chemin optique parcouru dans la cellule (autrement dit sa longueur) et α le coefficient d'absorption, exprimé en cm^{-1}. Ce dernier dépend de la fréquence incidente et de la concentration du milieu absorbant.

- Cette expression est reprise dans les travaux de *McKenzie (1995)* :

$$T(\nu) = \exp[-(\alpha_v+\alpha_{nr})N_{I_2} L_{path}] \tag{2.9}$$

où $(\alpha_v+\alpha_{nr})$ correspond au coefficient d'absorption, N_{I_2} est la densité de vapeur d'iode, et L_{path} la longueur du chemin optique.

- *Naylor (1998)* utilise la fonction de Boltzmann :

$$T = \frac{(A_1 - A_2)}{1+\exp(\frac{x-x_0}{D_x}+A_2)} \tag{2.10}$$

A_1 et A_2 sont les valeurs de transmission maximum et minimum, x_0 est un décalage fréquentiel et D_x est un coefficient d'allongement.

Comme le degré d'absorption à travers la cellule dépend essentiellement du nombre de molécules sous forme vapeur, la longueur de la cellule et la température de régulation du queusot sont liés. Il est souvent recommandé d'utiliser des cellules dont la longueur est importante pour réduire l'influence du gradient de température provenant des parois chauffées et uniformiser au mieux l'absorption le long du chemin optique. *Chan et al. (1995a)* ont conclu qu'il était possible d'utiliser des cellules de 80 à 100 mm de long à température ambiante et qu'une régulation entre 40°C et 50°C permettait de réduire la taille de la cellule à environ 50 mm. *McKenzie (1997a)* utilise une cellule de 152 mm de long alors que *Beutner et al. (1998)* en utilisent une de 203 mm.

Suivant les gammes de vitesse à mesurer, il sera judicieux de modifier la température du queusot pour optimiser la pente à mi-hauteur et la plage d'absorption de la raie. Pour de faibles gradients de vitesse, une pente importante permettra une bonne dynamique de réponse, alors que pour de grandes variations de vitesse il sera souhaitable de diminuer le pouvoir absorbant et donc de réduire la pente du profil (figure 22a). Pour cela, certains préfèrent ajouter un gaz « tampon », généralement de l'azote, pour modifier le mélange gazeux et donc l'absorption. *Komine et al. (1991)* ou *Clancy and Samimy (1997)* se sont basés sur les travaux de *Elliott et al. (1993, 1994)* pour mesurer des vitesses dans des jets supersoniques.

2.1.3.5. Etalonnage de la courbe de transmission

Une fois la cellule régulée en température, il faut déterminer sa courbe de transmission. L'étalonnage peut se faire en balayant la fréquence du laser par sauts de mode sur toute la largeur spectrale de la raie choisie, afin d'obtenir un profil d'absorption expérimental (figure 23).

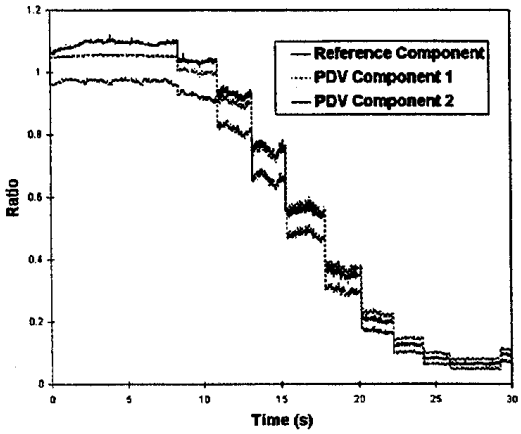


figure 23 : exemple de calibration par sauts de mode de la courbe de transmission de différentes cellules (Kuhlman et al. 1997).

Certains procèdent à l'étalonnage avant les essais, en utilisant des photo-détecteurs pour mesurer la variation d'absorption, mais il est préférable d'utiliser la chaîne d'acquisition entière, en observant une surface uniforme éclairée par le laser et en enregistrant une succession d'images (signal et référence) au fur et à mesure du balayage fréquentiel. Le rapport des images signal sur référence permet alors de déterminer cette courbe de transmission. Le profil obtenu est ensuite modélisé par une fonction équivalente (voir les modèles cités précédemment). C'est elle qui assure à chaque niveau d'intensité une fréquence correspondante. Comme la fonction est très sensible à la température du queusot, *McKenzie (1997a)* préconise de refaire un étalonnage avant chaque essai.

2.1.4. Les composants optiques dans la réception

Le schéma suivant (figure 24) présente l'essentiel du montage optique côté réception d'un système de mesure DGV.

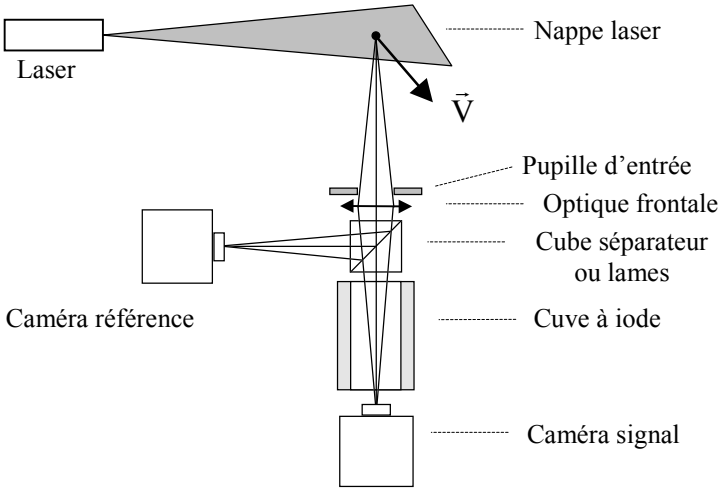


figure 24 : représentation schématique du chemin optique.

2.1.4.1. Optique frontale

L'optique frontale collecte la lumière diffusée par les particules provenant de la zone de mesure. Elle est constituée généralement d'un objectif photographique (pupille d'entrée avec diaphragme suivie de plusieurs lentilles épaisses). L'utilisation d'un zoom permet de choisir le grossissement. *Morisson et al. (1994)* utilisent, en plus, un zoom fixé devant chaque caméra pour faciliter la superposition des deux images. Une lentille convergente de grand diamètre placée derrière augmente le tirage afin de former l'image sur les matrices CCD des caméras signal et référence.

2.1.4.2. Le cube séparateur ou lame séparatrice

Le faisceau de lumière entrant est séparé en deux par un cube séparateur, diélectrique, non polarisé. Ses coefficients de réflexion et de transmission sont fixés. Certains utilisent un cube 50/50 *(Morisson et al. 1994)*, d'autres un cube 40/60 pour compenser la traversée de la cellule à iode. L'avantage du cube par rapport à une lame séparatrice est d'éviter la formation d'images « fantômes » sur les capteurs. Il absorbe peu de lumière et les réflexions parasites sont rétrodiffusées.
Après la séparation, une partie du flux traverse la cellule à iode pour être détectée par la caméra signal, l'autre est détectée directement par la caméra de référence. Les deux capteurs visualisent donc la même scène avec la même direction d'observation mais les chemins optiques sont légèrement différents.
McKenzie (1997a) place en plus devant sa caméra (servant à enregistrer les deux images) un cube séparateur polarisé pour atténuer au maximum la lumière provenant des éventuelles réflexions sur les hublots et les parois de la soufflerie. Ce cube permet de séparer la lumière en fonction de l'état de polarisation de l'onde. Comme la lumière provenant des réflexions sur des parois solides est fortement dépolarisée, le cube va réfléchir cette lumière et ne va transmettre que la lumière faiblement dépolarisée diffusée par les particules.

2.1.4.3. Les hublots de la cellule

Les hublots de la cellule ne sont pas des composants optiques à proprement parler, mais ils doivent être pris en compte car ils modifient le chemin optique. Ils sont généralement faits en verre optique BK7, traités antireflets sur les faces extérieures, absorbant un minimum de lumière. Une attention particulière doit être apportée lors de la conception de la cellule, au collage de ces fenêtres sur le corps cylindrique. *Chan et al. (1995a)* expliquent qu'il est souhaitable de les coller plutôt que de les souder, pour avoir un meilleur alignement optique, mais avec une colle spéciale (à base de silicone) qui ne réagit pas avec l'iode.

2.1.5. Les caméras CCD *(Charge Coupled Device)*

Le calcul de la transmission repose sur le rapport d'intensité lumineuse entre l'aval et l'amont de la cellule à iode. Ce rapport est calculé pixel à pixel entre les images de la caméra signal et de la caméra référence. La DGV étant basée sur une technique d'imagerie, le choix des capteurs est primordial puisqu'ils définissent la précision des mesures en imposant la résolution spatiale du système (quelle est la dimension du champ observé par un pixel ?) et la précision temporelle (temps d'intégration et cadence des images). Un échantillonnage fin de

ces deux paramètres permettrait à terme de suivre le mouvement des petites structures instationnaires de l'écoulement (avec un laser pulsé). En outre, il faut une linéarité parfaite entre le flux lumineux incident et la réponse des caméras. Or la conception des caméras met en jeu tout un lot de paramètres physiques qui font que ces exigences sont loin d'être acquises. Il faut donc réaliser une caractérisation complète des caméras pour s'assurer qu'elles répondent bien aux exigences demandées, ou pour appliquer des traitements compensateurs.

2.1.5.1. Généralités sur la technologie du CCD

L'architecture de base d'un CCD consiste en une simple série de connexions entre capacités MOS *(Metal Oxide Semiconductor)*. Ces capacités sont physiquement très près les unes des autres. Le transport des charges électriques s'effectue de proche en proche. Les matériaux typiquement utilisés dérivent du silicium : Si, SiO_2, et silicium dopé p-Si par exemple (figure 25).

figure 25 : Capacité MOS pour pixel élémentaire.

Dans une caméra CCD matricielle, la partie détection est constituée d'une mosaïque de ces éléments photosensibles, appelés pixels. Ces pixels vont convertir l'énergie photonique de la lumière incidente en énergie électrique durant le temps d'exposition des images. Les électrons ainsi produits sont stockés dans une zone appelée « *puits à électrons* ». Lorsque l'acquisition d'une image est terminée, l'ensemble des charges de ces puits est transféré puis comptabilisé. Le signal est finalement numérisé, pour chaque pixel, sur une gamme de niveaux, fonction de la dynamique de la caméra utilisée.
Le nombre d'électrons émis pendant le temps d'exposition doit être inférieur à une valeur maximum au delà de laquelle il y a saturation du pixel. Cette valeur dépend de la capacité totale des puits (de 10000 électrons pour certaines caméras refroidies et jusqu'à 500000 électrons pour des caméras classiques *(McKenzie 1995)*).

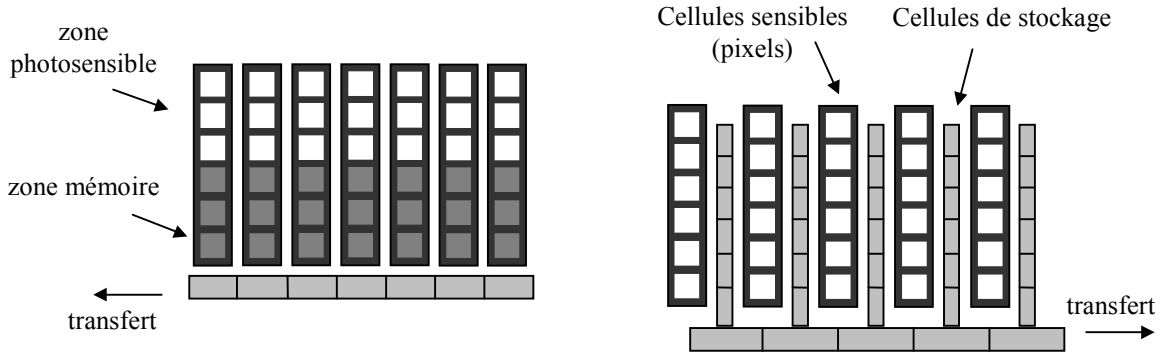


figure 26 : représentation schématique d'une matrice à transfert de trame et à interlignage.

L'architecture de la matrice dépend de la technologie de transfert des charges. Il existe le transfert de trame (à gauche figure 26) et le transfert par interlignage (à droite figure 26).

Dans le processus à transfert de trame les registres CCD à décalage transfèrent, à la fin de la période d'intégration, les charges accumulées dans la zone photosensible vers les lignes correspondantes de la zone mémoire, insensible à la lumière. Ensuite, les charges de chaque ligne de la mémoire sont transférées dans un registre horizontal unique, puis transmises vers l'extérieur du composant.
Dans le processus à interlignage, la zone de stockage est placée à côté de chaque pixel, ce qui permet de transférer plus rapidement les charges et d'augmenter ainsi la cadence d'acquisition.
L'annexe B, consacrée aux généralités sur les capteurs CCD, décrit plus en détail ces deux processus. Elle est basée sur les travaux de prospection effectués lors du choix des caméras *(Lempereur et al. 1999)*.

2.1.5.2. Principaux paramètres définissant un capteur CCD

- Paramètres influençant la résolution spatiale

- *le nombre de pixels* (taille du capteur) : une définition élevée permet d'avoir une meilleure résolution spatiale à champ constant, ou un plus grand champ pour une résolution donnée,
- *la taille du pixel*,

Ces deux paramètres, nombre de pixels et taille du pixel, définissent la dimension physique du capteur, qui conditionne l'optique nécessaire pour observer un champ donné.
- *le Fill Factor ou facteur de remplissage* : c'est le pourcentage de la surface de la matrice sensible à la lumière.

- Paramètres influençant la résolution temporelle

- le temps d'intégration des images (pour une utilisation en continu),
- la cadence.

- Paramètres influençant la sensibilité des capteurs

- le *Quantum Efficiency* ou rendement d'efficacité quantique : c'est le pourcentage de conversion photon incident/électron produit (est fonction de la longueur d'onde du flux incident).

- Paramètres influençant la discrétisation de la réponse des capteurs

- la numérisation du signal (nombre de bits sur lequel est codé le signal) : la résolution doit être en accord avec la précision du système de façon à engendrer une erreur qui reste en adéquation avec les autres sources d'erreur de la chaîne de mesure,
- la capacité des puits à électrons (nombre maximum d'électrons que peut contenir la cellule de stockage avant saturation).

2.1.5.3. Utilisation en DGV

Les premières caméras rencontrées dans la littérature étaient des caméras CCD standard *(Meyers et al. 1991)* avec un traitement analogique du signal vidéo (pour effectuer le rapport des images), puis une numérisation sur 8 bits (soit 256 niveaux de gris) était réalisée à l'aide d'une carte de codage. Le traitement était simple et en temps réel, mais aucune correction ne

pouvait être apportée pour éviter les erreurs (détection et élimination des pixels recevant trop ou pas assez de lumière), et la prise en compte de l'éclairage de fond était impossible.

Aujourd'hui les dispositifs utilisés en Vélocimétrie Doppler Globale sont constitués de caméras numériques. Les améliorations technologiques permettent en effet d'utiliser des caméras 12 voire 16 bits (codage sur 4096 ou 65536 niveaux), intégrant un codeur numérique, dont la dynamique est bien meilleure.
Thorpe et al. (1995) ou *Roehle et al. (1998)* utilisent des caméras CCD refroidies *(Cooled CCD Technology)*, classiquement utilisées en astronomie, afin de faire des expositions de plusieurs secondes pour mesurer des champs moyens.

2.1.5.4. Remarque sur le montage

Certains auteurs, comme *Smith and Northam (1995)*, *McKenzie (1995), Chan et al. (1995b)* ou *Clancy and Samimy (1997)* utilisent une seule caméra CCD pour capturer l'image filtrée à travers la cellule et l'image de référence. Le dispositif repose sur l'utilisation de miroirs de renvoi placés devant la caméra, collectant la lumière issue des deux chemins optiques. L'image est alors constituée des deux ½ images. La zone filmée ne doit alors remplir que la moitié du champ d'observation de la caméra, l'autre moitié étant trop sombre pour être enregistrée (cela évite la double exposition des images signal et référence). *Thorpe et al. (1995)* constituent pour cela un plan image intermédiaire dans lequel ils placent un « cache » pour restreindre la taille de l'image finale. Une attention toute particulière a été portée sur la confection du cache pour éviter les phénomènes parasites sur le reste du champ.

Dans les premiers dispositifs, l'intérêt était d'ordre technique. L'interfaçage entre les cartes d'acquisition des images et les caméras ainsi que les programmes de synchronisation étaient relativement complexes et empêchaient une acquisition en temps réel des images. Aujourd'hui, avec l'amélioration technologique des caméras l'avantage reste principalement d'ordre économique surtout pour constituer un dispositif à trois composantes. *Smith and Northam (1995)* expliquent en outre, que la superposition des deux images est plus facile. Néanmoins, la superposition dépend principalement des variations de chemins optiques (distorsion à travers la cellule notamment). De plus, le montage résultant est peut être plus compliqué car il nécessite un positionnement très précis des miroirs. *Chan et al. (1995b)* ont montré ces difficultés en mesurant la vitesse d'un disque tournant.

2.2. Traitement des images

L'information sur le décalage Doppler est extraite à partir du calcul de la transmission de la cellule à iode. Cette transmission est obtenue par normalisation de l'image signal (vue à travers la cellule) par l'image référence et consiste à diviser pour chaque pixel « signal » son niveau avec le niveau du pixel « référence » lui correspondant. La cartographie résultante donne alors une information sur la transmission locale dont les écarts ne dépendent que des variations de fréquence liées à l'effet Doppler. La connaissance de la courbe de transmission de la cellule après étalonnage permet de faire la conversion intensité/fréquence et une fois l'étalonnage géométrique de l'émission et de la ou des réceptions effectué (détection de la

direction du flux incident aux particules et de la ou des directions d'observation), il est possible de déterminer la ou les composantes de la vitesse.
Le traitement s'effectue alors à partir de l'acquisition de plusieurs types d'images pour ne conserver que l'information lumineuse liée au décalage fréquentiel.

Au préalable, pour que la normalisation ait un sens, il est indispensable que les deux caméras observent la même scène simultanément. Il faut aussi assurer une superposition des deux images. Cette étape est généralement réalisée grâce à une mire et permet de tenir compte des différences de chemin optique entre les deux caméras dans le dispositif de détection (distorsions liées à la présence des optiques et des hublots de la cellule à iode). Il faut aussi prendre en compte les différences de sensibilité des pixels, ce qui nécessite un étalonnage préalable des capteurs.

2.2.1. Sensibilité des pixels

La première étape consiste à connaître pour chaque capteur la sensibilité des pixels. Ces derniers répondent rarement de façon uniforme à une source lumineuse homogène. Il faut donc calibrer les niveaux des pixels en fonction de l'intensité et ce sur toute la dynamique de réponse des capteurs. *Meyers (1992)* enregistre plusieurs images de champs uniformes à différentes intensités afin d'obtenir les caractéristiques de la courbe de gain de chaque pixel. Il définit ainsi un tableau de coefficients utile lors de la normalisation des images. *Smith and Northam (1995)* définissent aussi une cartographie de gain pour détecter les non-uniformités des réponses des pixels. Néanmoins, toutes les équipes ne procèdent pas à cet étalonnage.

2.2.2. Superposition des images

La deuxième étape consiste à superposer les deux images pour effectuer la normalisation. La principale difficulté est d'assurer le recouvrement pixel à pixel. Des corrections d'ordre géométrique doivent permettre de prendre en compte :

- les distorsions optiques introduites par les différentes lentilles et les miroirs,
- la traversée des hublots de la cellule à iode,
- les disparités dans la profondeur du champ,
- le positionnement des caméras (différence des chemins optiques).

La plupart des auteurs se basent sur les travaux réalisés par *Meyers (1992)*. La superposition des images est obtenue en observant sur les deux voies une mire de référence, constituée de cibles noires sur fond blanc, située dans le plan de la nappe laser (figure 27).

Remarque : l'utilisation d'une mire n'est pas propre à la DGV, mais à toute technique nécessitant un étalonnage géométrique.

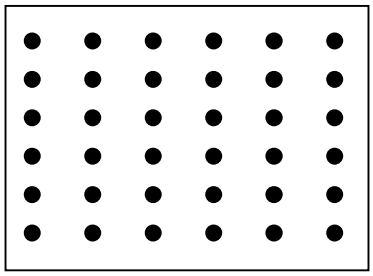


figure 27 : exemple de mire d'étalonnage.

Un algorithme de traitement permet de mesurer dans le plan image de chaque caméra (en coordonnées pixels) la position du centre de masse de chaque point de la mire. Connaissant l'espacement entre les points, chaque caméra restitue par interpolation une image dans le plan objet (en coordonnées millimétriques). C'est l'algorithme de *« dewarping »*. Il est alors possible de faire la correspondance entre l'image signal et l'image référence. La superposition est réalisée avec une précision de l'ordre 0,1 pixel *(Thorpe et al. 1995)*.
Chan et al. (1995b) utilisent le phénomène de *« speckle »,* produisant un grain sur les images, pour assurer un alignement plus précis de leur dispositif.

2.2.3. Caractéristiques des images

Le traitement se fait à partir de l'acquisition de trois types d'images pour chaque caméra : les images *Doppler*, les images *Background* et les images *Flatfield*. La normalisation de l'image signal par l'image référence constitue la dernière étape du processus et permet d'aboutir à la cartographie de la transmission.

2.2.3.1. Images Doppler

Ce sont les images brutes de la nappe laser dans l'écoulement ensemencé acquises pendant les essais lorsque la fréquence d'émission du laser est calée par rapport au profil de la raie d'absorption (soit le front montant, soit le front descendant). La lumière diffusée par les particules injectées dans l'écoulement traversant le plan de lumière sera alors plus ou moins atténuée en fonction de la vitesse, pour la voie signal.
Toutefois ces images ne sont pas utilisables directement et la cartographie de vitesse n'est obtenue qu'après l'exploitation d'images complémentaires qui vont être décrites maintenant.

2.2.3.2. Images Background

Les images signal et référence brutes contiennent une composante de fond qui doit être soustraite avant tout traitement supplémentaire. Cette composante contient les contributions lumineuses de la pièce mais aussi des réflexions parasites sur les parois ou les hublots de la soufflerie par exemple.
Les images *Background* sont obtenues en moyennant (afin de réduire les bruits liés aux caméras) des images acquises immédiatement avant ou après les essais afin de garantir une puissance laser, une géométrie et un niveau d'illumination ambiant identiques à ceux des

images *Doppler*. Elles sont prises en l'absence d'ensemencement mais en présence de la nappe laser pour inclure sa contribution à l'illumination ambiante *(Smith and Northam 1995)*.

2.2.3.3. Images Flatfield

Elles servent de référence aux images brutes *Doppler* en corrigeant les distorsions de type géométrique (non uniformité de réponse spatiale des divers composants optiques, différences de chemin optique entre les deux caméras). Elles permettent aussi de corriger les variations d'absorption le long des deux chemins optiques et les variations de sensibilité pixel à pixel.
Ces images sont obtenues lorsque la fréquence du laser est accordée en dehors de la raie d'absorption mais suffisamment proche de la fréquence utilisée lors des essais afin de mieux rendre compte de la dépendance en fréquence des pertes dues aux composants optiques. L'écoulement est ensemencé à une vitesse faible ce qui assure l'homogénéisation du nuage de particules et une intensité lumineuse suffisante. Ces conditions garantissent aux images acquises que les variations d'intensité détectées ne sont pas liées à l'effet Doppler. Elles sont aussi moyennées pour réduire au maximum le bruit.
Ce traitement n'a pas toujours existé. Au début, seule la sensibilité des pixels était traitée en étalonnant les caméras. *Smith and Northam (1995)* ont ensuite défini une image de « gain » en éclairant une surface diffusante avec leur laser. L'acquisition des images a permis de détecter la sensibilité des pixels et les variations d'absorption liées aux optiques. Par contre, ces images ne sont pas obtenues dans les même conditions que les essais, notamment au niveau de la diffusion de la lumière, ce qui rend difficile la normalisation. Un des premiers à avoir fait l'acquisition d'images *Flatfield* dans les conditions décrites précédemment a été *McKenzie (1997a)*.

2.2.4. Le processus de traitement

Une fois les prises de vue effectuées, les étapes du processus sont les suivantes :

- pour chaque voie (Sign et Ref) soustraction des images *Background* aux images *Doppler* et *Flatfield*

$$\begin{aligned} \tilde{I}_{Doppler_{Sign}} &= I_{Doppler_{Sign}} - I_{Background_{Sign}} \qquad \tilde{I}_{Doppler_{Ref}} = I_{Doppler_{Ref}} - I_{Background_{Ref}} \\ \tilde{I}_{Flatfield_{Sign}} &= I_{Flatfield_{Sign}} - I_{Background_{Sign}} \qquad \tilde{I}_{Flatfield_{Ref}} = I_{Flatfield_{Ref}} - I_{Background_{Ref}} \end{aligned} \tag{2.11}$$

- rapport des images *Doppler* corrigées sur les images *Flatfield* corrigées pour la caméra signal et référence

$$\begin{aligned} \overline{I}_{Sign} &= \tilde{I}_{Doppler_{Sign}} / \tilde{I}_{Flatfield_{Sign}} \\ \overline{I}_{Ref} &= \tilde{I}_{Doppler_{Ref}} / \tilde{I}_{Flatfield_{Ref}} \end{aligned} \tag{2.12}$$

- rapport des images de la caméra signal sur la caméra référence

$$\tau = \overline{I}_{Sign} / \overline{I}_{Ref} \tag{2.13}$$

τ est le coefficient de transmission, compris entre 0 et 1, pour chaque pixel de la cartographie. Ceci permet de déduire le décalage fréquentiel local connaissant la pente de la courbe de transmission et la fréquence de référence.

2.3. Les incertitudes sur la mesure

Les incertitudes peuvent être liées à l'observation de phénomènes lumineux parasites provenant de la scène pendant les acquisitions, modulant l'information sur l'effet Doppler (voir § 1.5.1), de la maîtrise technologique des éléments constituant le système, et du traitement de l'information lumineuse.

2.3.1. Incertitude sur la détermination de la transmission et les instabilités du laser

Thorpe et al. (1995) ont quantifié les erreurs liées aux instabilités fréquentielles du laser et au calibrage de la cellule à iode en terme de variation de fréquence Doppler (ces incertitudes sont propres à leur dispositif).

- L'erreur commise sur la détermination de la fréquence de référence lors des essais, une fois le profil d'absorption déterminé, est estimée à ± 3 MHz.
- Pendant l'étape de calibrage de la cellule la variation de fréquence est aussi estimée ± 3 MHz.
- La stabilité thermique de la cellule est un paramètre crucial puisque la quantité de vapeur d'iode est directement liée à la température. Une instabilité de $\pm 0{,}1°C$ entraîne une variation équivalente en fréquence de ± 2 MHz.

2.3.2. Incertitude liée à la superposition des images, à la discrétisation spatiale et à la numérisation du signal

Le problème de la normalisation est lié à la difficulté d'aligner précisément les composants devant les caméras et de corriger les aberrations optiques. L'utilisation de la mire de référence permet de superposer au mieux les images. Lorsque la mire est placée perpendiculairement au dispositif cet écart est identique dans tout le champ (aux déformations de l'optique près), mais ceci n'est plus vrai dès que l'observation diffère de 90°. Les écarts peuvent atteindre 1,5 pixels sur les bords *(McKenzie 1997a)*. *Clancy and Samimy (1997)* montrent l'importance de la superposition des images en comparant le profil de vitesse en sortie d'un jet supersonique à l'aide d'un dispositif à deux composantes avec une superposition inférieure au pixel et une superposition au pixel près. Pour illustrer ce propos les figures suivantes présentent leurs résultats comparés à la LDV (figure 28).

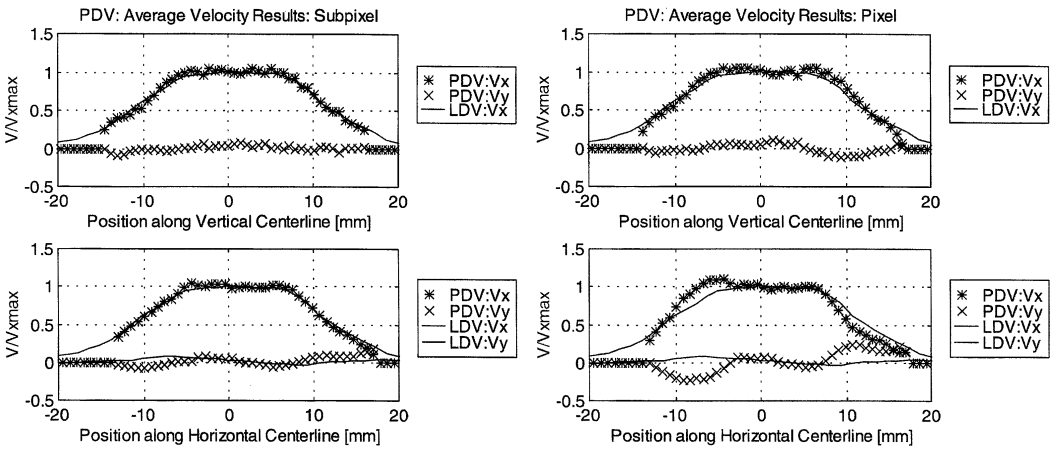


figure 28 : résultats obtenus avec une superposition subpixel (à gauche) et avec une superposition au pixel près (à droite) (Clancy et Samimy 1997).

Concernant la discrétisation des images, l'utilisation d'un capteur CCD transforme le plan objet en plan image échantillonné par les pixels. Même si ce problème est sûrement moins critique qu'en PIV, car le signal peut être localisé sur plusieurs pixels, *McKenzie (1997a)* y fait référence. L'exemple suivant illustre bien ce problème (figure 29).
Le schéma représente la position des pixels ainsi que la distribution d'un signal pour l'image signal (vue 1) et l'image référence (vue 2). C'est un cas extrême où la distribution est inférieure à la taille d'un pixel (diffusion de la lumière par une particule isolée par exemple). Les charges produites par le pixel de l'image signal représentent deux niveaux. La même distribution sur l'image référence mais « tombant » entre deux pixels va diviser le signal par deux sur les deux pixels adjacents. La superposition géométrique des deux images va permettre de faire la correspondance pixel à pixel mais l'erreur induite sur le signal normalisé sera d'un facteur deux. Pour minimiser cette erreur les chemins optiques des deux caméras doivent être équilibrés afin d'avoir la même focalisation. Le facteur de remplissage des capteurs doit être maximum pour limiter les espaces entre pixels.

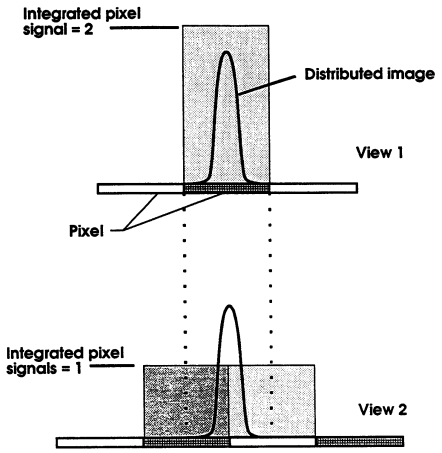


figure 29 : illustration de l'échantillonnage du signal par la discrétisation de l'image.

Une fois numérisé, le signal est discrétisé sur un nombre fini de bits qui détermine la résolution de l'information, c'est-à-dire la plus petite valeur, ou variation de valeur, qui puisse être représentée. Les numériseurs se caractérisent par une résolution variant de 8 à 16 bits, avec une progression arithmétique de deux. En supposant une gamme de fréquence sur le front montant de la courbe de 500 MHz et un codage sur 8 bits, un niveau va représenter 1,95 MHz. Pour un angle d'observation de 25°, la sensibilité est de 0,84 MHz/ms^{-1}, ce qui donne finalement une précision de (1,95/0,84) = 2,32 ms^{-1}. Un codage sur 12 bits donnera une précision de 0,14 ms^{-1}.

2.3.3. Bruit engendré par les capteurs dans le signal perçu par les pixels

La détection radiométrique de la lumière par des capteurs de nature électronique engendre différents bruits dans le signal :

- Le bruit photonique ou *« photon-statistical noise »* : la variance est proportionnelle au niveau d'intensité mesuré (bruit de nature optique).
- Le bruit de lecture ou *« amplified circuit noise »* : représente un bruit intrinsèque du système, lié à l'amplificateur de sortie du CCD et à l'électronique de traitement du signal. Il dépend de la fréquence de lecture du capteur (en pixels/s). Il est associé au phénomène de « courant d'obscurité » ou *« dark charge »*, correspondant à une accumulation de charges dans l'intervalle de temps entre deux prises consécutives. Il est généré par effet thermique au niveau des imperfections des matériaux. Il introduit une composante continue dans le signal et peut donc être corrigé. La technologie des CCD refroidis permet de réduire ces deux sources de bruit.
- Le bruit de non uniformité de réponse des pixels.
- Le bruit de troncature ou *« digital truncation »* : dépend de la discrétisation du signal analogique en signal numérique. Il est introduit par le dispositif de quantification (convertisseur analogique/digital).

La formulation de ces différents bruits est rappelée dans l'annexe B (§ 4).

Pour atténuer les erreurs liées à la superposition, à la discrétisation spatiale et limiter le bruit haute fréquence des acquisitions (bruits des capteurs) il est d'usage de filtrer les signaux des deux images avant la normalisation. Le filtrage peut être spatial. Il consiste alors à moyenner le signal sur un ensemble de pixels voisins afin de lisser les valeurs. La résolution spatiale est alors plus faible. Le filtrage temporel (acquisition d'un nombre important d'images) permet de réduire le bruit des caméras.

2.3.4. Conclusion sur les incertitudes

Comme la Vélocimétrie Doppler Globale est basée sur une mesure d'intensité lumineuse pour déterminer une variation de fréquence, de nombreuses sources d'erreurs systématiques (biais) et/ou aléatoires liées à la physique et à la méthode d'analyse entraînent des incertitudes sur la mesure de la vitesse. Tout effet modifiant le signal capté par les caméras va induire une erreur. Comme un dispositif est composé d'un ensemble de sous systèmes (laser, cellule à iode, composants optiques, caméras) et le traitement basé sur différents processus pour déterminer la vitesse (stabilisation du laser, calibrage de la cellule,

étalonnage géométrique, acquisitions d'images), chaque élément et chaque étape du processus peut entraîner des erreurs. Certaines erreurs peuvent être minimisées lors des différents étalonnages mais il persiste toujours des composantes résiduelles difficiles à quantifier. *McKenzie (1997b)* a essayé d'évaluer ces incertitudes afin d'établir la vitesse minimum qu'un dispositif peut résoudre. Globalement les incertitudes entraînent des erreurs, en terme de vitesse, comprises entre 2 et 5 m/s. Plus récemment, *Wernet (2000)* a développé un modèle analytique pour estimer ces erreurs expérimentales.

3. Quelques exemples d'application

3.1. Calibrage du dispositif

Les toutes premières recherches ont été effectuées par *Komine et al. (1991)* au *Northrop Research and Technology Center* (USA). Pour calibrer leur système, ils ont utilisé un disque tournant. L'avantage d'un tel dispositif est de pouvoir évaluer toute une gamme de vitesse parfaitement connue (vitesse nulle au centre, vitesse maximum au bord du disque). Cela permet aussi d'estimer la précision de la mesure en fonction de la vitesse. Ce procédé de calibrage a été repris par de nombreux chercheurs pour valider leur dispositif *(Meyers et al. 1992, Morrison et al. 1994, McKenzie 1995, Chan et al. 1995b, Naylor and Kuhlmann 1998)*.

Morrison et al. (1994) utilisent un disque de 112 mm de diamètre avec une vitesse périphérique de 56 m/s. Ils observent des écarts jusqu'à 8 m/s. *Chan et al. (1995b)* insistent sur les difficultés de mesure lorsque c'est une surface solide qui est éclairée (effet de *speckle*), et montrent que la superposition des images est primordiale pour réduire le bruit. Les faibles vitesses au centre du disque sont difficiles à mesurer car le signal est faible par rapport au niveau de bruit des caméras. *McKenzie (1995)*, qui a réalisé toute une étude sur la quantification du bruit, parvient après traitement, à évaluer une vitesse avec une incertitude de ± 1 m/s pour toute vitesse supérieure à 10 m/s. En utilisant un laser pulsé, *McKenzie (1997a)* observe non plus un profil linéaire de vitesse mais un profil avec oscillations dont les écarts sont de ± 5 m/s. C'est une des conséquences de la largeur spectrale importante du laser pulsé. L'utilisation d'un film plastique diffusant en sortie du faisceau permet d'uniformiser la lumière et réduit ainsi le phénomène.

3.2. Applications expérimentales de la DGV

3.2.1. Aérodynamique externe

Des essais ont été réalisés dans de grandes souffleries pour étudier les écoulements autour des voilures d'avion ou des ailes Delta à différentes incidences.

- Deux équipes de la NASA :

- *Meyers et al. (1991, 1992, 1993, 1998)* du *Langley Research Center,*
- *Reinath (1997)* en collaboration avec l'équipe de Meyers du *Ames Research Center*,

- *Beutner et al. (1998, 1999)* de *Wright Patterson (Air Force)*.
- *Roehle and Schodl (1997)* du *DLR* ont testé leur dispositif sur une maquette de voiture.

3.2.2. Expériences de jet

De nombreux essais ont été faits sur des jets subsoniques et supersoniques où l'accessibilité est relativement simple et permet l'installation de trois systèmes de réception.

- *Smith and Northam (1995), Smith (1998)* du *Langley Research Center*,
- *McKenzie (1997a)* du *Ames Research Center*,
- *Clancy et al. (1997), Samimy (1998)* de *Ohio State University*,
- *Thorpe et al. (1995)* de l'Université d'Oxford.

3.2.3. Aérodynamique interne

Une seule équipe a étudié des écoulements internes avec un dispositif DGV. *Roehle et al. (1998)* ont testé leur dispositif dans une entrée d'air d'avion, ainsi que dans une chambre de combustion. Dernièrement, *Roehle et al. (2000)* ont fait les premières mesures dans un compresseur axial transsonique.

3.3. Conclusion

Les essais effectués depuis 1990 ont prouvé que la DGV est une technique capable de décrire entièrement le champ de vitesse dans un plan. Avec un système tridimensionnel il est possible d'acquérir simultanément les trois composantes de la vitesse.
L'acquisition est beaucoup plus rapide que celle des techniques ponctuelles (LDV, L2F), et le traitement des images, consistant à faire des rapports d'intensités, est plus simple qu'en PIV (corrélations de signaux).
La DGV est une méthode révolutionnaire pour l'étude des écoulements aérodynamiques externes, et sa capacité à mesurer les structures tourbillonnaires est encourageante pour l'étude des écoulements en turbomachines.

CHAPITRE 3

Ce chapitre est consacré au dispositif DGV actuel développé au DMAE de *l'Onera-Toulouse*. Une description détaillée des éléments constituant la partie émission et réception y est faite. La procédure d'acquisition des images est aussi abordée. La partie consacrée à l'ensemencement est présentée dans le chapitre suivant.

L'émission se compose principalement de la source laser, du générateur de nappe, et de la partie émission du système DEFI *(Dispositif Etalonnage Fréquence Intensité)*. La partie réception est quant à elle constituée par un module comprenant les composants optiques de détection, et de divers éléments (système de refroidissement des caméras, régulateur thermique de la cellule à iode). Une architecture informatique spécifique a été conçue pour permettre l'acquisition simultanée des images, le transfert et le stockage. Les programmes ont été développés en langage C++ et l'outil *LabWindows/CVI* de *National Instruments* a été utilisé pour l'interface graphique. Dans l'étude présentée, les deux composantes de la vitesse n'ont pas été obtenues simultanément mais successivement à partir d'une seule réception en modifiant la prise de vue.

1. Partie émission

1.1. La source laser

L'émission se compose d'une source laser de type *Argon 2060/65 BeamLok* commercialisée par la société *Spectra-Physics*. C'est un laser continu dont la cavité, représentée figure 30, est équipée d'un miroir arrière monochromatique à la longueur d'onde $\lambda =$ 514,5 nm, ainsi que d'un étalon Fabry-Pérot (F.P) interne piloté en température permettant de sélectionner un seul des modes susceptibles d'osciller (figure 31). Le tube contenant le milieu amplificateur est muni en outre de fenêtres de Brewster qui imposent un

état de polarisation rectiligne vertical à l'onde émise en sortie. Un dispositif Z-lok / J-lok permet de stabiliser sa fréquence pour un *jitter* entre 10 Hz et 500 Hz.
Une fois l'équilibre thermique atteint (environ 45 minutes), le constructeur garantit une largeur spectrale inférieure à 2 MHz avec une dérive de la fréquence centrale inférieure à 50 MHz/°C. Ce laser permet d'obtenir une puissance lumineuse continue maximale de 2 Watts à 514,5 nm.

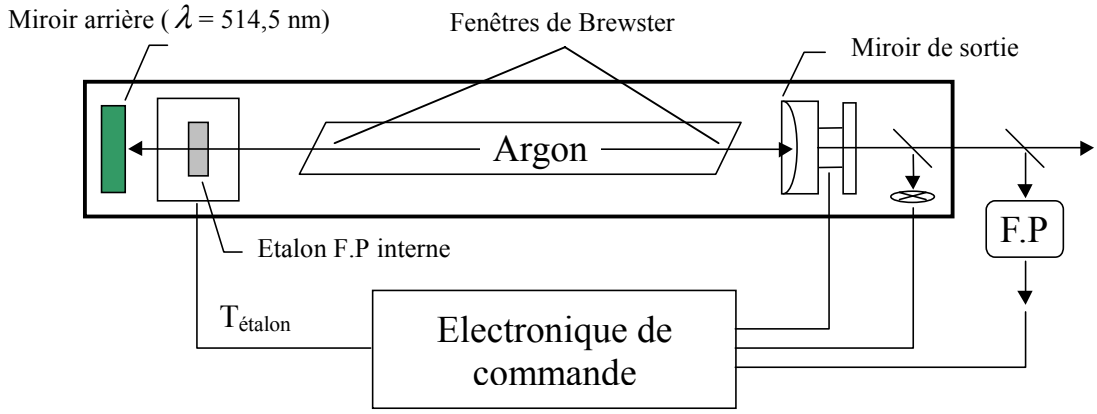


figure 30 : Description de la source laser.

La figure 31 représente la courbe de gain du milieu actif ainsi que la courbe de perte induite par l'étalon Fabry-Pérot. Le mode est sélectionné grâce à l'étalon par atténuation des autres. Le pilotage en température de l'étalon permet de « déplacer » la courbe de perte dans le domaine fréquentiel du laser ce qui se traduit par des sauts de mode. Ici, un saut de mode représente environ 136 MHz. Puisque le minimum de perte est atteint sur une gamme de fréquence très étroite, seul le mode correspondant à ce minimum est émis par le laser.

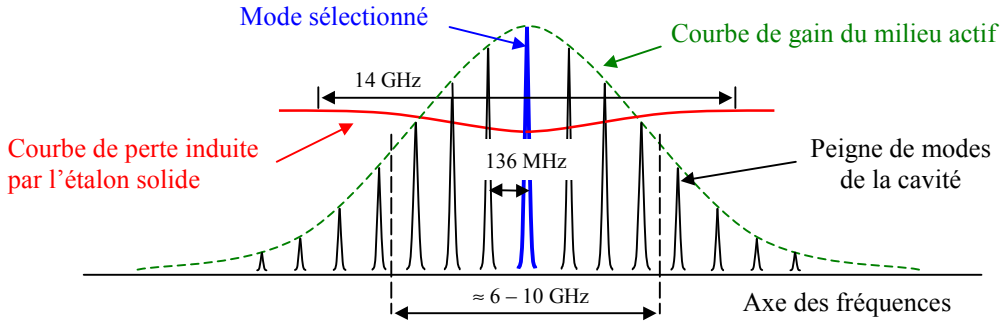


figure 31 : courbes de gain et de perte du milieu actif.

1.2. Le générateur de nappe

Le plan de lumière introduit dans l'écoulement est généré à partir d'une seule lentille *Lasiris* (réf. : SLH-501 FA = 5°), montée sur un support autorisant un réglage fin en rotation autour de l'axe optique. Cette lentille délivre un profil angulaire d'intensité assez plat comme le montre la figure 32 (profil obtenu dans le cas d'une lentille d'ouverture 20°). L'angle

d'ouverture total de la nappe est ici de 5° (θ = 2,5°). L'intensité est réduite par rapport à la valeur obtenue sur l'axe (θ = 0°) avec une lentille cylindrique générant un profil gaussien de même ouverture. L'avantage de ce système est de créer une nappe uniforme en intensité à condition de centrer correctement le faisceau entrant dans la lentille. Les bords de nappe étant plus lumineux, il peut être judicieux de cacher les extrémités pour éviter la saturation des pixels au niveau des images.

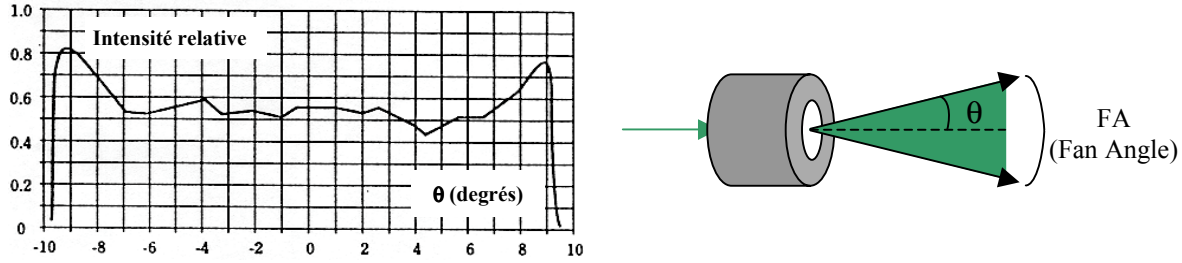


figure 32 : Profil d'intensité lumineuse obtenu avec une optique diffractive.

Ce choix technologique a été adopté à la suite de plusieurs tests réalisés : système de doublets de lentilles sphériques et cylindriques, dispositif à polygones tournants *(Lempereur et al. 1999)*.

L'implantation du dispositif d'émission sur le banc laser est présentée ci-dessous (figure 33). Le laser est monté sur un marbre équipé de cales anti-vibrations posé sur une table permettant le transport. Un dispositif périscopique composé de deux miroirs permet, à l'aide d'un support vertical, de positionner convenablement le faisceau en hauteur. Un miroir de renvoi situé derrière la lentille génératrice de nappe sert à orienter le plan de lumière et à l'incliner à l'aide d'un goniomètre monté sur le support du miroir. Une lame ½ onde a été placée devant le dispositif périscopique de façon à faire tourner la polarisation de l'onde incidente pour optimiser le flux lumineux à la traversée du hublot de la soufflerie côté émission. Enfin, la lame prismatique placée à la sortie du laser permet de prélever une partie du faisceau qui va être utilisée par le système DEFI (§ 1.3).

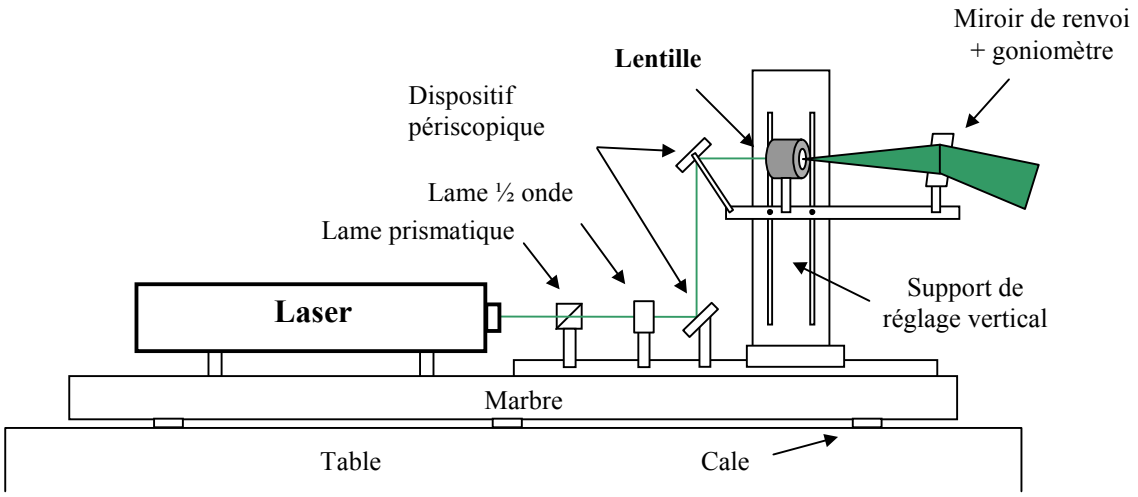


figure 33 : schéma du dispositif d'émission de la nappe.

La traversée de ces composants optiques atténue de façon importante le flux transmis. Le bilan de liaison optique évalué est le suivant :

- lame prismatique	T = 0,92
- lame ½ onde	T = 0,92
- 2 miroirs périscopiques	T = 0,82
- lentille *Lasiris*	T = 0,98
- miroir de renvoi	T = 0,90
TOTAL	T = 0,61

Pour une puissance laser maximum de 2 W, seulement 1,22 W servira à générer la nappe.

1.3. Système DEFI : partie émission

1.3.1. Intérêt

Les études ont montré qu'il était indispensable de contrôler pendant la phase des essais la fréquence d'émission du laser pour ne pas commettre d'erreur sur la mesure de la vitesse. Les dispositifs d'asservissement en fréquence ne permettent pas une stabilisation parfaite et des dérives fréquentielles persistent *(Barricau et al. 2000)*. La majeure partie des montages réalisés utilise une seconde cellule à iode pour mesurer en temps réel la transmission et connaître ainsi la position de la fréquence d'émission dans le profil d'absorption. Néanmoins, comme deux cellules ne sont jamais identiques, ce procédé nécessite un étalonnage préalable afin de comparer chacune des réponses. L'idéal serait donc de contrôler la fréquence d'émission du laser en temps réel en utilisant directement la cellule à iode du dispositif de détection. C'est dans cette optique là qu'a été développé le système DEFI *(Dispositif d'Etalonnage Fréquence Intensité)* à *l'Onera-Toulouse* au sein de l'équipe TME (Techniques et Méthodes Expérimentales) et testé avec succès.

1.3.2. Principe

Le principe optique est de placer sur un bord du champ d'observation un support contenant plusieurs sorties de fibres optiques, injectées au niveau de l'émission par des faisceaux lumineux décalés en fréquence provenant du laser. Les images observées contiennent donc la zone de mesure et les sources lumineuses de référence (figure 34).

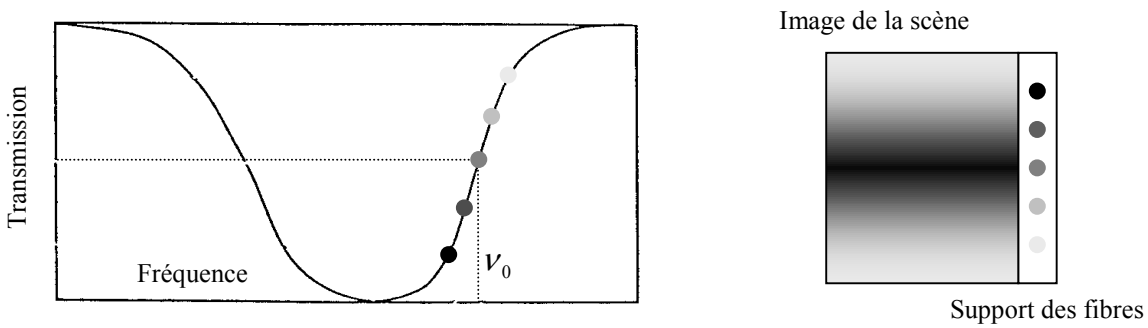


figure 34 : principe du système DEFI.

Une fois la fréquence du laser calée au milieu du front (montant ou descendant) de la raie d'absorption, toute variation fréquentielle se traduit en une variation d'intensité lumineuse liée à l'absorption à travers la cellule à iode. La lumière en sortie de chaque fibre va donc être plus ou moins absorbée en fonction de sa fréquence. Le rapport d'intensité lumineuse normalisé entre l'image signal et l'image référence va permettre d'obtenir les différentes valeurs de transmission, déterminant ainsi la pente du profil et donc la variation de fréquence. A partir de ces points de référence il est possible de connaître en tout point de l'image, c'est-à-dire pour chaque pixel, le décalage fréquentiel, donc de remonter au calcul de la composante de vitesse.
Le système DEFI permet donc de connaître, non seulement la fréquence d'émission du laser, mais aussi d'évaluer à partir des sources décalées le profil de transmission en temps réel, donc de calibrer à travers toute la chaîne d'acquisition la cellule à iode et de s'affranchir ainsi de tout étalonnage préalable.

1.3.3. Montage optique (figure 35 et figure 36)

Afin de réaliser le montage, une lame prismatique placée à la sortie du laser permet de séparer le faisceau en deux. 92% de la puissance est transmise à travers la lentille diffractive afin de générer la nappe de lumière, 8% est réfléchie et envoyée à travers une lame ½ onde montée sur un support en rotation et un polariseur de Brewster. L'ensemble « lame ½ onde/polariseur » joue le rôle d'atténuateur variable pour le faisceau, injecté ensuite dans le cristal d'un acousto-optique (A.O) fonctionnant en régime de Raman-Nath. Celui-ci fournit cinq ordres de diffraction séparés entre eux de 80 MHz (figure 35).

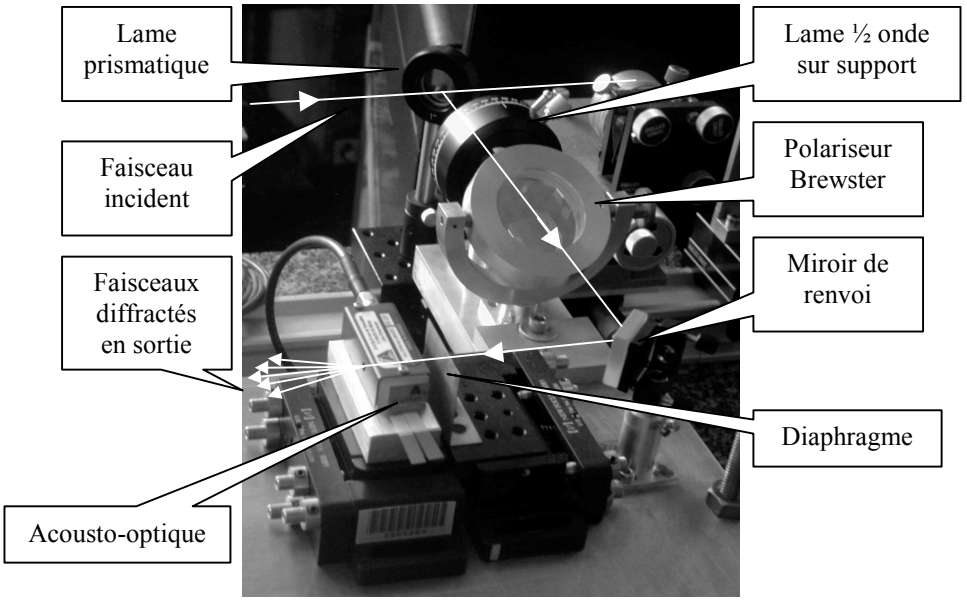


figure 35 : montage de l'acousto-optique.

Ainsi, il est possible de générer des sources lumineuses de références ayant pour fréquence ν_0-160 MHz, ν_0-80 MHz, ν_0, ν_0+80 MHz, ν_0+160 MHz et décrire la courbe de

transmission de la cellule à iode sur une gamme de fréquence 320 MHz. Afin d'obtenir ces cinq ordres de diffraction avec des puissances lumineuses équilibrées, il est nécessaire que le faisceau qui attaque le cristal de l'acousto-optique soit suffisamment fin. Le fabricant (*A.A Opto-Electronique*) préconise un diamètre de 250 microns. Ne disposant pas à l'époque des essais d'un ensemble de composants optiques permettant la focalisation du faisceau gaussien au sein du cristal, le diamètre a été limité à l'aide d'un diaphragme de 0,5 mm d'ouverture. Les phénomènes de diffraction qui apparaissent lors de la diminution de l'ouverture du diaphragme ont conduit à ne pas descendre en dessous de cette valeur, afin de ne pas risquer de mélanger accidentellement lors de l'injection dans les fibres, des ordres de diffraction voisins qui auraient pu se recouvrir de par l'élargissement des faisceaux (apparition d'anneaux de diffraction). La présence de ce diaphragme sur le trajet du faisceau incident au cristal de l'acousto-optique génère inévitablement une atténuation du flux lumineux dans un rapport de seize environ ((diamètre faisceau / diamètre diaphragme)²), ce qui dégrade fortement le bilan de liaison au niveau de la génération des sources lumineuses de référence.

Chaque ordre est ensuite réfléchi par un miroir de renvoi vers un séparateur de faisceau pour former à nouveau trois faisceaux distincts avant d'être injecté dans une fibre optique monomode à maintien de polarisation. Il est alors possible de connecter à trois boîtes de réception les cinq ordres décalés (système à trois composantes). Les extrémités des fibres, dans chaque boîte de réception, sont montées sur un support, placé dans le plan image de l'objectif photographique (voir § 2). La figure suivante illustre le dispositif décrit précédemment (figure 36).

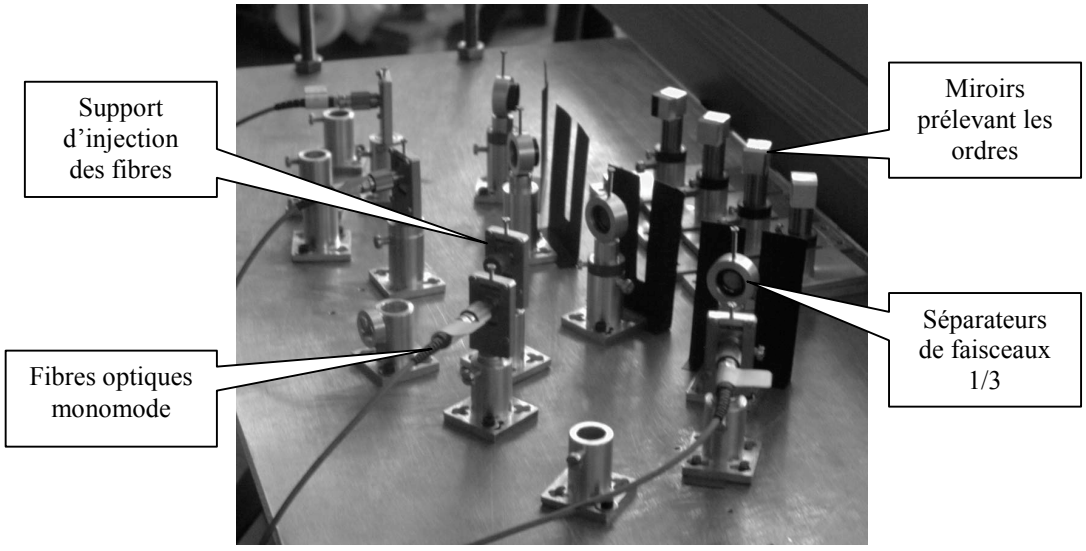


figure 36 : montage de l'injection des fibres optiques.

1.4. Montage global

Le schéma suivant résume l'ensemble du dispositif d'émission et de réception pour une composante (figure 37).

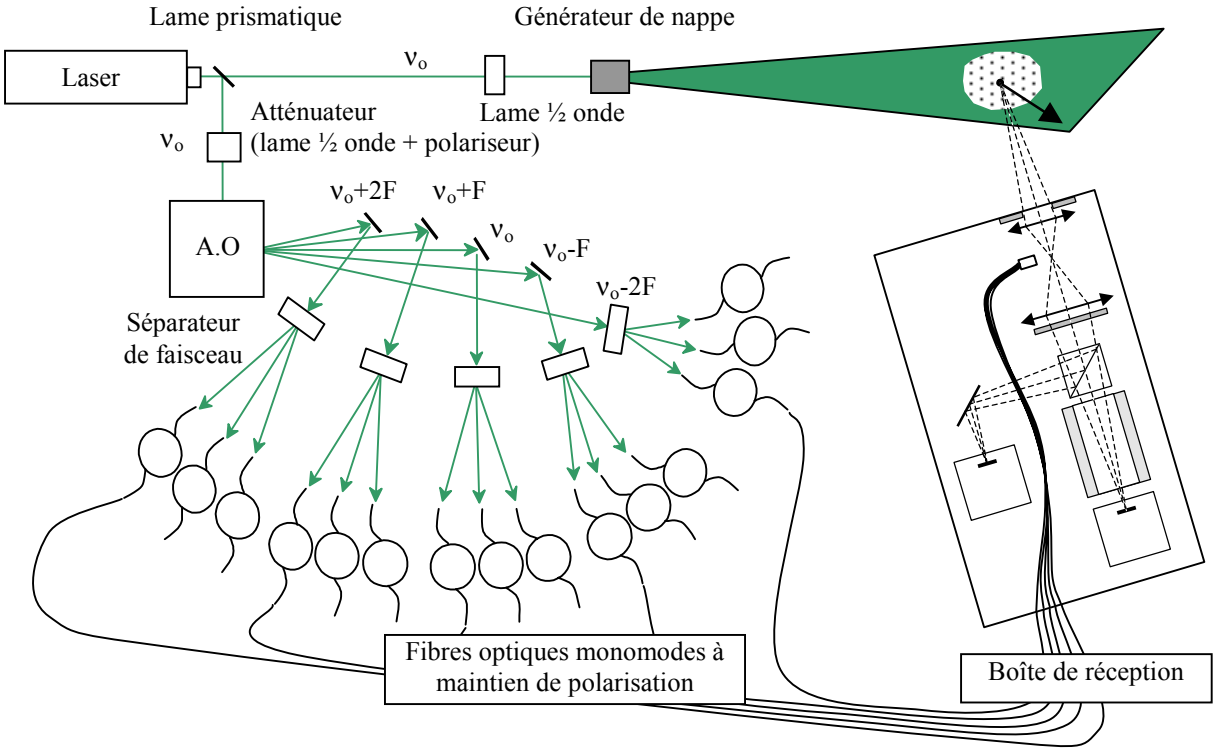


figure 37 : Schéma de montage du système DEFI (partie émission).

2. Partie Réception

L'ensemble des composants optiques permettant l'acquisition des images pour la détermination d'une composante de vitesse est contenu dans la boîte de réception DGV (figure 38).

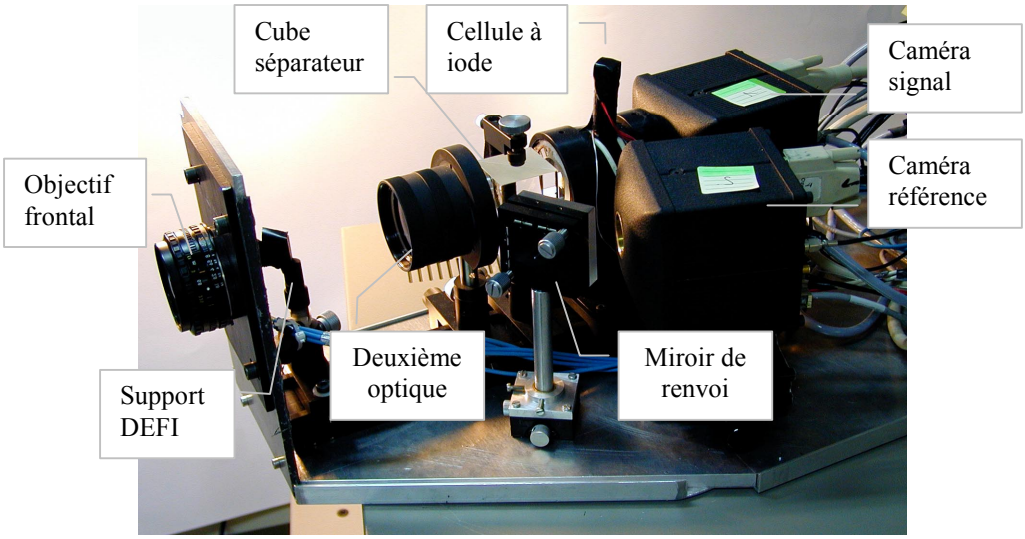


figure 38 : photo de la boîte de réception.

2.1. L'objectif frontal

La lumière diffusée par les particules est d'abord prélevée par la lentille frontale de la boîte de réception composée d'un objectif photographique « normal » de focale fixe *(Nikon f = 50 mm lens series E)*. L'avantage de l'objectif photographique est de pouvoir modifier aisément les dimensions du champ d'observation pour une distance de détection donnée. Il est équipé d'un diaphragme permettant de nombreuses ouvertures : N.O de 1,8 à 16 (le nombre d'ouverture N.O est égal au rapport de la focale f par le diamètre D de la pupille d'entrée de l'objectif). Le traitement antireflet des surfaces dioptriques minimise les pertes sur le flux transmis (98%).

2.2. Système DEFI : partie réception

Les quatre fibres optiques monomodes à maintien de polarisation, transportant la lumière décalée en fréquence à partir du cristal de l'acousto-optique, sont reliées à la boîte de réception à l'aide de connecteurs et d'embases. A l'intérieur, elles sont connectées à des fibres identiques dont les extrémités sont disposées verticalement sur un support placé sur le bord de l'image (figure 39). Concernant les choix technologiques, les problèmes à résoudre étaient l'encombrement, l'intégration sans occultation dans le plan d'une image intermédiaire de petite dimension (7×7 mm^2), l'orientation et le maintien des fibres.

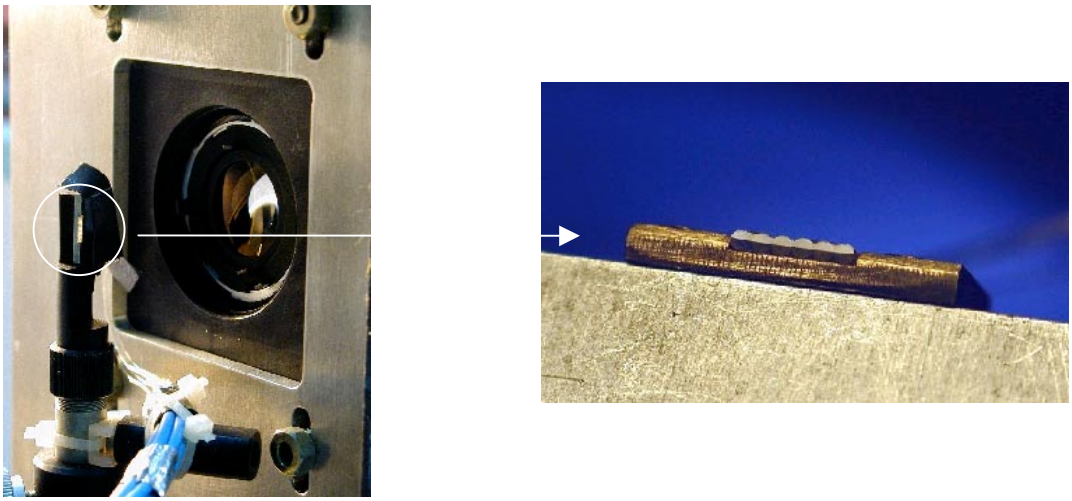


figure 39 : support des fibres dans la boîte (gauche), extrémité du support (droite).

Chaque fibre, dont le cœur fait 3 µm de diamètre, est espacée d'1 mm sur le support. Elle est collée dans le creux entre deux fibres multimodes dénudées, observables sur l'image de droite. Le positionnement nécessite un travail minutieux, réalisé par le DOTA (Département Optique Théorique et Appliqué), afin de maintenir la polarisation et de les orienter correctement. Le dispositif ainsi défini permet d'obtenir sur chaque prise de vue le champ d'observation ainsi que les quatre sources de référence.

Le support est positionné au voisinage du plan focal image de l'objectif photographique. Il est légèrement défocalisé de façon à ce que l'image des taches recomposée sur la matrice CCD fasse une dizaine de pixels de côté.

2.3. Le doublet d'achromats et le polariseur

Un deuxième système optique est constitué par un doublet d'achromats, défini à partir du logiciel de calcul optique *Winlens 4.0* commercialisé par *Spindler & Hoyer* (figure 40). Les focales des lentilles ont été déterminées de façon à recomposer l'image du champ, ainsi que l'image du support des fibres, sur les capteurs CCD en tenant compte, lors du trajet optique, de la traversée des différents dioptres intercalés comme le cube séparateur et la cellule à iode *(Barricau et al. 2000)*. Un résultat de calcul est montré figure 41. Le diamètre des optiques a été optimisé pour éviter le phénomène de vignettage sans réduire la résolution spatiale sur les bords de l'image.

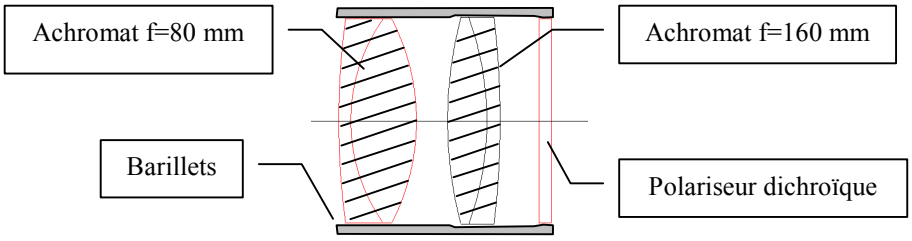


figure 40 : description de l'optique intermédiaire.

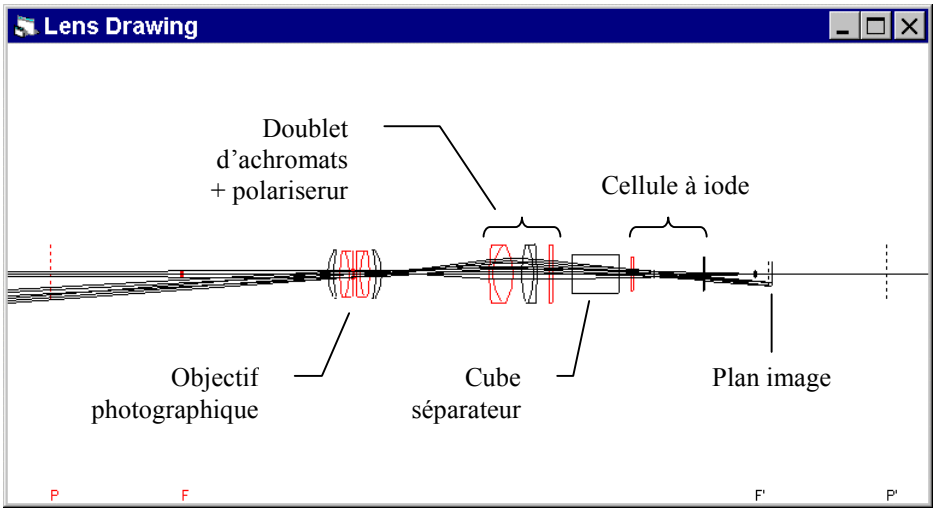


figure 41: chemins optiques calculés pour différentes positions d'un point objet en fonction de la distance par rapport à l'axe optique.

Le montage sur barillets intègre de surcroît un polariseur en sortie de monture afin d'imposer l'état de polarisation « S » de l'onde incidente au cube séparateur d'images et éviter ainsi

toute fluctuation de ses coefficients de transmission et de réflexion, qui interviennent dans le calcul de l'intensité normalisée (polariseur dichroïque OptiSigma).

2.4. Cube séparateur

Le cube séparateur a pour rôle de séparer l'image formée par les optiques situées en amont, afin d'obtenir deux images de dimensions identiques au niveau des capteurs CCD des caméras référence et signal. Les coefficients de réflexion et de transmission doivent être parfaitement maîtrisés dans la mesure où ces grandeurs interviennent dans le calcul de l'intensité normalisée (figure 42). Dans l'étude, les coefficients de transmission et de réflexion sont respectivement de 60% et 40% afin de compenser l'atténuation à travers les hublots de la cellule à iode. Ces grandeurs sont données avec une incertitude de 5%.

$$T = \frac{I_{transmise}}{I_{incidente}} = 60\% \pm 5\%$$

$$R = \frac{I_{réfléchie}}{I_{incidente}} = 40\% \pm 5\%$$

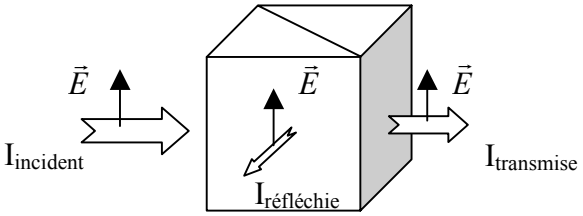


figure 42 : description du cube séparateur.

Remarque : récemment, une observation a montré que les coefficients de réflexion et de transmission du cube étaient aussi sensibles à l'angle des faisceaux incidents. Le cube séparateur est généralement conçu pour travailler avec des faisceaux parallèles (ce qui n'est pas le cas ici).

2.5. La cellule à iode

La cellule à iode, fabriquée par le BIPM (Bureau International des Poids et Mesure) est constituée de deux parties en verre : le corps de la cellule (longueur = 65 mm, diamètre = 35 mm) et le doigt de remplissage ou « queusot » (diamètre = 12 mm, hauteur = 40 mm). Ces deux parties doivent être isolées et régulées en température. Des résistances chauffantes se présentant sous la forme de rubans (dépôt de Nickel sur Kapton) sont accolées aux surfaces à chauffer. Le schéma suivant décrit l'arrangement des différents éléments mis en œuvre pour assurer la régulation en température de la partie cylindrique (corps) de la cellule à iode ainsi que du doigt froid (queusot) (figure 43).

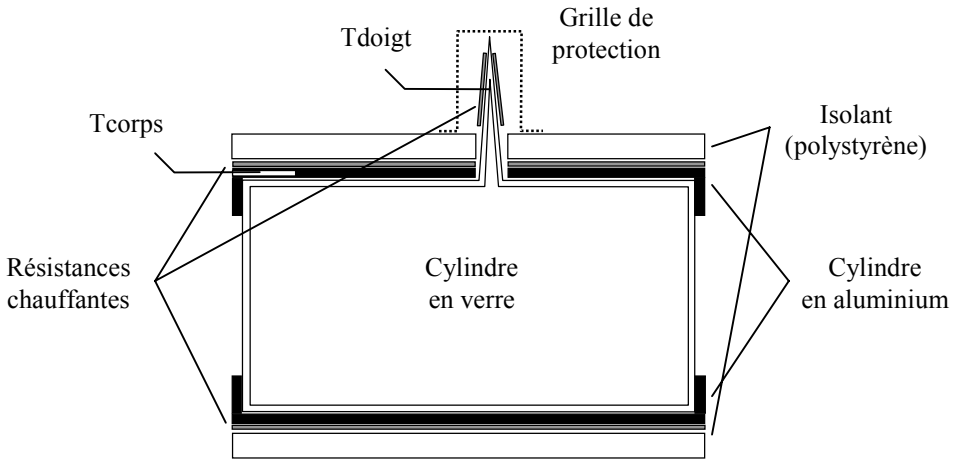


figure 43 : Régulation en température de la cellule à iode.

La régulation en température s'effectue à l'aide d'un dispositif électronique de type « P.I.D » (modèle 30880 auto adaptatif commercialisé par *Vulcanic*). Le chauffage est assuré par un ensemble de rubans chauffants disposés tout autour du cylindre en aluminium qui ceinture le corps, et directement au contact du verre pour la partie queusot. Un jeu de deux thermocouples du type Fe-Ct, immergé pour le premier au sein du cylindre d'aluminium et accolé au tube en verre qui constitue le doigt froid de la cellule à iode pour le second, permettent de mesurer la température des deux éléments prédéfinis. L'isolant qui entoure le cylindre en aluminium est constitué par du polystyrène expansé. Celui-ci ne recouvre pas l'élément froid de la cellule à iode. En effet, de par les différences de température qui doivent exister entre les deux parties (T_{cuve} = 62 °C et T_{doigt}=55°C), il a été nécessaire d'introduire une zone de fuite du flux de chaleur au niveau de la jonction « doigt/cylindre » afin de conserver un gradient de température suffisamment élevé à cet endroit là et pouvoir ainsi réguler le doigt à une température inférieure à celle du cylindre. Le flux de chaleur se propage sans trop de déperdition par conduction au sein du verre, depuis le cylindre vers le doigt, tendant à équilibrer ainsi la température de ce dernier avec celle de la partie cylindrique. Afin de protéger le picage en verre qui se retrouve dépourvu d'isolant, une grille métallique a été rajoutée pour éviter tout risque de rupture de cette partie sensible.

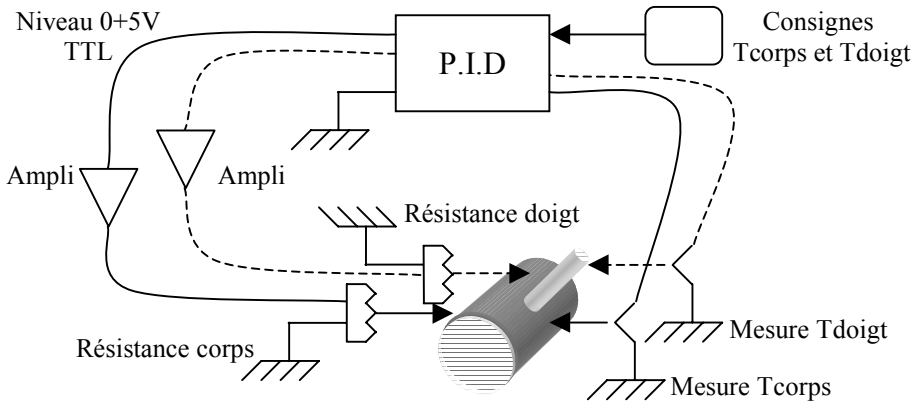


figure 44 : schéma de régulation de la cellule à iode.

Une fois les consignes de température du doigt et du corps entrées, l'asservissement à commande proportionnel du générateur permet de délivrer le courant nécessaire aux résistances chauffantes de façon à obtenir les températures affichées sans jamais les dépasser. La figure 44 montre le schéma de régulation de la cellule à iode.

Remarque : aucun traitement antireflet n'a été effectué sur les faces des hublots. Ce traitement, qui serait intéressant pour minimiser les réflexions multiples sur les interfaces, pose problème pour les faces internes car le remplissage de la cellule se fait à 400°C.

2.6. Les caméras CCD

Après prospection *(Lempereur et al. 1999)*, voici les principales caractéristiques des caméras retenues pour le développement du système DGV.

Caméra CCD SMD 1M15 (www.dalsa.com)	
Nombre de pixels	1024 × 1024 (512 × 512 en *binning*)
Taille du pixel (µm)	14 × 14
Facteur de remplissage (*Fill Factor*)	70%
Temps d'intégration (ms)	Interne : 1; 2; 4; 8
	Externe : libre
Cadence d'acquisition (image/s)	Interne : 30 (*binning*); 15; 7,5
	Externe : libre
Numérisation du signal	12 bits (4096 niveaux)
Efficacité quantique (e^-/photon)	8% à 514,5 nm
Capacité des puits à électrons	250000 à 300000
Transfert des charges	Transfert de trame
Synchronisation	Autonome ou externe (synchronisme de deux caméras)

L'utilisation d'un couple de caméras par composante mesurée nécessite une synchronisation temporelle absolue (de façon à traiter un couple d'images correspondant au même instant). *Barricau et al. (2000)* détaille l'interfaçage des caméras SMD 1M15 ainsi que l'architecture du système informatique pour le dispositif de mesure à trois composantes.
Plusieurs études ont été réalisées afin de mieux caractériser les caméras. *Chedas (1999)* a évalué les non uniformités de réponse des pixels à une lumière homogène à l'aide d'une sphère intégrante en collaboration avec le DOTA. *Florens (2000)* a évalué les effets de la température du capteur sur les niveaux de bruit. Un dispositif de refroidissement des caméras a été construit, mais n'a pas été utilisé lors des essais de comparaison avec la PIV *(Barricau et al. 2001)*. Les principaux résultats de qualification des caméras sont rappelés dans l'annexe C.

Remarque : cette caméra offre la possibilité de commuter en mode *binning* (figure 45). Le *binning* consiste à sommer des pixels voisins pendant la phase de lecture, pour accroître la sensibilité et la cadence. Ces avantages sont obtenus au détriment de la résolution spatiale. Par

exemple, un *binning* sur un environnement 2×2, accroît la cadence image dans un facteur 2, la « sensibilité apparente » dans un facteur quatre mais fait passer la résolution de 1024² à 512². Ce mode est très utile lorsque le niveau de lumière est faible. Si ce fonctionnement est utilisé, les performances en terme de bruit seront a priori meilleures.

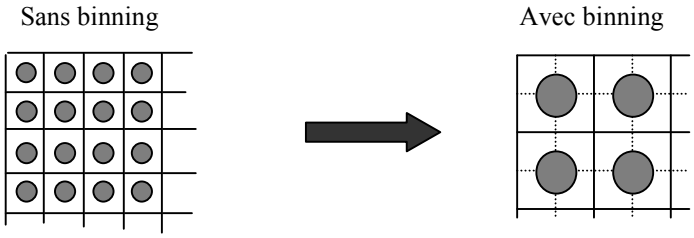


figure 45: Principe du binning.

3. Procédure d'acquisition et traitement

La valeur d'une composante de la vitesse est déterminée pour chaque pixel de l'image à partir de deux mesures indépendantes d'après la relation (2.1) :

- le décalage fréquentiel $\Delta\nu$, obtenu à partir de la cartographie de transmission et de la courbe de réponse de la cellule à iode T(f), fournie par les sources de référence,
- la direction de projection $(\vec{R} - \vec{E})$, obtenue à partir de l'étalonnage géométrique.

3.1. La procédure d'étalonnage géométrique

L'ensemble de la procédure d'étalonnage géométrique est rappelé dans l'annexe D (à partir du §2.3). Cette phase de mesure peut être faite avant ou après l'acquisition des images associées à la mesure du décalage fréquentiel. Elle permet d'obtenir les cartographies, pour chaque pixel de l'image, des composantes du vecteur émission incident aux particules et des composantes de chaque rayon perspectif de la prise de vue.

3.2. La mesure du décalage fréquentiel

Le dispositif de détection permet de mesurer la transmission à travers la cellule à iode. Trois images sont classiquement utilisées pour la normalisation : l'image *Background*, *Doppler* et *Flatfield* (voir Chap. 2, § 2.2.3). La présence simultanée sur les images des sources de référence du système DEFI et de la scène observée nécessite l'acquisition de deux images supplémentaires par rapport à la procédure habituelle : l'image *Sources Doppler* et *Sources Flatfield*.

Le traitement développé ici s'appuie donc sur six paires d'images prises successivement lors de la phase d'essai, réalisées en synchronisation parfaite entre les deux caméras qui composent la réception. L'acquisition comporte en effet deux images *Background* associées à l'image *Doppler* et *Flatfield*. Ces images sont théoriquement identiques, mais permettent de prendre en compte les éventuelles variations de luminosité ambiante ou de bruit des caméras

entre la phase Doppler et la phase de Flatfield. Ces deux phases sont réalisées avec un intervalle de temps correspondant au temps mis pour décaler la fréquence du laser en dehors du profil de la raie d'absorption (quelques minutes). Toutes les images sont ensuite transférées et stockées afin d'effectuer le traitement ultérieurement. Dans l'étude, les deux composantes de la vitesse ont été déterminées l'une après l'autre en déplaçant la réception. La procédure d'acquisition est donc la même pour les deux configurations géométriques.

3.2.1. Description des images

Une image comporte deux zones distinctes : la zone du champ d'observation représentant le flux lumineux diffusé par les particules traversant la nappe laser, et la zone des sources lumineuses de référence correspondant aux sorties des fibres optiques injectées au niveau de l'émission par la lumière décalée en fréquence (figure 46).

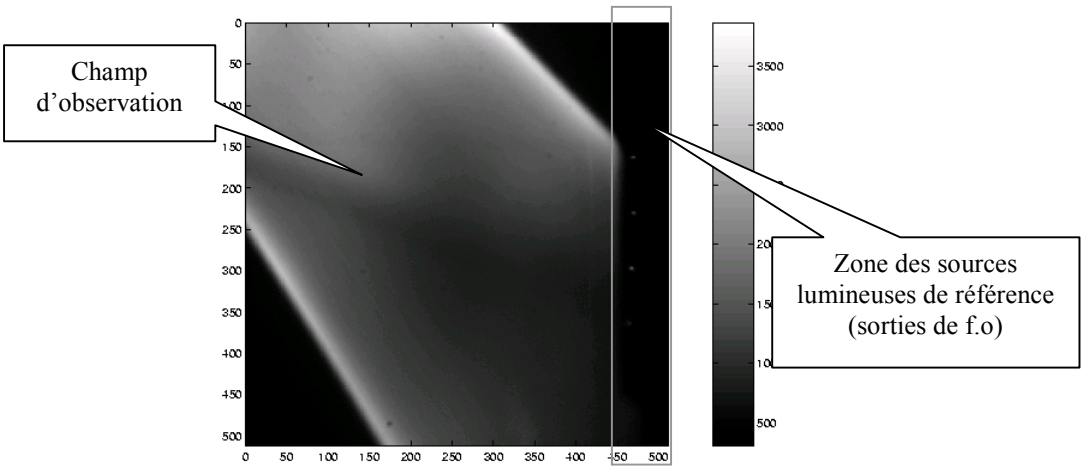


figure 46 : exemple d'une image Doppler.

Sur chaque image (*Doppler* et *Flatfield*) le niveau de l'intensité lumineuse d'un pixel peut être influencé par la combinaison de plusieurs phénomènes lumineux présents dans le champ, pouvant être représentés schématiquement par la figure suivante (figure 47) et dont voici les définitions :

- niveau de noir des caméras (bruit de lecture) : I_{noir},
- niveau de bruit ambiant (lumière blanche du laboratoire) : $I_{ambiant}$,
- niveau du signal (lumière diffusée par les particules et émise par les sources) : $I_{particules}$ et $I_{sources}$,
- niveau de bruit généré par la présence de la zone du champ dans la zone des sources.

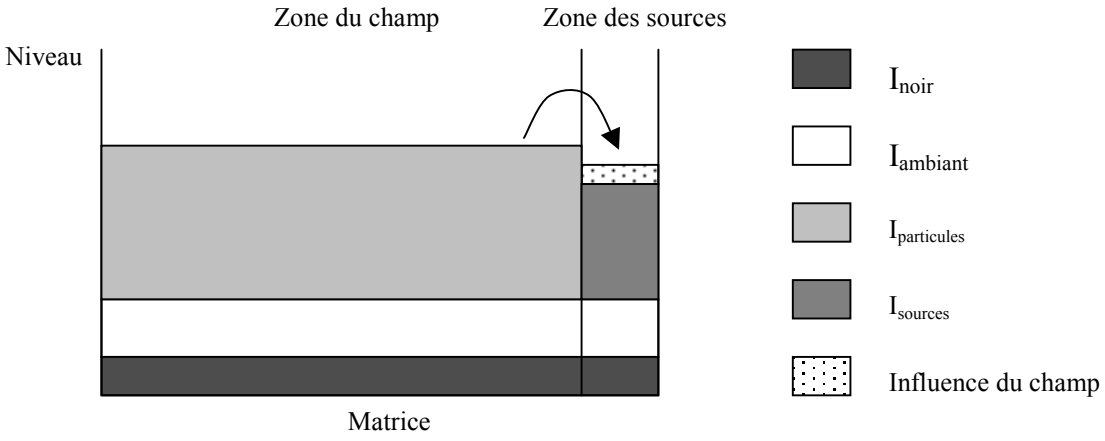


figure 47 : représentation du niveau d'intensité sur la matrice CCD.

Pour mesurer l'effet Doppler il est nécessaire d'accéder seulement au niveau grisé pour chacune des deux zones en éliminant les autres.

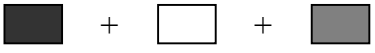
L'acquisition des images *Doppler* et *Flatfield* est réalisée en présence des particules, de la nappe et des sources de référence. Tous les niveaux sont représentés :

pour la zone du champ

pour la zone des sources

Les images *Sources Doppler* (et *Sources Flatfield*) sont obtenues chronologiquement à la suite des images *Doppler* et *Flatfield*, dans les mêmes conditions, une fois la nappe laser coupée. Le niveau du signal provenant du champ est donc supprimé ainsi que son influence dans la zone des sources de référence, ce qui permet une détection de ces dernières dans de meilleures conditions. Ces images permettent donc d'accéder à :

pour la zone du champ

 pour la zone des sources

L'image suivante (figure 48) est un exemple d'une image *Sources Flatfield*. La dynamique des niveaux a été volontairement modifiée pour faire apparaître les sources de référence.

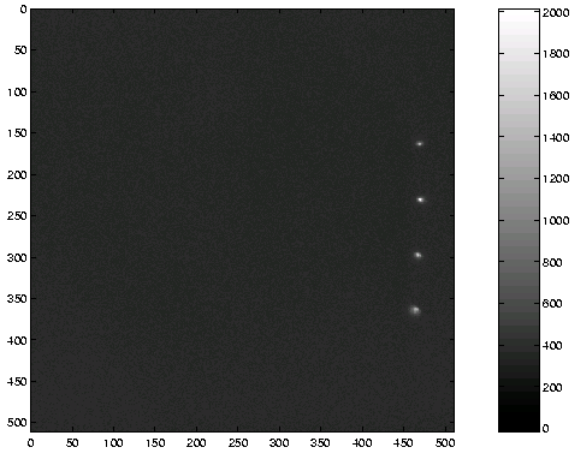


figure 48 : exemple d'image Sources Flatfield.

Les images *Background Doppler* et *Background Flatfield* sont obtenues dans les conditions d'essais avec l'ensemencement mais le faisceau laser a été coupé. Il n'y a donc ni la nappe ni les sources. Ces images sont identiques au bruit des caméras près. Elles permettent d'accéder à :

pour les deux zones

La figure suivante (figure 49) montre un exemple d'image *Background Doppler*. La dynamique des niveaux a aussi été réduite.

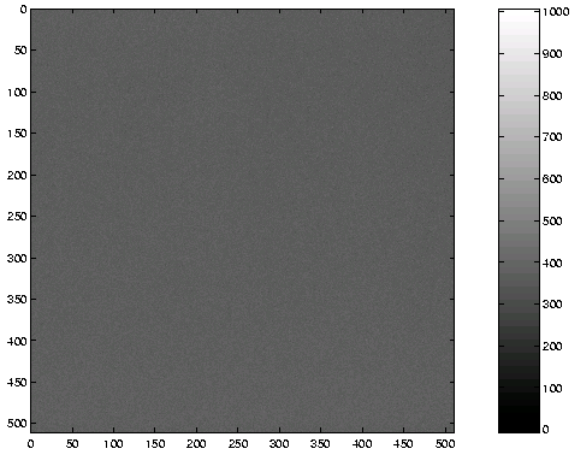


figure 49 : exemple d'image Background Doppler.

Comme tous les signaux ne sont pas corrélés entre eux, il est possible d'écrire :

= Image *Doppler* (ou *Flatfield*) – Image *Sources Doppler* (ou *Flatfield*) pour la zone du champ

= Image *Sources Doppler* (ou *Flatfield*) – Image *Background Doppler* (ou *Flatfield*) pour la zone des sources

Ceci est d'autant plus valable que les niveaux d'intensité ne varient pas trop durant l'acquisition des images (nécessité d'acquérir les images associées à la phase Doppler ou Flatfield le plus rapidement possible).

Remarque 1 : l'influence du niveau des sources étant négligeable dans la zone du champ, il est possible aussi de retrancher les images *Background* aux images *Doppler* et *Flatfield*.

Remarque 2 : la présence des particules dans la veine paraît obligatoire pendant l'acquisition des images des sources et des images *Background* dans la mesure où elles perturbent le flux parasite (lumière blanche du laboratoire), qui peut être plus ou moins écranté par leur présence. Il est donc souhaitable d'avoir une concentration de traceurs qui soit quasiment constante dans la zone visualisée durant l'acquisition des images. Les images *Background* diffèrent donc de celles utilisées dans la littérature (image de la scène avec la nappe mais sans les particules). Cette dernière permet de soustraire l'effet de diffusion de la tranche laser sur le hublot. Néanmoins, ce phénomène est très atténué en présence des particules (figure 50) et un traitement spécifique serait nécessaire pour soustraire correctement les niveaux. Dans tous les cas, il est souhaitable de limiter au maximum le flux lumineux provenant de l'extérieur ainsi que les réflexions.

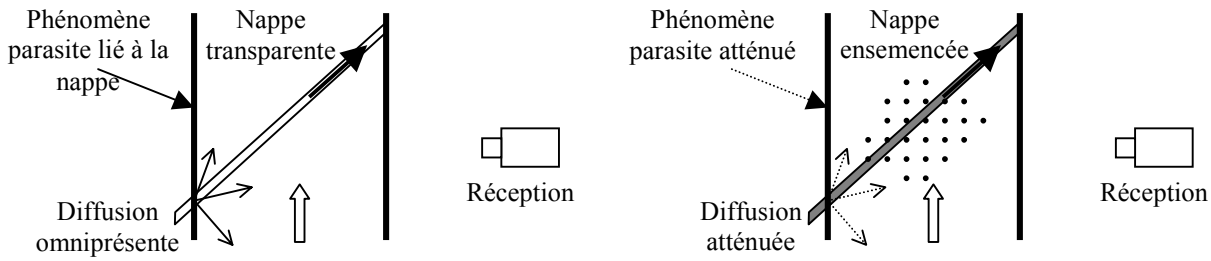


figure 50 : influence des réflexions en fonction de l'ensemencement de la nappe.

Remarque 3 : un problème persiste néanmoins : les salissures sur les hublots pendant les mesures en phase Doppler. Ces salissures rediffusent de la lumière à la fréquence d'émission du laser qui modifie donc le calcul de la transmission. Cet effet parasite ne peut malheureusement pas être corrigé et se retrouvera sur la cartographie finale.

3.2.2. Traitement

Le traitement va s'effectuer en deux étapes :

- le traitement des images associées aux sources va permettre de déterminer, d'une part la transmission T_0 correspondant à la fréquence ν_0, et d'autre part la courbe de réponse de la cellule à iode sur une gamme de fréquence équivalente au décalage maximum entre les sources les plus éloignées.
- le traitement des images du champ, qui consiste, à partir de la connaissance de la courbe de réponse, à convertir pour chaque pixel de l'image sa valeur de transmission mesurée en variation de fréquence $\Delta\nu$.

3.2.2.1. Traitement des sources de référence

Le traitement consiste à déterminer la valeur de la transmission à travers la cellule à iode pour chacune des sources décalées en fréquence, à partir de l'acquisition des images *Sources Doppler*, *Sources Flatfield*, *Background Doppler* et *Background Flatfield*. Il s'effectue donc indépendamment des images du champ de mesure. Sur l'image *Doppler* la fréquence d'émission du laser est calée sur le front montant du profil d'absorption, le flux lumineux provenant de chaque sortie de fibre est donc plus ou moins absorbé par l'iode. Sur l'image *Flatfield* le flux est transmis en quasi-totalité car la fréquence d'émission est positionnée en dehors de la raie, il sert de référence. Des images des sources sont préalablement retranchées les images *Background* associées de façon à ce que les niveaux mesurés ne correspondent qu'à la contribution des sources. Seul le bruit intrinsèque des caméras n'est pas annulé par cette opération.

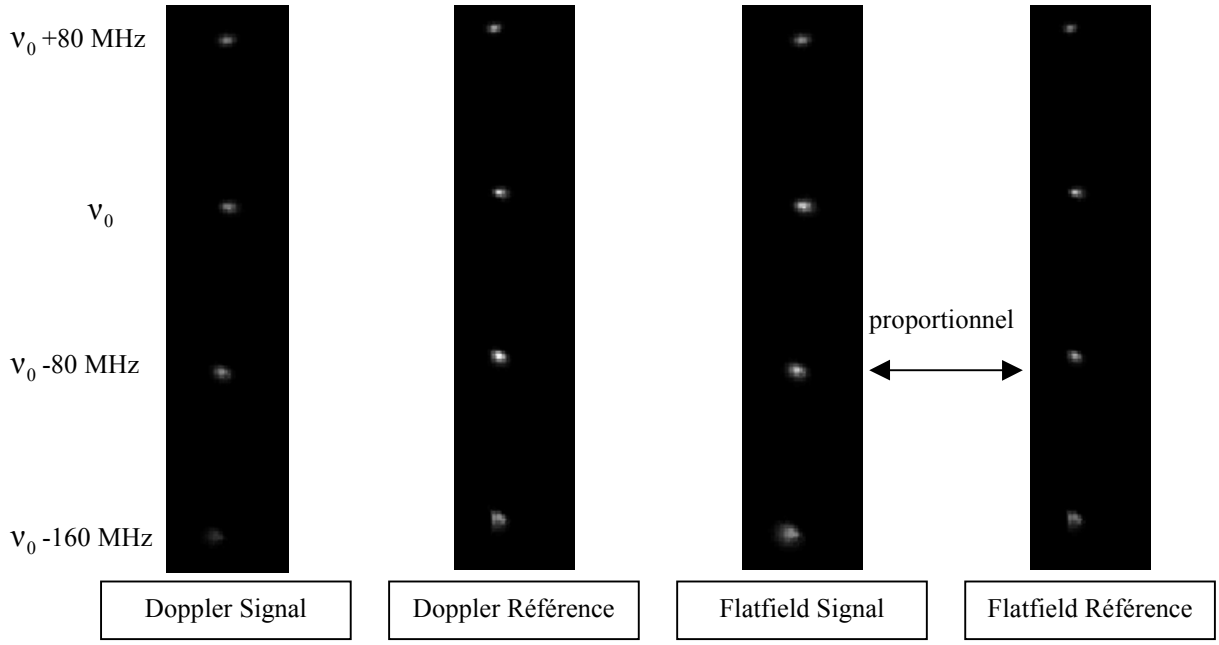


figure 51 : exemple d'images de sources.

Sur l'image *Doppler* de la caméra signal, l'atténuation de la source ν_0-160 MHz est bien visible, elle correspond à la fréquence lumineuse la plus absorbée à travers la cellule à iode. Sur les images *Flatfield*, le flux lumineux est entièrement transmis.
La position de chaque source est déterminée à partir de la détection du pixel le plus lumineux, correspondant au centre de chaque tache. Les coordonnées peuvent différer entre l'image signal et l'image référence à cause de la différence des chemins optiques (quelques pixels). Une tache fait une dizaine de pixels de côté (figure 51).

Le calcul de la transmission de chaque source est obtenu en sommant les niveaux des pixels sélectionnés, en appliquant la formule :

$$T = \frac{\left(Nds / Ndr\right)}{\left(Nfs / Nfr\right)} \tag{3.1}$$

où Nds, Ndr, Nfs et Nfr sont respectivement la somme des niveaux associée à l'image *Doppler* signal, *Doppler* référence, *Flatfield* signal et *Flatfield* référence.
Les pixels sélectionnés correspondent à un voisinage centré sur le pixel le plus lumineux.

3.2.2.2. Traitement des images du champ

Une fois les valeurs de transmission obtenues pour chaque source il est possible de modéliser la réponse de la cellule à iode. La transmission pour chaque pixel de l'image est déterminée de la même façon que pour les sources, la différence calculée par rapport à la transmission T_0 permet de remonter au décalage fréquentiel $\Delta\nu$.

3.3. Le calcul des composantes de la vitesse

Dans un référentiel lié à la veine (O,X,Y,Z) si X définit la direction axiale, Y la direction transversale et Z la direction verticale, l'équation (2.1) peut se réécrire :

$$\nu_D - \nu_0 = \frac{1}{\lambda_0}[V_X(R_X - E_X) + V_Y(R_Y - E_Y) + V_Z(R_Z - E_Z)] \tag{3.2}$$

En observant la scène dans trois directions différentes, la détermination des trois composantes de la vitesse V_X, V_Y et V_Z est finalement obtenue en résolvant un système linéaire de trois équations à trois inconnues :

$$\begin{cases} \Delta\nu_1 = \dfrac{1}{\lambda_0}[V_X(R_{X_1} - E_{X_1}) + V_Y(R_{Y_1} - E_{Y_1}) + V_Z(R_{Z_1} - E_{Z_1})] \\ \Delta\nu_2 = \dfrac{1}{\lambda_0}[V_X(R_{X_2} - E_{X_2}) + V_Y(R_{Y_2} - E_{Y_2}) + V_Z(R_{Z_2} - E_{Z_2})] \\ \Delta\nu_3 = \dfrac{1}{\lambda_0}[V_X(R_{X_3} - E_{X_3}) + V_Y(R_{Y_3} - E_{Y_3}) + V_Z(R_{Z_3} - E_{Z_3})] \end{cases} \quad (3.3)$$

que l'on peut écrire sous forme matricielle,

$$\frac{1}{\lambda_0}\begin{bmatrix} R_{X_1} - E_{X_1} & R_{Y_1} - E_{Y_1} & R_{Z_1} - E_{Z_1} \\ R_{X_2} - E_{X_2} & R_{Y_2} - E_{Y_2} & R_{Z_2} - E_{Z_2} \\ R_{X_3} - E_{X_3} & R_{Y_3} - E_{Y_3} & R_{Z_3} - E_{Z_3} \end{bmatrix}\begin{pmatrix} V_X \\ V_Y \\ V_Z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \Delta\nu_1 \\ \Delta\nu_2 \\ \Delta\nu_3 \end{pmatrix} \quad (3.4)$$

CHAPITRE 4

1. Rappel sur l'ensemencement

Pour caractériser la vitesse des écoulements, des particules submicroniques sont introduites dans le fluide et vont être convectées par entraînement, matérialisant ainsi des points de l'écoulement. Les vélocimètres laser traitent alors le signal émis par ces particules pour déterminer leur vitesse grâce à différentes techniques : effet Doppler, mesure du temps de vol. La vitesse du fluide est donc déduite à partir de la détermination de la vitesse des traceurs. De nombreuses précautions doivent donc être prises au niveau de l'ensemencement pour caractériser au mieux les écoulements. Il s'agit principalement d'évaluer dans quelle mesure la vitesse des particules peut être assimilée à celle de l'écoulement et de savoir si les traceurs répondant à ces conditions sont observables par le système de détection.

1.1. Glissement des particules

L'équation du mouvement des particules dans un fluide exprime la dépendance de la vitesse des particules vis à vis de la traînée visqueuse, du gradient de pression, des forces extérieures, des effets d'inertie dus à la masse du fluide entraînée par les particules et des déformations du champ de vitesse par rapport à l'écoulement stationnaire. Lorsque la densité de la particule diffère de celle du fluide, du fait des forces d'inertie, la particule ne répond pas instantanément aux changements de vitesse du fluide. Dans les écoulements d'air, les particules servant à l'ensemencement ont une densité beaucoup plus importante que celle de l'air, le rapport des densités est souvent de l'ordre de 10^3. Dans ce cas, la vitesse relative de la particule par rapport à celle du fluide peut être décrite approximativement par l'équation *(Durst et al. 1976)* :

$$\frac{dV_p}{dt} = \frac{18\nu}{d_p^2}\frac{(V_f - V_p)}{(\rho_p/\rho_f)} \qquad (4.1)$$

où d_p est le diamètre de la particule, ρ_p et ρ_f sont les densités de la particule et du fluide, et V_p et V_f les vitesses de la particule et du fluide.

Cette formule repose sur les hypothèses suivantes :

- $\rho_p/\rho_f >> 1$,
- la taille des particules est faible devant les petites structures de l'écoulement, ce qui est vérifié pour les particules submicroniques,
- il n'existe pas d'interaction entre les particules, hypothèse vérifiée dans les écoulements d'air où les concentrations sont relativement faibles,
- la traînée visqueuse suit la loi de Stokes,
- les forces extérieures pouvant agir sur la particule peuvent être négligées (force de gravitation, force centrifuge ou électrostatique).

Dans les travaux réalisés, de la fumée d'encens a été utilisée lors des essais en PIV, alors que de la fumée d'huile a permis l'ensemencement en DGV. Ces deux techniques assurent des tailles de particules de l'ordre du micron ce qui permet un bon suivi de l'écoulement.

1.2. Visibilité des particules

La taille des particules est souvent caractérisée par un nombre adimensionnel, q, défini par :

$$q = \frac{\pi d}{\lambda} \tag{4.2}$$

où d est le diamètre de la particule et λ la longueur d'onde de la lumière incidente. Ce nombre permet de définir les différents domaines de diffusion de la lumière :

- $q << 1$ (diffusion de Rayleigh) : les diagrammes de diffusion sont réguliers (peu de lobes de diffusion) et symétriques par rapport à une observation à 90°, mais l'intensité (proportionnelle à d^6) est trop faible,
- $q \approx 1$ (diffusion de Mie) : les diagrammes de diffusion présentent de nombreux lobes de diffusion très marqués et sont dissymétriques avec un maximum en diffusion avant,
- $q >> 1$ (grosses particules) : les diagrammes de diffusion sont obtenus à partir de l'optique géométrique, mais ce mode est rarement utilisé car il remet en cause le bon suivi de l'écoulement.

Quant à la quantité de particules ensemençant l'écoulement, il faut signaler que si leur concentration est trop importante, la lumière diffusée par les particules dans la zone de mesure sera atténuée par effet d'écran ce qui aura pour effet de modifier le flux entrant dans la pupille d'entrée de l'optique de réception.

Le tableau 4 rappelle quelques produits utilisés pour l'ensemencement des écoulements gazeux, ainsi que les diamètres caractéristiques :

Type de générateur	Matériaux	Diamètre (micron)
dispersion de particules solides	Polystyrène	0,5 à 10
	Aluminium	2 à 7
	Magnésium	2 à 5
	Billes	10 à 100
combustion	Encens	< 1
vaporisation	Vaporisation d'huile	0,5 à 3

tableau 4 : produits utilisés pour l'ensemencement.

2. Application à la DGV

La détermination du décalage fréquentiel lié à l'effet Doppler est appréhendée en DGV à partir de la détection du flux lumineux diffusé par les particules traversant la nappe laser. L'intensité lumineuse émise par une particule n'est pas isotrope dans l'espace et varie en fonction de l'angle d'observation, angle formé par la direction du faisceau incident à la particule et la direction d'observation (Chap. 2, figure 11). Ce phénomène peut être quantifié à partir de la théorie de la diffusion de Mie dans la mesure où la particule est supposée sphérique et de taille proche de la longueur d'onde de la lumière incidente (*Born and Wolf*, *Van de Hulst*). L'annexe E rappelle les principes de cette théorie. Elle va servir à modéliser la réponse en intensité lumineuse pour un ensemble de particules de différentes tailles en fonction de la direction d'observation.

L'autre aspect de l'étude concerne la polarisation de la lumière diffusée par les particules. Dans le dispositif DGV, pour chaque composante du vecteur vitesse, deux caméras CCD sont utilisées de façon à enregistrer simultanément une image référence (directe) et une image signal (à travers la cellule à iode). La séparation des chemins optiques se fait à l'aide d'un cube séparateur, placé devant la cellule, dont les coefficients de réflexion et de transmission sont calculés pour un état de polarisation de la lumière donné (ici, T = 60% et R = 40% pour un état de polarisation « S », soit perpendiculaire au plan d'incidence). Il est donc important de connaître l'état de polarisation de la lumière diffusée par les particules détectée par la réception. En effet, si la polarisation fluctue, notamment entre la phase de *Flatfield* et celle de mesure, les coefficients vont être modifiés et la normalisation du signal image par le signal référence n'aura plus aucun sens (l'intensité normalisée étant proportionnelle au rapport $T/R \approx T/(1-T)$).
Pour pallier ce problème, le choix technologique a été d'introduire un polariseur devant le cube séparateur, afin d'imposer l'état de polarisation rectiligne à toute onde incidente à ce composant optique et de ne pas introduire d'erreur supplémentaire sur la mesure de vitesse, liée aux variations des coefficients de transmission et de réflexion du cube. La direction de polarisation étant fixée, il reste à connaître l'état de polarisation de la lumière incidente dans le repère lié à la réception, en prenant en compte la traversée du hublot. L'étude permettra alors éventuellement de rajouter un composant optique (lame ½ onde) devant le polariseur afin de faire tourner la polarisation pour limiter l'atténuation.

L'approche entreprise va dans un premier temps rappeler les expressions du champ électromagnétique diffusé par des particules sphériques d'après la théorie de Mie, puis un rappel sur la caractérisation de l'état de polarisation sera abordé. L'analyse suivante permettra alors d'évaluer l'influence de la traversée de dioptres plans (hublot) sur l'état de polarisation de la lumière diffusée.

2.1. Champ électromagnétique diffusé par une particule sphérique

2.1.1. Rappel de l'expression du champ électromagnétique diffusé

Les composantes du champ électrique diffusé en coordonnées sphériques s'écrivent :

$$\begin{cases} E_r^{(s)} = \dfrac{\cos\varphi}{k^{(l)^2} r^2} \displaystyle\sum_{l=1}^{\infty} l(l+1) B_l^e \zeta_l^{(1)} \left(k^{(l)} r\right) P_l^{(1)} (\cos\theta) \\ E_\theta^{(s)} = - \dfrac{\cos\varphi}{k^{(l)} r} \displaystyle\sum_{l=1}^{\infty} \left\{ B_l^e \zeta_l^{(1)'} \left(k^{(l)} r\right) P_l^{(1)'} (\cos\theta) \sin\theta - i B_l^m \zeta_l^{(1)} \left(k^{(l)} r\right) \frac{P_l^{(1)} (\cos\theta)}{\sin\theta} \right\} \\ E_\varphi^{(s)} = - \dfrac{\sin\varphi}{k^{(l)} r} \displaystyle\sum_{l=1}^{\infty} \left\{ B_l^e \zeta_l^{(1)'} \left(k^{(l)} r\right) \frac{P_l^{(1)} (\cos\theta)}{\sin\theta} - i B_l^m \zeta_l^{(1)} \left(k^{(l)} r\right) P_l^{(1)'} (\cos\theta) \sin\theta \right\} \end{cases} \quad (4.3)$$

En supposant la distance d'observation r très supérieure à la longueur d'onde λ_0 du laser le champ électrique diffusé s'écrit finalement :

$$\vec{E}^{(s)} = E_\theta^{(s)} \vec{e}_\theta + E_\varphi^{(s)} \vec{e}_\varphi \quad (4.4)$$

Les expressions des différents termes sont données dans l'annexe E.

2.1.2. Intensité lumineuse diffusée

L'intensité lumineuse diffusée peut s'exprimer suivant deux composantes

$$\begin{cases} I_{=} = \dfrac{\lambda_0^2}{4\pi^2 r^2} \left| \displaystyle\sum_{l=1}^{\infty} (-i)^l \left(B_l^e P_l^{(1)'} (\cos\theta) \sin\theta - B_l^m \frac{P_l^{(1)} (\cos\theta)}{\sin\theta} \right) \right|^2 \\ I_{\perp} = \dfrac{\lambda_0^2}{4\pi^2 r^2} \left| \displaystyle\sum_{l=1}^{\infty} (-i)^l \left(B_l^e \frac{P_l^{(1)} (\cos\theta)}{\sin\theta} - B_l^m P_l^{(1)'} (\cos\theta) \sin\theta \right) \right|^2 \end{cases} \quad (4.5)$$

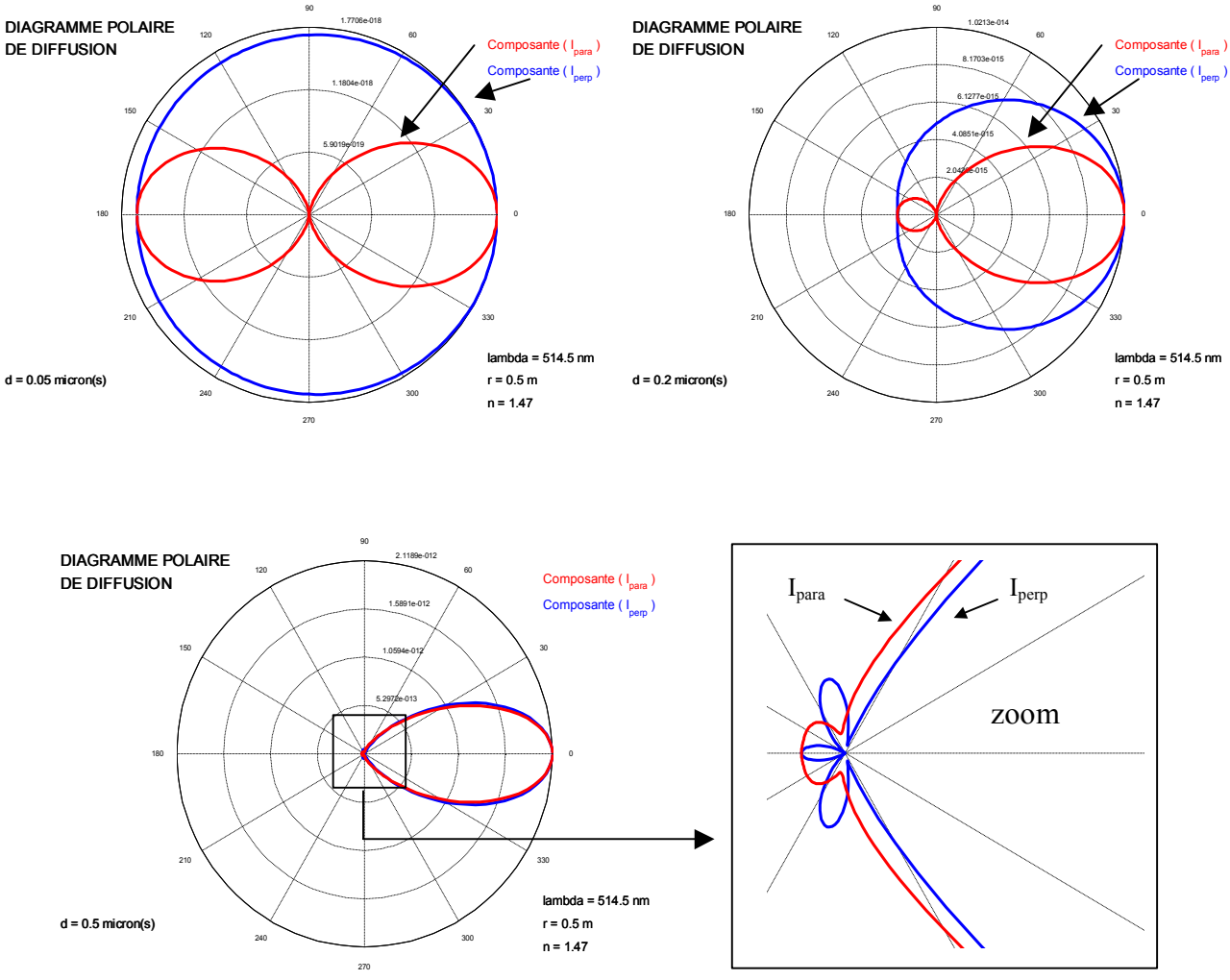
à partir des expressions des modules des deux composantes du champ électrique

$$\begin{cases} \left| E_\theta^{(s)} \right|^2 = I_{=} \cos^2\varphi \\ \left| E_\varphi^{(s)} \right|^2 = I_{\perp} \sin^2\varphi \end{cases} \quad (4.6)$$

Cette intensité, fonction de l'angle d'observation θ, est directement proportionnelle au carré de la longueur d'onde incidente λ_0, et inversement proportionnelle au carré de la distance d'observation r.

2.1.3. Modélisation

Un programme a été réalisé sous *Matlab* afin d'obtenir une représentation sous forme de diagrammes polaires des deux expressions de l'intensité lumineuse diffusée par une particule et de quantifier ainsi l'influence de sa taille et de son indice complexe de réfraction relatif $\hat{n}$ sur la morphologie des lobes de diffusion (figure 52).



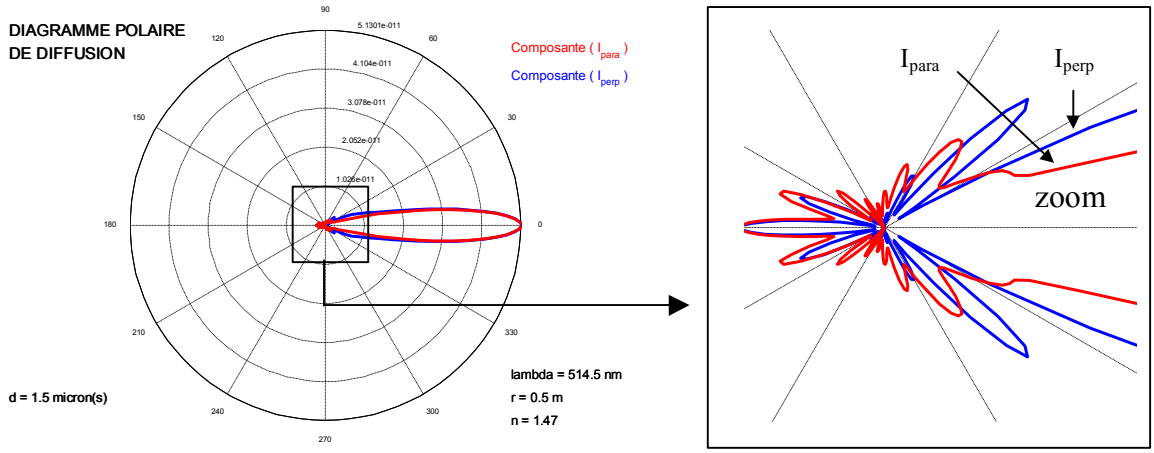


figure 52 : lobes de diffusion : représentation des expressions $I_{=}$ et $I_{\perp}$ pour quatre diamètres (d = 0,05; 0,2; 0,5; 1,5 µm).

Pour des sphères microscopiques ($q \to 0$), le diagramme polaire est symétrique par rapport à la direction $\theta = 90°$. L'intensité lumineuse diffusée est alors maximum en diffusion avant $\theta = 0°$ et en diffusion arrière $\theta = 180°$. Elle est minimum dans le plan de symétrie $\theta = 90°$.
Le lobe de diffusion avant s'amincit avec l'augmentation de la taille de la particule (l'échelle des figures est différente d'un diagramme à l'autre). Cette particularité est exploitée dans le principe de fonctionnement de certains granulomètres.

2.2. Diffusion de la lumière par un nuage de particules

Dans les expériences en soufflerie, il est nécessaire d'injecter des particules dans l'écoulement, qui vont se trouver alors sous forme d'un brouillard. Dans le cas de la DGV, chaque particule traversant la nappe va diffuser de la lumière dans toutes les directions et donc éclairer ses voisines avec une intensité lumineuse plus ou moins importante. Celles-ci vont donc réemettre de la lumière qui provient directement du faisceau laser qui les éclaire ainsi que des particules voisines comme le montre le schéma suivant (figure 53).

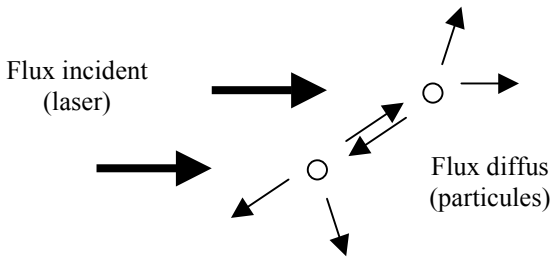


figure 53 : schématisation de la diffusion multiple

Ce phénomène, appelé diffusion multiple, est très difficile à modéliser. Cependant, en supposant la distance entre chaque particule suffisamment grande par rapport à la longueur d'onde d'émission du laser ou le rayon a d'une particule suffisamment petit devant la distance

l entre les particules ($a \leq l/3$ selon *Van de Hulst*), ce qui est généralement le cas dans les expériences d'ensemencement rencontrées en soufflerie, alors la lumière diffusée par les particules vers leurs voisines devient négligeable devant celle qui provient de la source laser.

Le phénomène de diffusion des traceurs injectés dans l'écoulement peut donc être modélisé à partir d'une théorie de diffusion simple et notamment celle de Mie. Ainsi, l'intensité lumineuse « I » détectée par la réception dans une direction (θ, φ) donnée, pourra être estimée à partir de la somme des contributions radiométriques de l'ensemble des « p » particules qui traversent le volume de mesure durant le temps d'intégration de la caméra. L'expression de « I » peut donc écrire :

$$I_{(\theta,\varphi)\ \text{fixés}} = \sum_{i=1}^{p} I_{i\ (\theta,\varphi)\ \text{fixés}} \tag{4.7}$$

Le volume élémentaire de mesure correspond en fait au volume « physique » vu par chaque pixel du capteur CCD (Chap. 2, §1.4.4 figure 8).

Pour illustrer qualitativement cette étude il faut donc connaître la répartition en diamètre des particules qui traversent le volume élémentaire, ainsi que leur indice complexe de réfraction pour la longueur d'onde de la source laser. La connaissance de l'histogramme des tailles permettra notamment de pondérer les intensités qui apparaissent dans la formule (4.7). L'hypothèse que toute la distribution des tailles de particules traversant le volume de mesure durant le temps d'intégration d'une image a été faite pour simplifier le calcul. Les notices accompagnant les générateurs de fumée utilisés lors des expériences indiquent le domaine de variation des tailles des particules générées (entre 0,1 et 4,5 µm) mais ne fournit pas la répartition à l'intérieur de ce domaine. Il a donc été nécessaire de réaliser une mesure granulométrique et de déterminer l'indice complexe de réfraction des particules (annexe F).

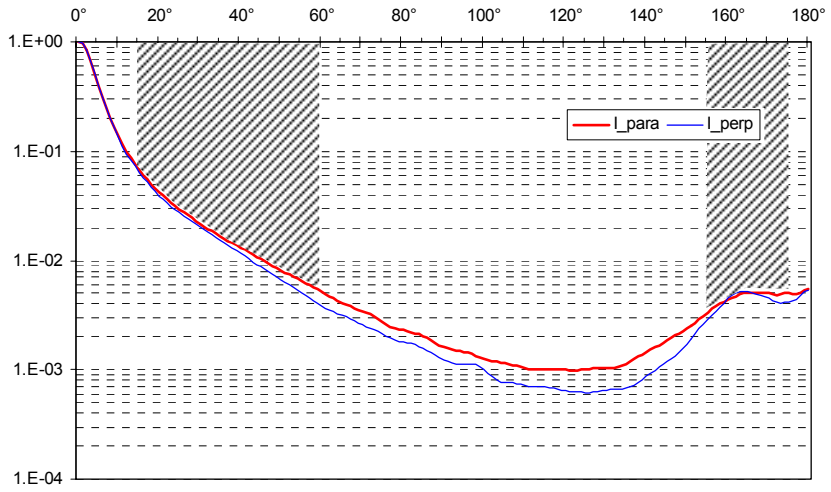


figure 54 : Calcul des composantes parallèle et perpendiculaire normalisées de l'intensité en fonction de θ : contribution de l'ensemble des lobes de diffusion des particules.

La figure 54 présente les résultats concernant le calcul des deux composantes normalisées de l'intensité lumineuse diffusée en tenant compte de la répartition en taille des particules faite d'après l'étude granulométrique décrite dans l'annexe et de la connaissance de l'indice complexe de réfraction.
Les calculs obtenus sont en accord avec les résultats sur la théorie de la diffusion : l'intensité lumineuse en rétrodiffusion est entre 100 et 1000 fois plus faible qu'en diffusion avant. Les valeurs sont normalisées par rapport à la diffusion théorique à 0° mais qui n'a pas de sens physique. L'observation de cette courbe montre que les diffusions au voisinage de 120° sont les plus contraignantes. Néanmoins, en se restreignant seulement aux zones hachurées sur le graphe (entre 15° et 60°, et entre 150 et 170°), le rapport d'intensité ne varie que d'un facteur dix, il peut être facilement corrigé par une ouverture du diaphragme plus importante ou par une augmentation du temps d'intégration entre les réceptions dans le cas d'un écoulement stationnaire, ce qui constitue un nombre de configurations importantes pour l'observation d'une même scène.

Cette étude simplifiée montre l'importance de la connaissance de la configuration géométrique d'émission et de réception d'un dispositif DGV pour se placer dans des conditions optimales de diffusion, surtout si le système est équipé de plusieurs réceptions observant la nappe dans des directions différentes.

2.3. Rappel sur les ondes polarisées elliptiquement

Ces ondes sont caractérisées par des champs électrique $\vec{E}$ et magnétique $\vec{H}$ pouvant être considérés séparément comme la somme de deux champs perpendiculaires qui se propagent suivant la direction normale au plan qu'ils forment (c'est bien le cas ici puisque $E_\theta^{(s)}$ suivant $\vec{e}_\theta$ et $E_\varphi^{(s)}$ suivant $\vec{e}_\varphi$ sont perpendiculaires à la direction d'observation $\vec{e}_r$).
En changeant l'origine des temps et en introduisant le retard de phase ϕ de $E_\varphi^{(s)}$ par rapport à $E_\theta^{(s)}$ (par exemple), l'expression du champ électrique diffusé peut s'écrire :

$$\vec{E}^{(s)} = E_\theta^{(s)}\vec{e}_\theta + E_\varphi^{(s)}\vec{e}_\varphi = A_1\cos(\omega t)\vec{e}_\theta + A_2\cos(\omega t - \phi)\vec{e}_\varphi \qquad (4.8)$$

L'extrémité du vecteur $\vec{E}^{(s)}$ décrit alors une ellipse dont l'équation s'écrit dans la base $(\vec{e}_\theta, \vec{e}_\varphi)$:

$$\frac{x^2}{A_1^2} + \frac{y^2}{A_2^2} - \frac{2xy}{A_1A_2}\cos\phi = \sin^2\phi \qquad (4.9)$$

De ce fait, l'onde est polarisée elliptiquement. D'après l'expression des composantes du champ électrique, $E_\theta^{(s)}$ ou $E_\varphi^{(s)}$ s'annule lorsque $\varphi = 0, \pi/2, \pi$. La lumière diffusée est polarisée rectilignement lorsque le plan d'observation est parallèle ou perpendiculaire au vecteur champ électrique incident. Dans toutes les autres directions, la lumière est généralement polarisée elliptiquement. Dans le cas particulier de la diffusion de Rayleigh ($d << 0{,}1\,\mu m$) la lumière est linéairement polarisée quelle que soit la direction d'observation.

Globalement une rotation de la polarisation en fonction des angles θ et φ est constatée. D'une façon générale, la diffusion d'une onde lumineuse par une particule modifie son état de polarisation. Un calcul rigoureux nécessite de prendre en compte la traversée des différents dioptres (hublots de la veine) afin de connaître exactement l'état de polarisation de l'onde incidente au cube séparateur, ce qui va être approfondi dans la suite.

2.3.1. Influence de la traversée d'un dioptre plan

2.3.1.1. Configuration géométrique, notations

Soit $(O, \vec{X}, \vec{Y}, \vec{Z})$ le repère géométrique lié à la veine d'essai (figure 55). $\vec{X}$ est le vecteur unitaire dans la direction axiale, $\vec{Y}$ dans la direction tangentielle et $\vec{Z}$ dans la direction verticale. Une nappe laser est générée perpendiculairement au hublot d'entrée dans le plan $(\vec{Y}, \vec{Z})$. La position d'une particule P_i traversant la nappe, dans le champ d'observation, sera repérée par l'angle α_i du faisceau incident à cette particule par rapport à l'axe transversal $O\vec{Y}$. On définit alors un repère lié à la particule $(P_i, \vec{x}_p, \vec{y}_p, \vec{z}_p)$, tel que $\vec{y}_p$ soit colinéaire au vecteur d'onde incident à la particule noté $\vec{k}$, $\vec{z}_p$ colinéaire au vecteur champ électrique incident $\vec{E}^{(i)}$.

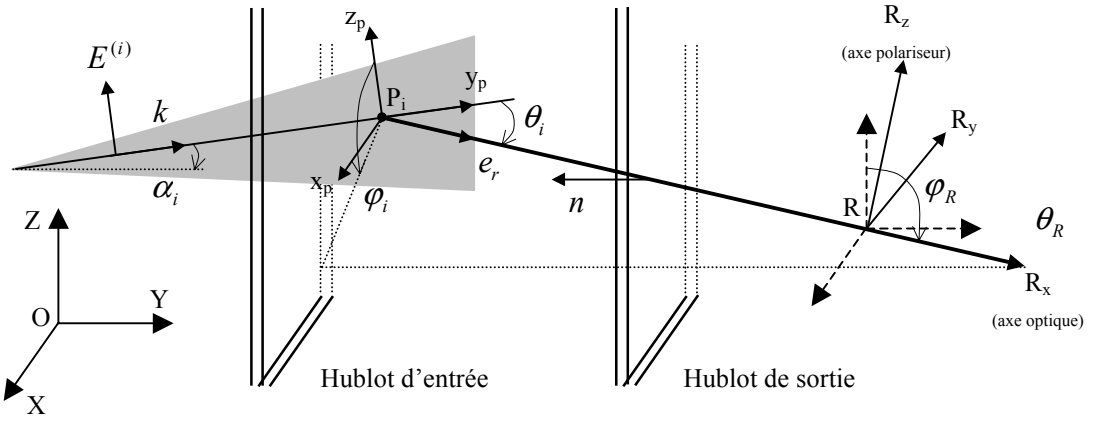


figure 55 : configuration géométrique.

Dans ce cas particulier $\vec{x}_p$ et $\vec{X}$ ont même direction. On a :

$$\begin{pmatrix} x_p \\ y_p \\ z_p \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \cos\alpha_i & \sin\alpha_i \\ 0 & -\sin\alpha_i & \cos\alpha_i \end{pmatrix} \begin{pmatrix} X \\ Y \\ Z \end{pmatrix} \qquad (4.10)$$

Si $(P_i, \vec{e}_r, \vec{e}_\theta, \vec{e}_\varphi)$ est le repère lié à la particule en coordonnées sphériques, compte tenu de la définition des angles θ_i et φ_i pour respecter les notations (voir annexe E figure 2), on a par définition :

$$\begin{pmatrix} e_r \\ e_\theta \\ e_\varphi \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \sin\theta_i \sin\varphi_i & \cos\theta_i & \sin\theta_i \cos\varphi_i \\ \cos\theta_i \sin\varphi_i & -\sin\theta_i & \cos\theta_i \cos\varphi_i \\ \cos\varphi_i & 0 & -\sin\varphi_i \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x_p \\ y_p \\ z_p \end{pmatrix} \tag{4.11}$$

$\vec{e}_r$ correspond au vecteur unitaire dans la direction d'observation. Il correspond aussi à la direction du vecteur d'onde incident au dioptre plan (hublot de sortie).

Connaissant l'expression des vecteurs $\vec{e}_r$, $\vec{e}_\theta$ et $\vec{e}_\varphi$ dans la base $(\vec{X}, \vec{Y}, \vec{Z})$, d'après les expressions (4.10) et (4.11), le vecteur champ électrique $\vec{E}^{(s)}$ s'écrit dans cette base, d'après (4.4) :

$$\begin{aligned} \vec{E}^{(s)} = & (\cos\theta_i \sin\varphi_i E_\theta^{(s)} + \cos\varphi_i E_\varphi^{(s)})\vec{X} + \\ & [-(\sin\theta_i \cos\alpha_i + \cos\theta_i \cos\varphi_i \sin\alpha_i) E_\theta^{(s)} + \sin\varphi_i \sin\alpha_i E_\varphi^{(s)}]\vec{Y} + \\ & [(\cos\theta_i \cos\varphi_i \cos\alpha_i - \sin\theta_i \sin\alpha_i) E_\theta^{(s)} - \sin\varphi_i \cos\alpha_i E_\varphi^{(s)}]\vec{Z} \end{aligned} \tag{4.12}$$

$E_\theta^{(s)}$ et $E_\varphi^{(s)}$ sont donnés d'après la théorie de la diffusion (4.3).

2.3.1.2. Définition du repère lié à la réception

L'étude consiste maintenant à déterminer les composantes de ce champ électrique après la traversée de dioptres plans constitués par le hublot de sortie dans le repère lié à la réception. On suppose dans tout ce qui suit que l'angle θ_i est différent de 0° et 180°.

Soit $(R, \vec{R}_x, \vec{R}_y, \vec{R}_z)$ le repère lié à la réception. θ_R et φ_R sont les deux angles connus permettant de définir les vecteurs $\vec{R}_x$, $\vec{R}_y$ et $\vec{R}_z$ dans la base $(\vec{X}, \vec{Y}, \vec{Z})$. φ_R est l'angle entre $\vec{R}_x$ et la direction $\vec{Z}$, θ_R est l'angle entre la direction $\vec{Y}$ et la projection de $\vec{R}_x$ dans le plan $(\vec{X}, \vec{Y})$. On a alors :

$$\begin{pmatrix} R_x \\ R_y \\ R_z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \sin\varphi_R \sin\theta_R & \sin\varphi_R \cos\theta_R & \cos\varphi_R \\ -\cos\theta_R & \sin\theta_R & 0 \\ -\cos\varphi_R \sin\theta_R & -\cos\varphi_R \cos\theta_R & \sin\varphi_R \end{pmatrix} \begin{pmatrix} X \\ Y \\ Z \end{pmatrix} \tag{4.13}$$

$\vec{R}_z$ est perpendiculaire à $\vec{R}_x$ dans le plan $(\vec{R}_x, \vec{Z})$. Il définit l'axe du polariseur. $\vec{R}_y$ se déduit en calculant le produit vectoriel de $\vec{R}_z$ par $\vec{R}_x$.

Les vecteurs $\vec{e}_r$ et $\vec{R}_x$ ainsi définis sont colinéaires. $\vec{e}_r$ correspond au vecteur unitaire dans la direction d'observation et $\vec{R}_x$ correspond au vecteur unitaire dans la direction de l'axe optique de la réception. Ce dernier est connu puisqu'il définit l'orientation de la réception dans le repère veine. Il est alors possible de déterminer les angles θ_i et φ_i, utiles pour le calcul des composantes du champ électrique $\vec{E}^{(s)}$, à partir des angles θ_R et φ_R, ainsi que de l'angle d'incidence α_i.

Par définition θ_i est l'angle entre la direction du vecteur d'onde incident à la particule ($\vec{y}_p$) et la direction d'observation ($\vec{R}_x$). Leur produit scalaire donne le cosinus de l'angle à partir des relations (4.10) et (4.13) :

$$\cos\theta_i = R_{x_x} y_{p_x} + R_{x_y} y_{p_y} + R_{x_z} y_{p_z} = \cos\theta_R \sin\varphi_R \cos\alpha_i + \cos\varphi_R \sin\alpha_i \qquad (4.14)$$

Par identification des composantes des vecteurs $\vec{e}_r$ et $\vec{R}_x$ données par (4.15) on obtient finalement l'angle φ_i. Il suffit pour cela de choisir l'une des trois égalités suivantes, de préférence la deuxième ou la troisième à cause du terme en $\cos\varphi_i$ pour ne pas avoir d'ambiguïté au niveau des signes :

$$\begin{cases} \sin\varphi_R \sin\theta_R = \sin\theta_i \sin\varphi_i \\ \sin\varphi_R \cos\theta_R = \cos\theta_i \cos\alpha_i - \sin\theta_i \cos\varphi_i \sin\alpha_i \\ \cos\varphi_R = \sin\theta_i \cos\varphi_i \cos\alpha_i + \cos\theta_i \sin\alpha_i \end{cases} \qquad (4.15)$$

2.3.1.3. Influence de la traversée du hublot de sortie

La traversée d'un dioptre plan va modifier l'onde électrique par atténuation de son amplitude. L'aspect quantitatif de la transmission dépend de la polarisation de l'onde incidente. Dans le cas général, la polarisation de la lumière diffusée par les particules étant elliptique et orientée de façon quelconque, il est nécessaire pour appliquer les formules de Fresnel (donnant les coefficients de réflexion et de transmission en amplitude de l'onde à la traversée d'un dioptre), de décomposer l'onde en deux composantes : l'une parallèle au plan d'incidence du dioptre ($^{=}E^{(s)}$), l'autre perpendiculaire au plan d'incidence ($^{\perp}E^{(s)}$). Ces deux ondes ont les propriétés suivantes :

- conservation du vecteur d'onde diffusé en direction et en amplitude à la traversée du hublot,
- conservation de la direction des champs électriques transmis,
- atténuation de leur amplitude par les coefficients de transmission parallèle et perpendiculaire.

Les dioptres sont formés par le hublot de sortie dans le plan $(\vec{X}, \vec{Z})$ de normale $\vec{n} = -\vec{Y}$. Le plan d'incidence à ce dioptre est donc formé par les vecteurs $\vec{e}_r$, direction de l'onde incidente, et $\vec{n}$.

La composante ${}^{=}E^{(s)}$ est obtenue par projection orthogonale de $\vec{E}^{(s)}$ dans le plan d'incidence et la composante ${}^{\perp}E^{(s)}$ est obtenue par projection sur la direction normale au plan d'incidence.

Rappels mathématiques : dans la base $(\vec{X}, \vec{Y}, \vec{Z})$ la projection orthogonale $\overline{E}$ de $\vec{E}^{(s)}$ sur un espace engendré par deux vecteurs indépendants ($\vec{e}_r$ et $\vec{n}$), ces derniers formant les colonnes d'une matrice V, est donnée par la formule :

$$\overline{E} = V(t_V.V)^{-1}.t_V.\vec{E}^{(s)} \tag{4.16}$$

t_V est la transposée de la matrice V qui a pour expression ici $\begin{pmatrix} e_{r_x} & 0 \\ e_{r_y} & -1 \\ e_{r_z} & 0 \end{pmatrix}$

$$V(t_V.V)^{-1}.t_V = \begin{pmatrix} A & 0 & B \\ 0 & 1 & 0 \\ B & 0 & C \end{pmatrix}$$

avec

$$A = \frac{\sin^2\theta_i \sin^2\varphi_i}{\sin^2\theta_i \sin^2\varphi_i + \cos^2\theta_i \sin^2\alpha_i + \sin^2\theta_i \cos^2\varphi_i \cos^2\alpha_i + 2\cos\theta_i \sin\theta_i \cos\varphi_i \cos\alpha_i \sin\alpha_i}$$

$$B = \frac{\sin\theta_i \sin\varphi_i (\cos\theta_i \sin\alpha_i + \sin\theta_i \cos\varphi_i \cos\alpha_i)}{\sin^2\theta_i \sin^2\varphi_i + \cos^2\theta_i \sin^2\alpha_i + \sin^2\theta_i \cos^2\varphi_i \cos^2\alpha_i + 2\cos\theta_i \sin\theta_i \cos\varphi_i \cos\alpha_i \sin\alpha_i}$$

$$C = \frac{(\cos\theta_i \sin\alpha_i + \sin\theta_i \cos\varphi_i \cos\alpha_i)^2}{\sin^2\theta_i \sin^2\varphi_i + \cos^2\theta_i \sin^2\alpha_i + \sin^2\theta_i \cos^2\varphi_i \cos^2\alpha_i + 2\cos\theta_i \sin\theta_i \cos\varphi_i \cos\alpha_i \sin\alpha_i}$$

L'expression des trois composantes du champ électrique diffusé dans le plan d'incidence dans la base $(\vec{X}, \vec{Y}, \vec{Z})$ s'écrit donc :

$${}^{=}\vec{E}^{(s)} \quad \begin{cases} {}^{=}E_x^{(s)} = AE_x^{(s)} + BE_z^{(s)} \\ {}^{=}E_y^{(s)} = E_y^{(s)} \\ {}^{=}E_z^{(s)} = BE_x^{(s)} + CE_z^{(s)} \end{cases} \tag{4.17}$$

La composante ${}^{\perp}E^{(s)}$ est obtenue en projetant $\vec{E}^{(s)}$ perpendiculairement au plan d'incidence. A partir des vecteurs $\vec{e}_r$ et $\vec{n}$, définissant une base normée, le vecteur $\vec{m}$, produit vectoriel de $\vec{e}_r$ par $\vec{n}$ permet de définir la direction perpendiculaire au plan d'incidence. La projection de $\vec{E}^{(s)}$

dans cette direction donne l'expression des trois composantes dans la base $(\vec{X}, \vec{Y}, \vec{Z})$ du champ électrique diffusé perpendiculairement au plan d'incidence :

$$^{\perp}\vec{E}^{(s)} = (\vec{E}^{(s)}.\vec{m})\ \vec{m} \tag{4.18}$$

avec $\vec{m} = (\vec{e}_r \otimes \vec{n}) / \left\| \vec{e}_r \otimes \vec{n} \right\|$.

Le hublot en verre est supposé être parfaitement isotrope au sens optique du terme (absence totale de biréfringence). Il est constitué de deux dioptres plans séparant l'air et le verre. A la traversée l'onde subit une translation, dépendant de l'épaisseur du verre, mais garde la même direction de propagation (figure 56).

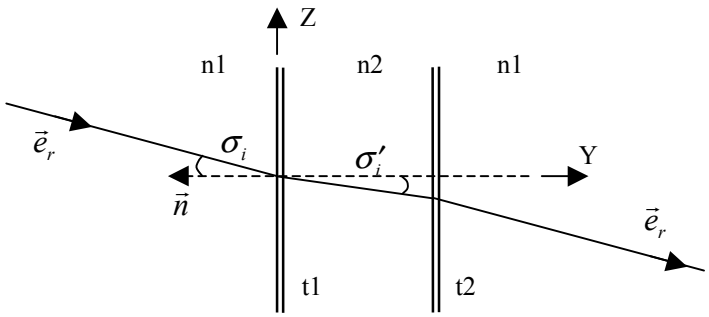


figure 56 : représentation du chemin optique transmis.

Comme le hublot est supposé être isotrope au niveau de sa permittivité diélectrique (et donc de n_2), il n'y a aucune modification de déphasage entre les deux ondes après la traversée du hublot. Seules les amplitudes sont modifiées par les coefficients de transmission parallèle et perpendiculaire donnés par les formules de Fresnel :

$$t_{=} = (t_1 t_2)_{=} = \frac{4 n_1 n_2 \cos\sigma_i \cos\sigma'_i}{(n_2 \cos\sigma_i + n_1 \cos\sigma'_i)^2}, \quad t_{\perp} = (t_1 t_2)_{\perp} = \frac{4 n_1 n_2 \cos\sigma_i \cos\sigma'_i}{(n_1 \cos\sigma_i + n_2 \cos\sigma'_i)^2} \tag{4.19}$$

avec $n_1 \sin\sigma_i = n_2 \sin\sigma'_i$ (formule de Descartes) (4.20)

Le calcul de l'angle d'incidence σ_i est obtenu à partir du produit scalaire de $\vec{e}_r$ par $\vec{n}$:

$$\sigma_i = \pi - \arccos(\vec{e}_r.\vec{n}) \tag{4.21}$$

Les expressions des deux champs électriques transmis, après le passage du hublot, dans la base $(\vec{X}, \vec{Y}, \vec{Z})$ sont données par :

$$^{=}\vec{E}_t^{(s)} = t_{=}\ ^{=}\vec{E}^{(s)} \qquad ^{\perp}\vec{E}_t^{(s)} = t_{\perp}\ ^{\perp}\vec{E}^{(s)} \tag{4.22}$$

2.3.1.4. Recomposition dans le repère de la réception

Ces deux champs sont dans le plan perpendiculaire à la direction incidente, c'est à dire à la direction de l'axe optique $\vec{R}_x$. Ils sont dans le plan $(\vec{R}_y, \vec{R}_z)$, plan du polariseur. Il faut donc déterminer les deux champs dans la base $(\vec{R}_y, \vec{R}_z)$ par projection.

Si un vecteur $\vec{A}$ de composantes (x_1, x_2, x_3) dans la base $(\vec{e}_1, \vec{e}_2, \vec{e}_3)$ a pour composantes (x'_1, x'_2, x'_3) dans la base $(\vec{e}_1', \vec{e}_2', \vec{e}_3')$, de même origine, alors x'_i s'écrit :

$$x'_i = a_{i1}x_1 + a_{i2}x_2 + a_{i3}x_3 \quad \text{avec} \quad a_{ij} = \vec{e}'_i.\vec{e}_j = \cos(\vec{e}'_i, \vec{e}_j) \tag{4.23}$$

En appliquant ces formules aux deux vecteurs champs électriques transmis entre les bases $(\vec{X}, \vec{Y}, \vec{Z})$ et $(\vec{R}_x, \vec{R}_y, \vec{R}_z)$, l'expression du champ électrique total transmis dans le repère lié à la réception s'écrit finalement :

$$\vec{E}_t^{(s)} = {}^{=}\vec{E}_t^{(s)} + {}^{\perp}\vec{E}_t^{(s)} = 0\vec{R}_x + E_y\vec{R}_y + E_z\vec{R}_z \tag{4.24}$$

avec

$$\begin{cases} E_y = \sum_{i=1}^{3} \cos(\vec{R}_y, \vec{e}_i)({}^{=}E_{ti}^{(s)} + {}^{\perp}E_{ti}^{(s)}) \\ E_z = \sum_{i=1}^{3} \cos(\vec{R}_z, \vec{e}_i)({}^{=}E_{ti}^{(s)} + {}^{\perp}E_{ti}^{(s)}) \end{cases} \tag{4.25}$$

2.3.1.5. Représentation elliptique

Le champ électrique total reconstitué dans le repère lié à la réception est donc formé de deux champs perpendiculaires se propageant suivant la direction normale au plan qu'ils forment. En introduisant le déphasage entre les deux, l'extrémité du vecteur $\vec{E}_t^{(s)}$ va décrire une ellipse dont l'équation s'écrit dans la base $(\vec{R}_y, \vec{R}_z)$, plan du polariseur :

$$\frac{y^2}{\|E_y\|^2} + \frac{z^2}{\|E_z\|^2} - \frac{2yz}{\|E_y\|\|E_z\|}\cos\phi = \sin^2\phi \tag{4.26}$$

2.3.2. Résultats

Un programme sous *Matlab* a été réalisé de façon à représenter sous forme elliptique l'onde incidente à la réception et plus particulièrement au polariseur. Sur les dessins suivants sont représentées les ellipses dans le plan du polariseur $(\vec{R}_y, \vec{R}_z)$ pour différentes configurations géométriques et pour différentes tailles de particule.
L'étude porte sur des tailles de particules comprises entre 0,25 et 2 microns, ce qui correspond à 95% des particules émises par le générateur de brouillard d'huile utilisé. Le pas

d'échantillonnage est de 0,05 microns soit trente six tailles de particules différentes. L'histogramme de leur distribution n'a, par contre, pas été pris en compte.

2.3.2.1. Influence des différents paramètres sur l'état de polarisation sans la présence des hublots

L'analyse sans la traversée des hublots consiste simplement à projeter le vecteur champ électrique diffusé $\vec{E}^{(s)}$ (relation (4.4)), initialement dans la base $(\vec{e}_\theta, \vec{e}_\varphi)$, dans le plan du polariseur $(\vec{R}_y, \vec{R}_z)$. L'équation des ellipses est donnée par la formule (4.9).

- Influence de la taille des particules d (diamètre)

La figure suivante (figure 57) montre l'influence de ce paramètre. La configuration géométrique est donnée par les angles $\theta_R = 25°$, $\varphi_R = 100°$, $\alpha_i = 5°$. Pour des raisons de clarté, toutes les ellipses ne sont pas dessinées. Seules les ellipses dont l'orientation du grand axe est inclinée de plus de 10° par rapport à l'axe vertical, c'est-à-dire l'axe du polariseur, sont représentées. Les particules sélectionnées, correspondant à ce critère, ont les diamètres suivants d = (0,85; 0,90; 1,00; 1,05; 1,70; 1,75; 1,90 µm).
Le paramètre de taille modifie donc :
- la taille de l'ellipse (amplitude des composantes du champ électrique diffusé),
- son inclinaison dans la base de projection,
- sa forme (déphasage entre les deux composantes de l'onde diffusée).

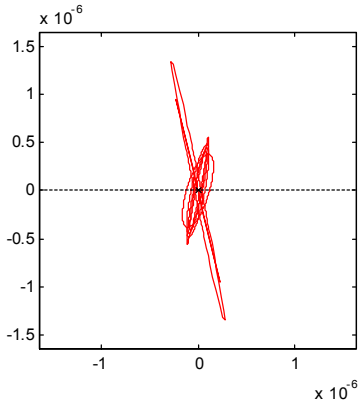


figure 57 : influence du paramètre de taille d.

Il est à noter que toutes les autres ellipses ont une inclinaison proche de l'axe vertical. Seules les inclinaisons extrêmes sont représentées. Globalement, même si le déphasage d'une particule à l'autre est différent, les ellipses sont relativement « *plates* », ce qui correspond à une faible dépolarisation dans cette configuration.

- Influence de la configuration géométrique

L'orientation de la réception par rapport au plan de la nappe et l'angle d'incidence éclairant les particules jouent aussi un rôle important sur l'état de polarisation de l'onde diffusée. En

effet, les angles θ_R, φ_R, et α_i interviennent dans le calcul des angles θ_i et φ_i, servant à déterminer les deux composantes du champ électrique diffusé $E_\theta^{(s)}$ et $E_\varphi^{(s)}$. Les résultats suivant montrent l'influence de chacun de ces paramètres.

Le dessin de gauche (figure 58a) représente l'influence de l'angle θ_R. La configuration géométrique est la suivante : ($\theta_R = 10°$, $\varphi_R = 100°$, $\alpha_i = 5°$). Seul l'angle θ_R a été modifié de 25° à 10°. Les diamètres des particules sélectionnés sont d = (1,25; 1,30; 1,40; 1,50; 1,65; 1,85; 2,00 µm). On observe à nouveau des ellipses de différentes tailles, de différentes formes et d'orientations diverses. Le critère de sélection de la représentation elliptique est le même que précédemment (inclinaison du grand axe inférieure à 80° ou supérieure à 100°).

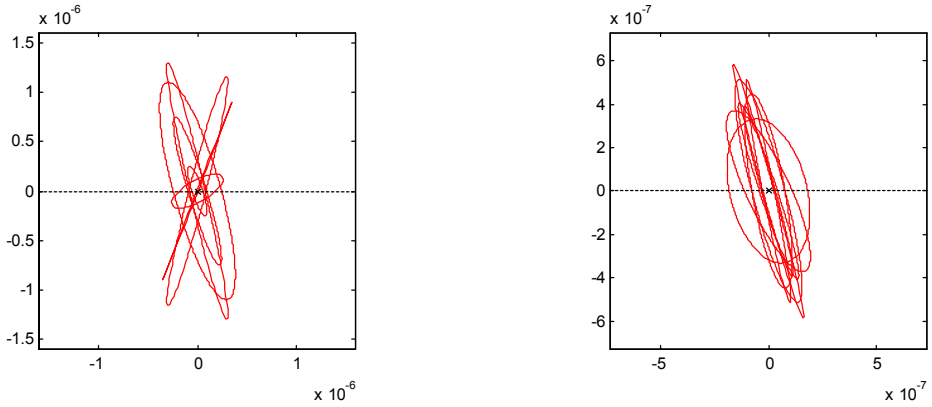


figure 58a et 58b : influence de la configuration géométrique (θ_R et φ_R).

Aucune particule sélectionnée dans la première configuration n'est présente ici, ce qui confirme le fait qu'une modification de l'angle θ_R fait tourner la polarisation, mais différemment suivant la taille de la particule.

Le dessin de droite (figure 58b) représente l'influence de l'angle φ_R. La configuration géométrique est la suivante : ($\theta_R = 25°$, $\varphi_R = 70°$, $\alpha_i = 5°$). Seul l'angle φ_R a été modifié de 100° à 70° (inclinaison verticale de l'observation). Les diamètres sélectionnés sont d = (0,85; 0,90; 0,95; 1,00; 1,05; 1,55; 1,65; 1,70 µm). Notons que les deux graphes ne sont pas à la même échelle. On constate que certaines particules sont communes aux deux configurations. L'angle φ_R est aussi un paramètre influençant la rotation de la polarisation, mais peut-être de façon moins importante.

Enfin, le dessin suivant (figure 59) représente l'influence de l'angle d'incidence α_i. La configuration géométrique est cette fois : ($\theta_R = 25°$, $\varphi_R = 100°$, $\alpha_i = 15°$). Seul l'angle α_i a été modifié de 5° à 15°. Les diamètres sélectionnés sont d = (0,85; 0,90; 1,40; 1,55; 1,60; 1,75 µm).

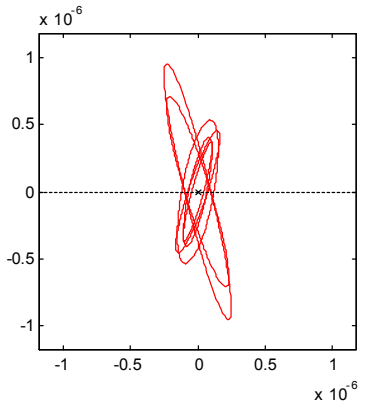


figure 59 : influence de l'angle d'incidence aux particules (α_i).

Là aussi certaines particules sont communes avec la première configuration, ce qui laisse penser que l'influence de cet angle est aussi moins importante que l'influence de l'angle θ_R .

Globalement, une rotation de la polarisation en fonction des configurations géométriques d'observation et de la taille des particules diffusantes est observée. L'analyse est relativement délicate à faire puisque l'influence des différents angles est fortement liée au paramètre de taille. D'une façon générale, on peut dire que la diffusion d'une onde lumineuse par une particule modifie son état de polarisation. Sans la présence de dioptre plan tel qu'un hublot, on constate que l'orientation du grand axe de la majorité des ellipses est proche de la direction verticale, correspondant à l'axe du polariseur. Les résultats suivants vont mettre en évidence les modifications apportées par la traversée d'un hublot.

2.3.2.2. Conséquences de la traversée d'un hublot sur l'onde diffusée

Les figures suivantes vont présenter un aperçu de ce que peut donner la traversée d'un hublot par l'onde diffusée, sur l'orientation des ellipses dans le plan du polariseur. En pointillés sont dessinées les ellipses caractérisant l'onde sans la présence du hublot et en trait plein les ellipses après la traversée du hublot.
Sur la figure de gauche (figure 60a) sont représentées les ellipses en trait plein dont l'inclinaison du grand axe est inférieure à 60° ou supérieure à 120°, c'est-à-dire s'écartant d'au moins 30° par rapport à l'axe du polariseur. La configuration géométrique est identique à celle du départ ($\theta_R = 25°$, $\varphi_R = 100°$, $\alpha_i = 5°$). Les particules sélectionnées sont d = (0,3; 0,35; 0,40; 0,45; 0,50; 0,55; 0,60; 1,00; 1,05; 1,10; 1,55; 1,60; 1,85; 1,95; 2,00 µm). En tenant compte de la granulométrie du générateur de fumée d'huile, les particules sélectionnées représentent près de 55% des traceurs présents dont 45% avec des diamètres inférieurs à 0,65 microns !

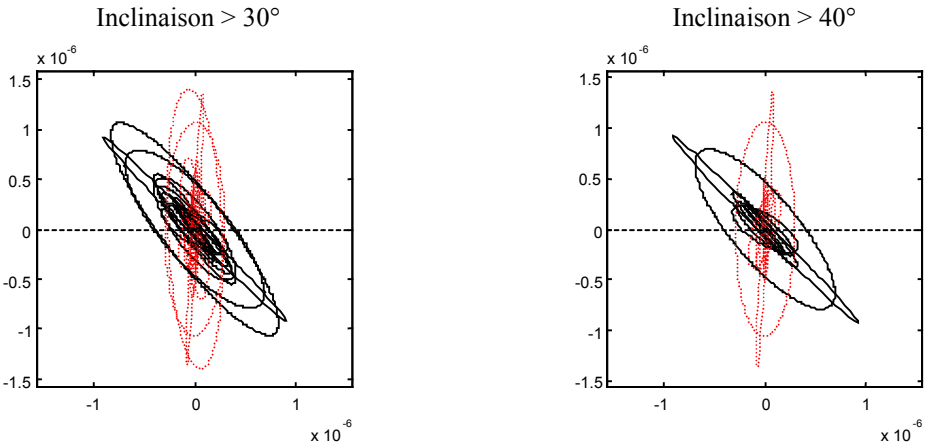


figure 60a et 60b : influence de la traversée d'un hublot.

Dans cette configuration géométrique la traversée du dioptre tend à faire tourner la polarisation de l'onde, en fonction de la taille des particules, la forme des ellipses reste pratiquement inchangée. Ceci se voit mieux sur la figure de droite (figure 60b) où sont représentées les ellipses dont l'inclinaison est d'au moins 40° par rapport à l'axe du polariseur. Les particules représentent encore 26% des traceurs. Cette représentation est valable pour la configuration donnée. Si l'on modifie maintenant l'angle θ_R, on peut s'apercevoir d'un changement radical de l'état de polarisation. Les figures suivantes sont données pour $\theta_R = 10°$, $\varphi_R = 100°$, $\alpha_i = 5°$.

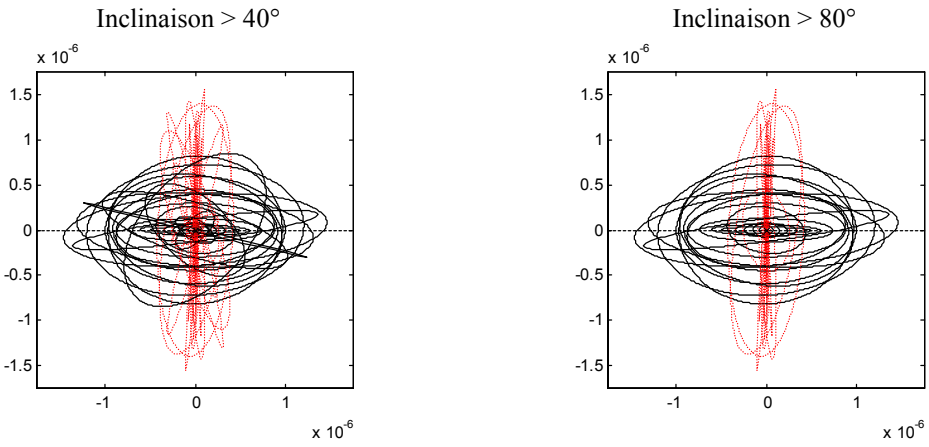


figure 61a et 61b : influence de la traversée d'un hublot pour un angle différent.

La figure de gauche (figure 61a) donne le tracé des ellipses pour des inclinaisons inférieures à 50° ou supérieures à 130°, soit un écart de plus de 40° par rapport à l'axe du polariseur. 24 tailles de particules ont été sélectionnées (de 0,25 à 0,75 microns, de 1,25 à 1,80 microns et 2 microns). La figure de droite (figure 61b) correspond à la même configuration mais pour un écart de plus de 80° par rapport à l'axe du polariseur. Dix huit tailles de particules sont encore

sélectionnées dont celles comprises entre 0,25 et 0,75 microns, soit 60% du nombre total des particules. On s'aperçoit cette fois que la traversée du dioptre fait, d'une part, tourner la polarisation de près de 90°, et d'autre part, modifie sensiblement la forme des ellipses. Certaines sont presque circulaires signifiant un déphasage entre les deux composantes de $\pi/2$.

2.3.3. Conclusion sur l'état de polarisation

L'état de polarisation de la lumière diffusée par les particules traceurs utilisées en DGV est un paramètre déterminant. L'utilisation d'un polariseur dans la réception permet d'imposer un état de polarisation rectiligne à toute onde incidente au cube séparateur pour ne pas introduire d'erreur supplémentaire sur la mesure de vitesse. L'atténuation de l'onde va donc dépendre de son orientation dans le plan du polariseur. Pour cela, une représentation géométrique permet de caractériser l'onde sous la forme d'une ellipse dans un plan donné.
Une première étude a permis de donner un aperçu des caractéristiques de la polarisation d'une onde diffusée par une particule sphérique d'après la théorie de Mie. La forme générale de l'ellipse, dans le plan du polariseur, dépend de la configuration géométrique d'observation mais aussi de la taille de la particule.
Lors d'essais en soufflerie, la présence de hublot a pour effet d'introduire un composant optique supplémentaire dans le chemin optique de la lumière diffusée par les particules. Le hublot peut être assimilé à deux dioptres plans séparant l'air du verre. La deuxième étude consistait à analyser les conséquences de la traversée d'un tel composant sur l'état de polarisation caractérisé précédemment. Les deux configurations géométriques présentées montrent que la traversée d'un hublot a des effets sur la rotation de la polarisation ainsi que sur la forme des ellipses (amplitude, déphasage). Il est possible de s'apercevoir dans certain cas, que la polarisation peut tourner de $\pi/2$ ce qui peut nuire au bilan optique par l'atténuation du polariseur. Cette étude simplifiée montre que l'on ne doit pas négliger un tel phénomène et qu'il serait peut-être intéressant de faire une application expérimentale en plaçant une lame ½ onde devant le polariseur afin de faire tourner la polarisation et d'étudier la réponse directement au niveau des capteurs.

CHAPITRE 5

L'objet de l'étude est de déterminer le champ moyen de vitesse bidimensionnel d'un écoulement dans une configuration proche de celle rencontrée dans une grille d'aubes de turbomachines. Le but de ce type d'étude expérimentale est, en restreignant la complexité du problème, d'avoir accès à des données fiables et détaillées sur le comportement de l'écoulement au passage de la grille et les performances des profils utilisés. L'étude des sillages se révèle d'une grande importance lorsqu'il s'agit de déterminer leurs influences dans un étage de turbomachine par exemple. C'est cette partie de l'écoulement qui va être caractérisée.
Lors des essais, l'écoulement devra être stationnaire et reproductible dans le temps, avec une déflexion et un sillage pour simuler le passage dans une grille.
Le profil choisi est d'une aube tridimensionnelle issue de la roue mobile d'un compresseur axial transsonique utilisé sur un banc d'essai au *Laboratoire de Propulsion de SupAéro* (compresseur *Astafan*).
L'utilisation de la soufflerie mise à notre disposition pour les essais nécessite de fixer dans la veine des parois haute et basse permettant de guider l'écoulement, simulant ainsi deux canaux interaubes. La conception et la fabrication des différentes pièces du montage ainsi que leur adaptation dans la soufflerie a été faite en collaboration avec *le bureau d'étude* et *le Laboratoire Aérodynamique de SupAéro*.
La mise en œuvre d'un système DGV orienté turbomachines passe par diverses étapes. Au niveau actuel du développement, une étape importante doit être franchie. Elle concerne la confrontation des résultats obtenus avec une autre technique de mesure sur un écoulement représentatif de celui induit par des aubes de compresseur en statique. La comparaison va s'effectuer avec un système de PIV, commercialisé par la société *Dantec* et fourni par l'école *SupAéro*. La description du dispositif est donnée dans l'annexe G.

1. Présentation de l'environnement expérimental

1.1. Soufflerie F757, veine d'essai

C'est une soufflerie transsonique à circuit fermé, installée au *Laboratoire Aérodynamique de SupAéro*. Elle est pressurisable et cryogénisable (température génératrice ≥ 120 K). Elle est équipée d'un moteur délivrant une puissance de 600 kW. La pression génératrice maximum est de 5 bars et permet d'atteindre un nombre de Mach de 1 dans la veine. La figure 62 présente une vue d'ensemble de la soufflerie. Les essais seront réalisés au voisinage de Mach 0,4.

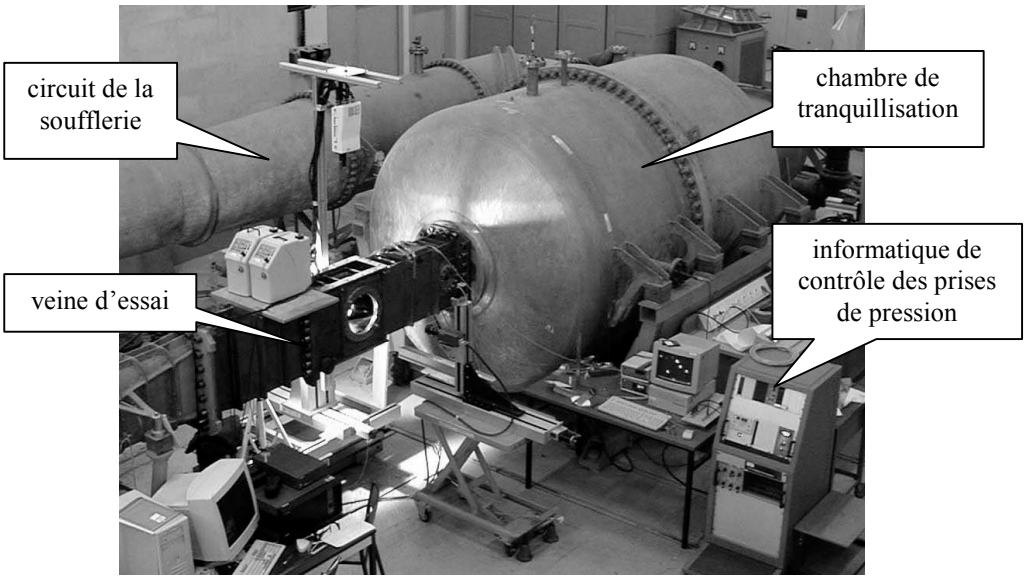


figure 62 : vue d'ensemble du dispositif expérimental de la soufflerie F 757.

La veine a une longueur de 1228 mm, une largeur constante de 200 mm, et une hauteur à l'entrée de 350 mm (366 mm en sortie). A l'aval, un tronçon servant à injecter l'azote liquide dans son fonctionnement de cryogénisation permet de relier la veine au circuit fermé de la soufflerie. Cette partie est convergente suivant la largeur (1°42'37'') et divergente suivant la hauteur (1°49'38''). La figure 63 présente schématiquement la veine d'essai et la manchette d'injection située à l'aval de la chambre de tranquillisation.

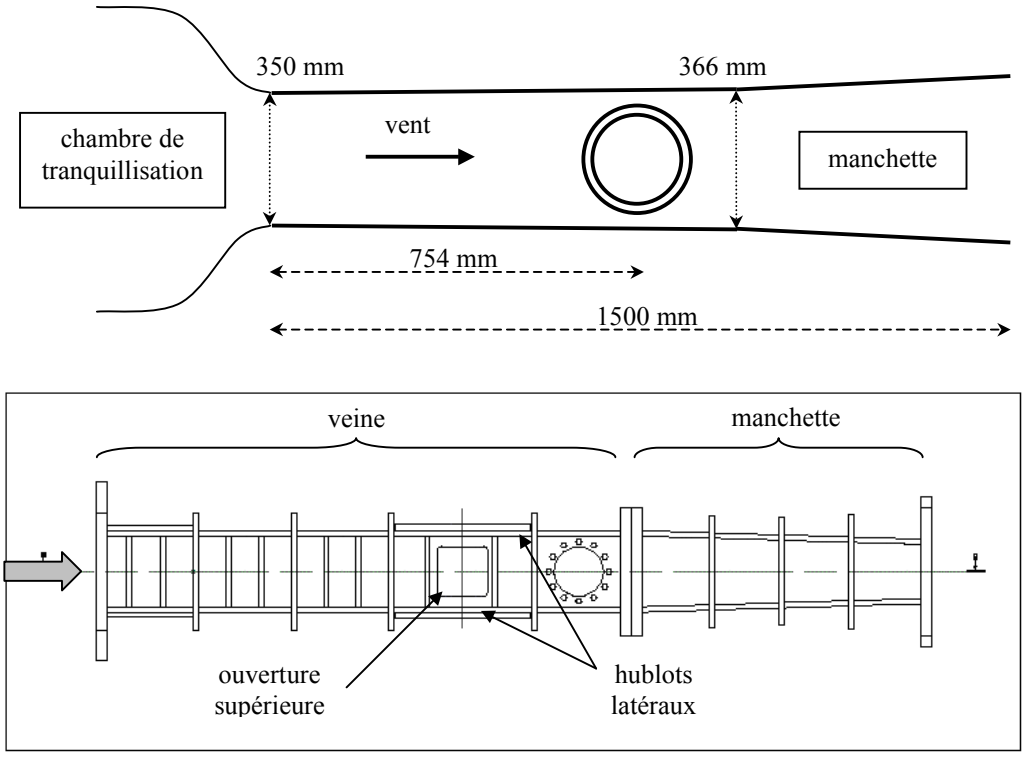


figure 63 : schéma de la veine et de la manchette vue de côté et vue de dessus.

Les parois latérales de la veine sont équipées de deux hublots situés à 754 mm à l'aval de l'entrée. Ces hublots sont conçus spécialement pour l'expérience afin de fixer directement le profil sur la partie en verre et avoir une accessibilité maximum. Leur diamètre extérieur est de 270 mm, l'épaisseur de 30 mm, et le verre est traité antireflet. Des modifications ont été réalisées pour adapter la veine d'essai à l'expérience :

- une ouverture carrée de 140 mm de côté dans la paroi supérieure est réalisée à l'aplomb des hublots latéraux afin de pouvoir générer les différentes nappes laser en PIV,
- des perçages sont réalisés à l'intérieur de la veine pour fixer des parois haute et basse nécessaires à la création de la déflexion de l'écoulement à l'intérieur de la veine. Le travail a été réalisé par le *CEAT* (*Centre d'Etude Aéronautique de Toulouse*).

L'ensemencement est réalisé à l'amont de la chambre de tranquillisation par une ouverture à pression atmosphérique pour obtenir une uniformisation maximum au niveau de la section de mesure. Les différentes méthodes d'ensemencement et le choix des particules traceurs seront discutés pour les deux techniques utilisées.

1.2. Le profil de la maquette

Le profil utilisé pour l'expérience correspond à celui de la pale d'une roue mobile d'un compresseur transsonique monté sur le banc expérimental *Astafan* au *Laboratoire de Propulsion de SupAéro*. La section choisie est proche du moyeu, à une hauteur z constante par

rapport au carter, où l'écoulement est généralement subsonique (figure 64). Dans sa configuration de roue mobile, l'angle de calage est de 32° et l'angle de cambrure est de 22°.

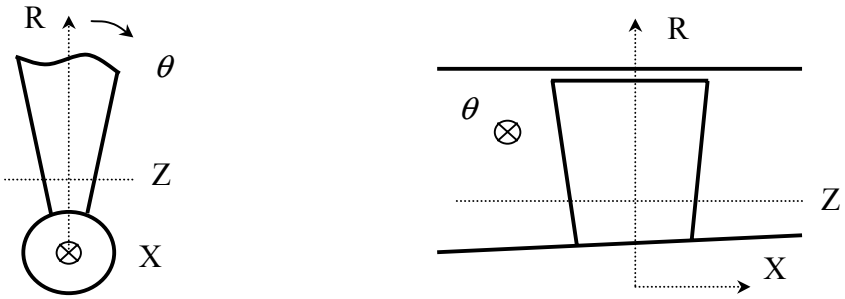


figure 64 : illustration de la position de la section choisie.

Le profil est représenté figure 65. Le dessin initial est donné à partir de vingt trois points géométriques définissant l'extrados et l'intrados. La fabrication du profil est faite à l'aide de la donnée de trois cent points géométriques issus d'une interpolation. La corde fait 88 mm et l'épaisseur maximum du profil est de 6 mm (profil très fin).

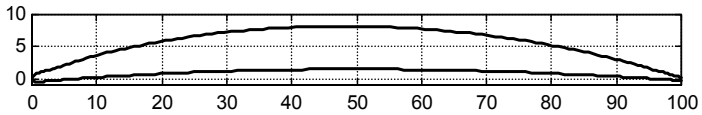


figure 65 : profil de la section 3 (abscisse x/c, ordonnée y/c).

Pour compléter le profil, initialement seules les lignes extrados et intrados sont données par le constructeur, un bord d'attaque en arc de cercle de rayon de courbure égal à 0,5 mm a été rajouté. Le bord de fuite a été prolongé et tronqué pour former un culot d'une épaisseur d de 0,35 mm (figure 66).

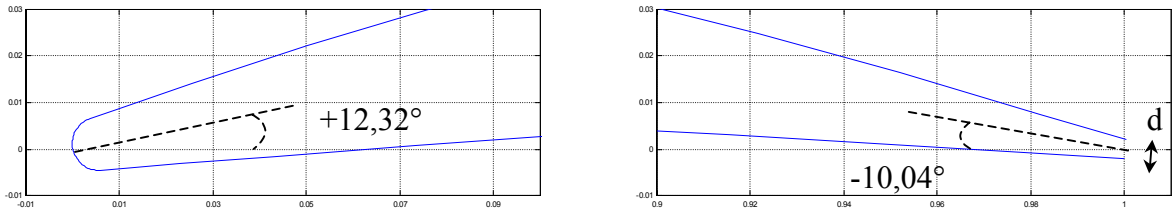


figure 66 : présentation du bord d'attaque et du bord de fuite du profil.

L'angle entre la tangente à la ligne de cambrure moyenne au bord d'attaque et la direction axiale est de 12,32°, l'angle entre la tangente à la ligne de cambrure moyenne au bord de fuite et la direction axiale est de -10,04°.

Le montage du profil sur les hublots est réalisé en soudant de part et d'autre de la maquette deux axes de 60 mm de longueur et de 6 mm de diamètre (positionné à mi-corde), traversant les deux hublots préalablement percés. Le profil est maintenu depuis l'extérieur de la veine grâce à deux bras, reliés chacun à un des axes et fixés sur la couronne extérieure des hublots, permettant de régler l'incidence du profil à +3°. Le profil est positionné de telle sorte que le bord de fuite coïncide avec le centre du hublot (figure 67).

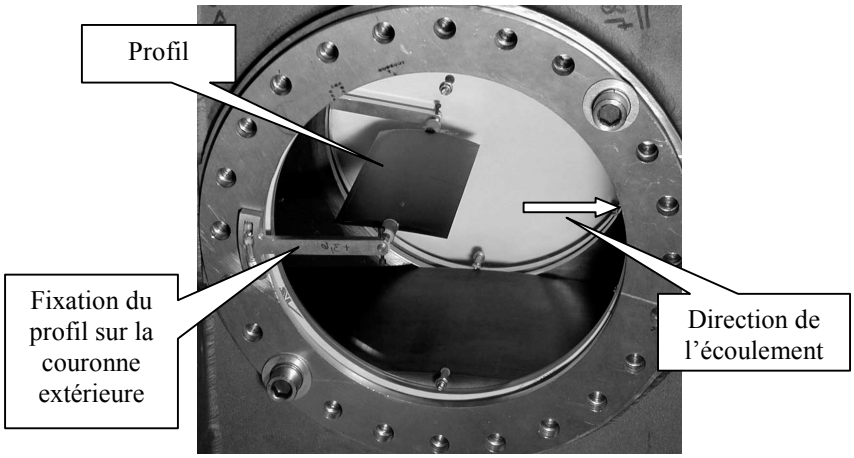


figure 67 : montage du profil dans la veine.

1.3. Montage réalisé pour l'étude

Le montage comporte le profil décrit précédemment, fixé sur les hublots latéraux de la veine d'essai équipée des parois haute et basse nécessaires au guidage de l'écoulement. Ces parois se décomposent en trois parties :

- *la partie amont* : permet de modifier la direction de l'écoulement incident au profil en créant un canal de guidage dont les parois sont inclinées de 5° vers le haut. Cette partie va réduire la section de passage du fluide par rapport à la section d'origine de la veine et donc créer un gradient de vitesse positif. La dissymétrie du canal formé va induire une non uniformité de la vitesse à l'amont du profil.
- *la partie centrale* (adjacente au profil) : les formes des parois haute et basse sont approchées par deux rayons de courbure identiques de 200 mm de corde pour simplifier la fabrication, notamment pour le hublot supérieur en verre.
- *la partie aval* : permet une déflexion de l'écoulement à l'aval du profil avec un canal de guidage dont les parois sont inclinées de 10° vers le bas en maintenant la même section de passage que la section amont de façon à éviter toute décélération brutale (la paroi supérieure aval est prolongée dans la manchette d'injection).
- *le hublot* : il est plan d'un côté et concave de l'autre. Le rayon de courbure est de 766 mm. La déviation des faisceaux lumineux traversant le dioptre concave ne modifie pas l'épaisseur des nappes en PIV, qui seront orientées dans l'axe de la veine.

Les parois sont fabriquées en bois sauf les extrémités et les parties courbes conçues en aluminium. L'ensemble est maintenu dans la veine à l'aide de vis et d'inserts (montage et

démontage simple). Les figure 68 et figure 69 représentent la veine d'essai avec les parois et le schéma de montage du hublot.

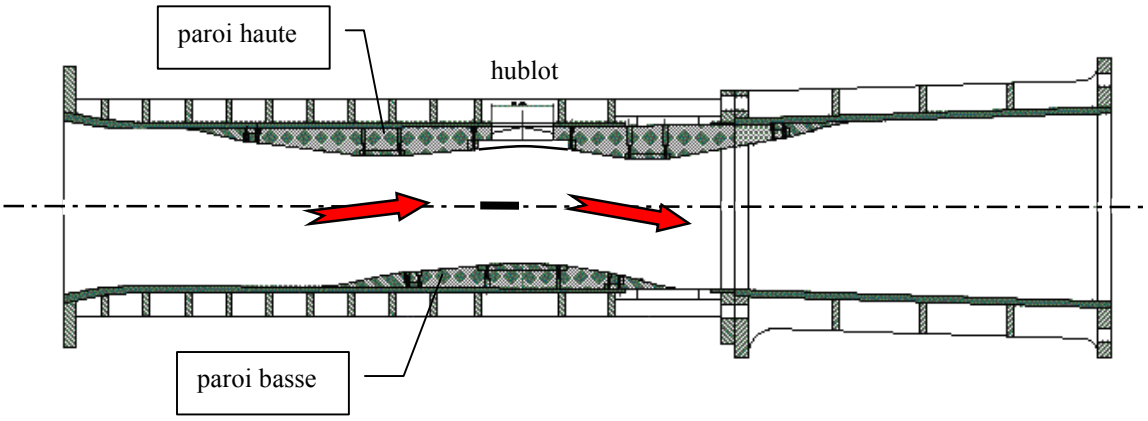


figure 68 : dessin de la veine avec les parois et le profil.

Le hublot supérieur est réalisé en verre traité antireflet et est fixé par l'intermédiaire de chanfreins aux parois de guidage en bois.

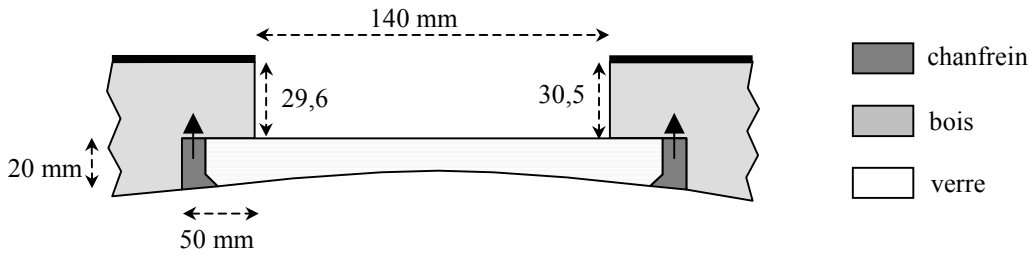


figure 69 : fixation du hublot supérieur.

La hauteur du canal doit être suffisamment petite pour guider correctement l'écoulement mais suffisamment grande pour ne pas trop réduire la section de passage et éviter un encombrement trop important des parois dans la veine. C'est d'après ces considérations que la forme des parois haute et basse a été définie. Le guidage amont s'effectue sur une longueur de 165 mm, soit 1,875 longueurs de corde. La hauteur du passage est de 260 mm, soit une réduction de 90 mm par rapport à la hauteur de la veine à l'entrée.

Remarque : le coefficient de striction à la paroi est négligeable et on peut considérer qu'il n'y a pas de décollement turbulent de la couche limite à l'aval, dans la zone où la paroi est convexe (forme de diffuseur), car l'angle est égal à 10°.

1.4. Instrumentation des parois

Les parois ont été équipées de prises de pression statique afin de vérifier le comportement de l'écoulement au voisinage des parois, notamment vérifier qu'il n'y a pas de décollement, et évaluer les zones d'accélération et de décélération liées à la variation de section. Les positions de dix huit prises sont représentées sur le graphe ci-dessous (figure 70).

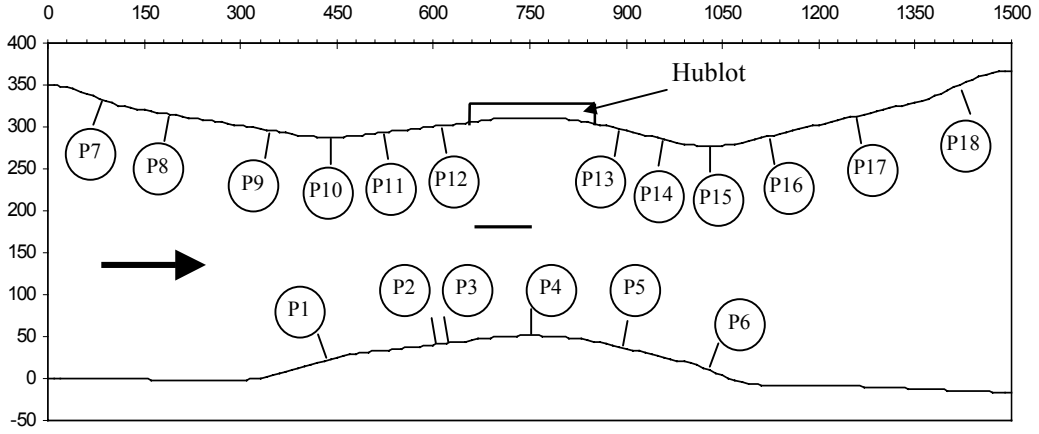


figure 70 : positions des prises de pression statique dans la veine.

La chambre de tranquillisation est équipée d'une prise pour évaluer la pression génératrice p_i. La prise n°2 sera la référence et permettra de calculer le nombre de Mach en fonction des pressions p à la paroi et ainsi piloter la vitesse de la soufflerie. Le tableau 5 référence la position en mm par rapport au bord d'attaque du profil des prises de pression statique aux parois.

		Paroi basse	**P1**	**P2**	**P3**	**P4**	**P5**	**P6**			
		X (mm)	-234	-68	-52	88	228	361			
Paroi haute	**P7**	**P8**	**P9**	**P10**	**P11**	**P12**	**P13**	**P14**	**P15**	**P16**	**P17**	**P18**
X (mm)	-586	-484	-328	-228	-142	-52	223	291	361	460	592	752

tableau 5 : position des prises de pression par rapport au bord d'attaque.

La figure 71 présente le résultat de plusieurs acquisitions faites au cours d'un test de répétabilité de la soufflerie. L'écoulement est d'abord accéléré entre les stations 7 et 10, lié à la diminution de la section de passage du fluide. Dans la partie où la section est constante (station 11 à 15 pour la paroi supérieure), le fluide accélère sur la paroi inférieure (paroi convexe) et décélère sous la paroi supérieure (paroi concave). A partir de la station 15 où la section de passage du fluide augmente à nouveau, l'écoulement est décéléré.

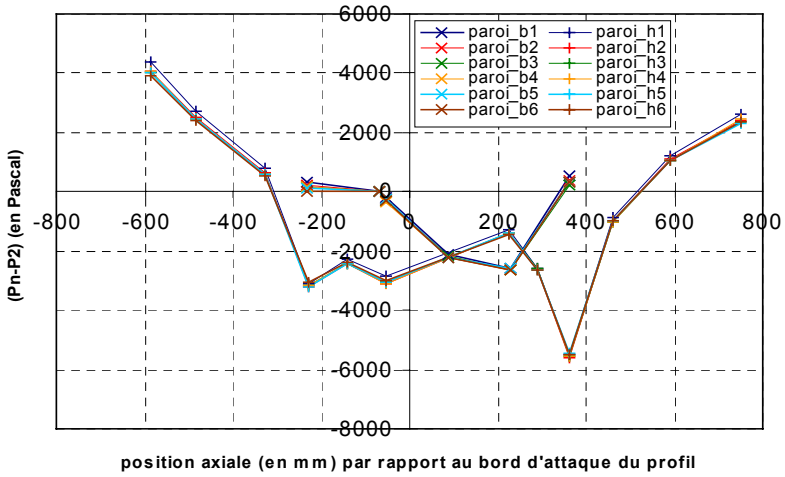


figure 71 : variations de pression statique aux parois.

La comparaison des données entre les prises P3 et P12 situées à la même abscisse à l'amont du profil dans la zone où la section de passage est constante (X = -52 mm) permet d'évaluer un gradient de vitesse vertical, ce qui paraît logique compte tenu de la dissymétrie de la convergence du canal et la forme des parois. L'estimation du nombre de Mach est faite à partir de la formule

$$\frac{p}{p_i} = \left(1 + \frac{\gamma - 1}{2} M^2\right)^{\left(\gamma / 1-\gamma\right)} \qquad (5.1)$$

soit

$$M = \sqrt{\frac{2}{\gamma - 1}\left(\left(\frac{p}{p_i}\right)^{\left(1-\gamma / \gamma\right)} - 1\right)} \qquad (5.2)$$

où p et p_i sont respectivement la pression statique à la paroi et la pression génératrice.

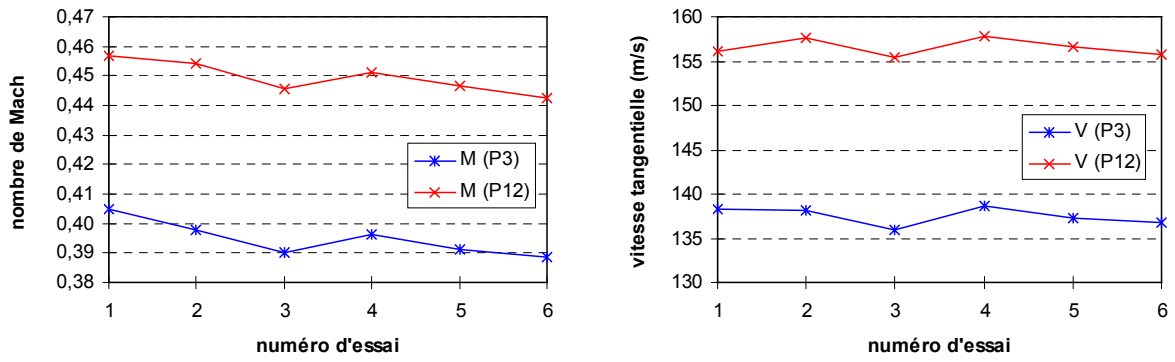


figure 72 : nombre de Mach et vitesse tangentielle pour les prises P3 et P12 lors du test de répétabilité.

Les écarts observés figure 72 entre les deux prises indiquent bien un gradient de vitesse vertical (137 m/s en P3, 157 m/s en P12). Ce gradient reste constant malgré les fluctuations de vitesse pour une même prise au cours du temps.

Remarque : ces fluctuations conduiront à normaliser les vitesses mesurées en PIV afin de valider le caractère bidimensionnel de l'écoulement et quantifier l'influence du montage et démontage des hublots entre les acquisitions.

1.5. Ensemencement

L'ensemencement est un paramètre très important puisque c'est la vitesse des particules qui est mesurée. Les traceurs doivent donc suivre convenablement le fluide et être répartis de façon uniforme dans la zone de mesure. Deux ensemencements différents ont été utilisés lors des essais. L'encens a été retenu pour effectuer les mesures de PIV, tandis qu'en DGV les traceurs sont de fines gouttelettes d'huile obtenues à l'aide du générateur de fumée décrit précédemment (annexe F).

figure 73 : générateur de particule d'encens en PIV.

L'injection des particules se fait par une ouverture à pression atmosphérique à l'amont de la chambre de tranquillisation. En PIV, le générateur est constitué par une Cocotte-Minute dans laquelle sont placés de l'encens et du charbon préalablement allumé. Sur les côtés, deux arrivées d'air comprimé permettent de souffler de l'air à l'intérieur de la cocotte pour attiser les charbons et générer de la fumée. Le couvercle supérieur est fermé et équipé d'un tuyau pour éjecter la fumée d'encens directement dans la veine (figure 73).

1.6. Bidimensionnalité de l'écoulement

Afin d'évaluer le comportement de l'écoulement à proximité de la surface extrados du profil, une bouillie blanche (huile de paraffine + oxyde de titane) a été réalisée. Le profil est monté avec une incidence de +3° (par rapport à la direction axiale) et la vitesse est proche de

140 m/s (vitesse des conditions d'essais). Des tests avec et sans ligne de rugosité placée au bord d'attaque ont été effectués. Dans les deux cas, les résultats sont similaires, indiquant que la transition est déclenchée naturellement (figure 74). La couche limite est turbulente sur le profil et semble décoller avant le bord de fuite (à environ 2 cm du bord).

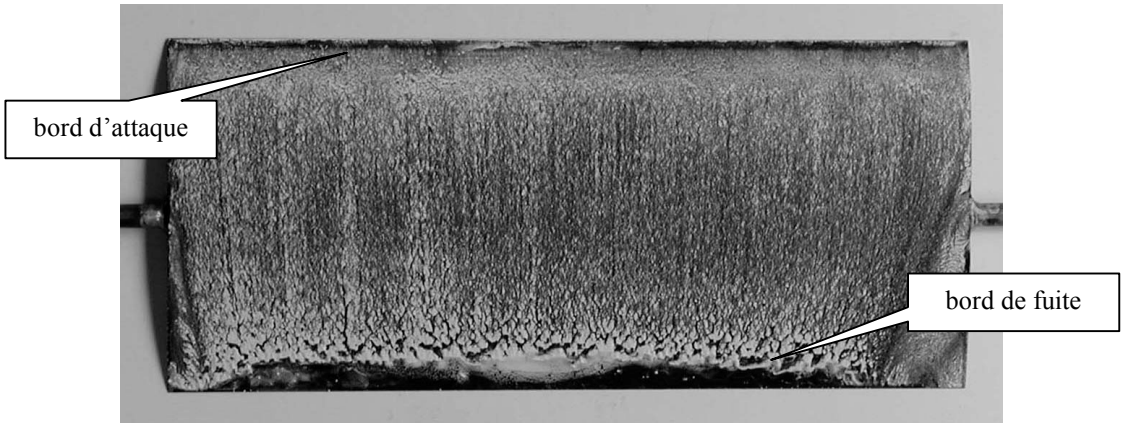


figure 74 : photo de la bouillie blanche.

L'organisation du mélange montre des lignes parallèles dans la zone centrale du profil. La structure de l'écoulement semble être bidimensionnelle. Les effets de coin sont visibles des deux côtés à partir de la mi-corde, faisant dévier les lignes de courant vers le centre de la veine. La dissymétrie entre les deux tourbillons de coin peut s'expliquer par le fait qu'il existe un jeu entre les extrémités du profil et les hublots latéraux. L'origine de l'encrassement des hublots peut être liée à ces jeux. En effet, le fluide côté intrados est « aspiré » côté extrados à travers le jeu par dépression puis est piégé par le tourbillon de coin au niveau du hublot. Cette hypothèse se base sur l'observation des traces laissées par la bouillie sur le hublot (figure 75).

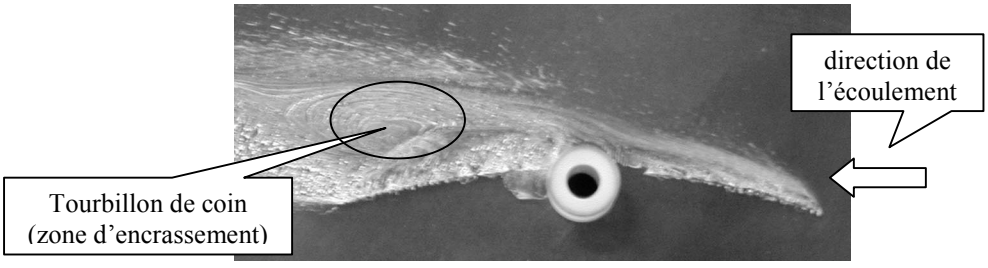


figure 75 : traces laissées par la bouillie sur un hublot latéral.

La caractérisation de l'écoulement étant réalisée seulement dans la zone centrale de la veine, les effets de coin ne seront pas pris en compte et l'écoulement sera considéré comme étant bidimensionnel.

2. Résultats des mesures de PIV

2.1. Description de l'expérience et paramétrage

2.1.1. Montage

L'expérience va consister à mesurer les deux composantes principales de la vitesse, V_X et V_Z, dans le sillage du profil monté dans la veine d'essai. Plusieurs plans parallèles ont été réalisés afin de vérifier la bidimensionnalité de l'écoulement à l'aval. Ils sont définis à Y = -50, -25, 0, +25 et +50 mm, dans la direction transversale, de façon à sonder une zone centrale de la veine sur 100 mm (figure 76).

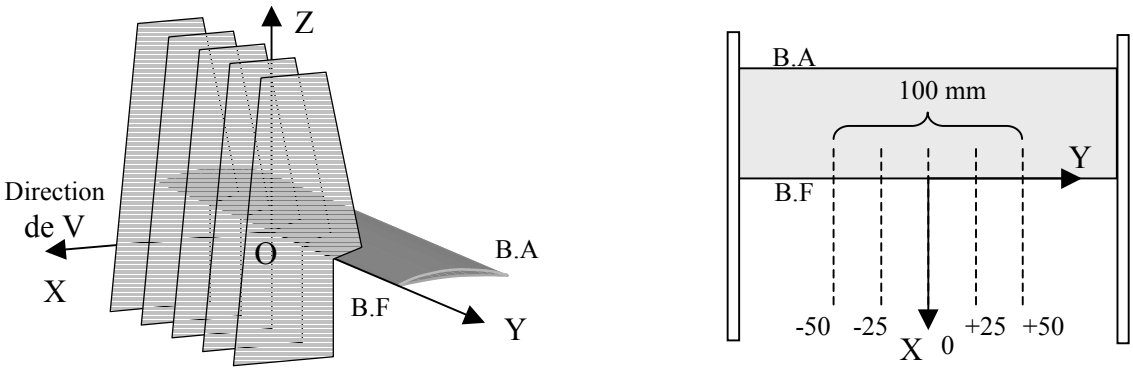


figure 76 : positions des nappes laser en PIV dans le repère veine (O,X,Y,Z).

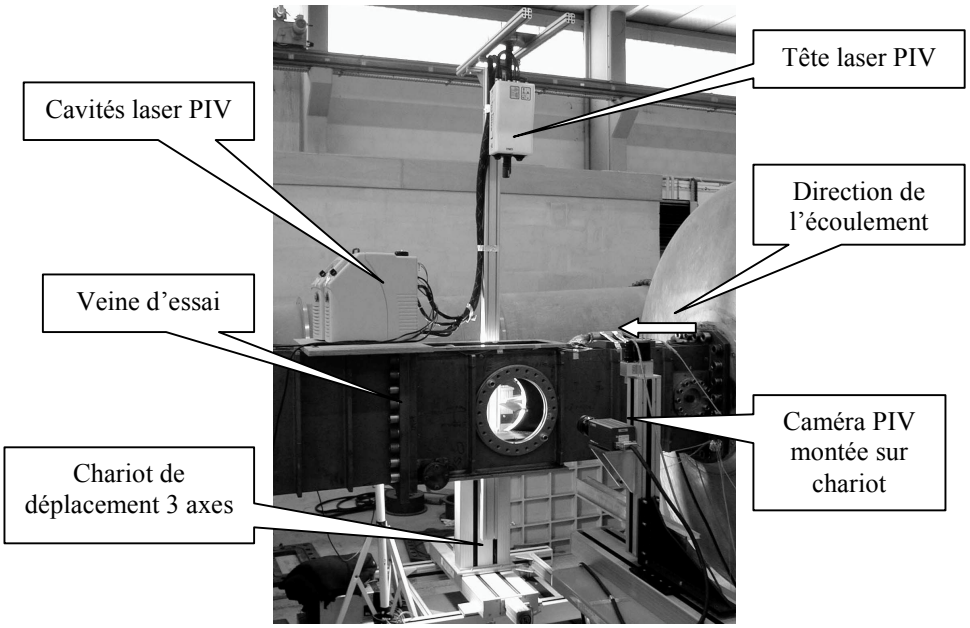


figure 77 : poutrelle de support de la tête laser en PIV placée à côté de la veine.

La tête laser est montée sur une potence, fixée sur un chariot à trois déplacements placé à côté de la veine (figure 77). Le déplacement transversal suivant Y permet de positionner précisément les différents plans. La direction des nappes est orientée verticalement vers le bas. La caméra est positionnée face à un des hublots latéraux et montée sur deux rails de déplacement (vertical et transversal) pour faciliter le positionnement et la mise au point.

2.1.2. Choix des paramètres

La technique de PIV consiste à faire l'acquisition successive de paires d'images synchronisées avec l'émission du laser pulsé. Chaque paire d'images est ensuite traitée de façon à évaluer, sur de petites zones appelées fenêtres d'interrogation, le déplacement statistique le plus probable des particules présentes aux deux instants. La technique est décrite plus en détail dans l'annexe A, et le dispositif utilisé dans l'annexe G. Les principaux paramètres caractérisant l'étude sont présentés maintenant.

2.1.2.1. Taille du champ d'observation

L'étude consiste à mesurer le sillage sur environ une longueur de corde à l'aval du profil. La caméra est placée de façon à observer un champ de 98,4 mm de longueur sur 78,7 mm de hauteur. Le sillage est situé au centre de l'image. Pour choisir convenablement la taille du champ une mire représentant des carrés de 5 mm de côté a été placée dans le plan de la nappe. La fenêtre du logiciel contenant l'image observée par la caméra est munie de réglets millimétriques permettant une mesure précise de la taille du champ dans le repère objet. Le rail de déplacement sur lequel est montée la caméra permet alors d'approcher ou de reculer cette dernière plus aisément et de faire la mise au point.

2.1.2.2. Taille des fenêtres d'interrogation

L'écoulement étant faiblement turbulent, pour avoir une résolution spatiale acceptable et pouvoir déterminer des vitesses importantes, les fenêtres d'interrogation utilisées ont été fixées à un voisinage de 32×32 pixels. Compte tenu de la taille du champ observé, la résolution spatiale est de 2,46 mm.

2.1.2.3. Intervalle de temps entre les impulsions

L'intervalle de temps Δt entre deux impulsions successives dépend de la vitesse locale et de la taille des fenêtres d'interrogation. La vitesse axiale estimée étant d'environ 140 m/s, $\Delta t = 5$ µs. Lors du traitement des images, il a été possible de définir un déplacement constant des fenêtres entre deux images successives. Ce déplacement fixé correspond en fait à une vitesse moyenne de l'écoulement. La soustraction de cette vitesse au champ entier permet alors de mesurer seulement les vitesses relatives. La précision s'en trouve alors améliorée. Un déplacement de 7 pixels dans la direction axiale et de 0 pixel dans la direction verticale a été choisi.

Remarque : le logiciel de post-traitement fourni par *Dantec* ne permettait pas le glissement des fenêtres. Lors des essais, le critère de *Keane and Adrian (1992)* a donc été appliqué : le déplacement des particules pendant l'intervalle de temps Δt doit être inférieur au 1/4 de la

taille de la fenêtre d'interrogation. Avec le glissement des fenêtres il aurait été plus judicieux d'augmenter l'intervalle de temps Δt pour fixer des déplacements plus importants (notamment dans la direction verticale).

2.1.2.4. Superposition des fenêtres

La technique de superposition des fenêtres lors de l'inter-corrélation permet de traiter les particules situées aux bords des fenêtres. Une superposition horizontale et verticale de 50% est appliquée sur l'ensemble des fenêtres. La cartographie finale représente alors 78×63 vecteurs vitesse dans le plan vertical (X,Z), soit 4914 vecteurs.

2.1.2.5. Critère retenu pour le tri des vecteurs

Le logiciel de post traitement des champs de vitesse instantanés utilisé, permet, via une interface graphique, de lire un ou plusieurs fichiers résultats issus du calcul. Ce logiciel a été développé à *l'Onera-Lille* (département DAAP (Département Aérodynamique APpliquée), unité MMH (Mécanique des fluides industrielle, Mesures, Hydrodynamique)). Les images brutes obtenues étant d'assez bonne qualité, un filtrage médian conditionnel a été appliqué comme traitement : celui-ci permet de choisir parmi les trois pics de corrélation, celui qui génère un vecteur vitesse qui se rapproche le plus du vecteur médian calculé sur un voisinage 3×3. Si les deux vecteurs ainsi définis sont trop différents (écart relatif maximum autorisé défini par l'opérateur), la valeur médiane est affectée au point central de la fenêtre glissante.

2.2. Résultats

Une des difficultés rencontrées lors des essais a été l'encrassement du hublot, et ce, malgré l'utilisation de l'encens pour générer les particules traceurs. Cet encrassement s'est manifesté localement au-dessus du profil au bout de quelques minutes mais n'a pas perturbé les mesures dans le sillage. Le cliché instantané de la figure 78 montre ce phénomène (poche sombre). Cette zone correspond en fait au tourbillon de coin, observée lors de la bouillie blanche (figure 75), où les particules sont « piégées ». Un nettoyage a donc été nécessaire entre l'acquisition des différents plans.

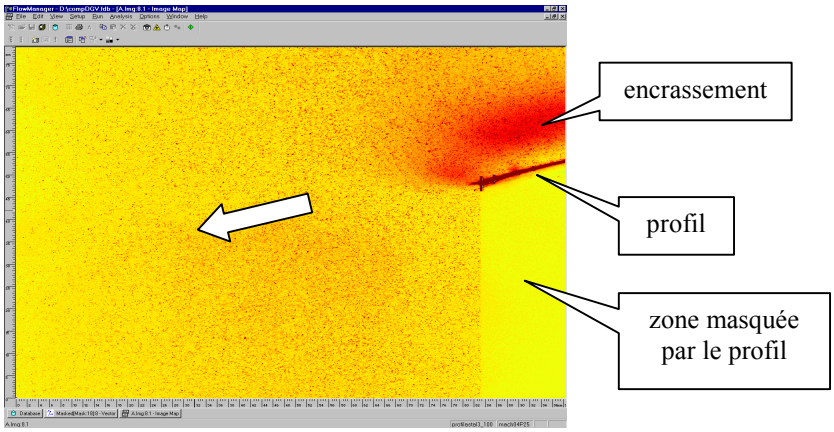


figure 78 : cliché instantané montrant les particules et la zone d'encrassement.

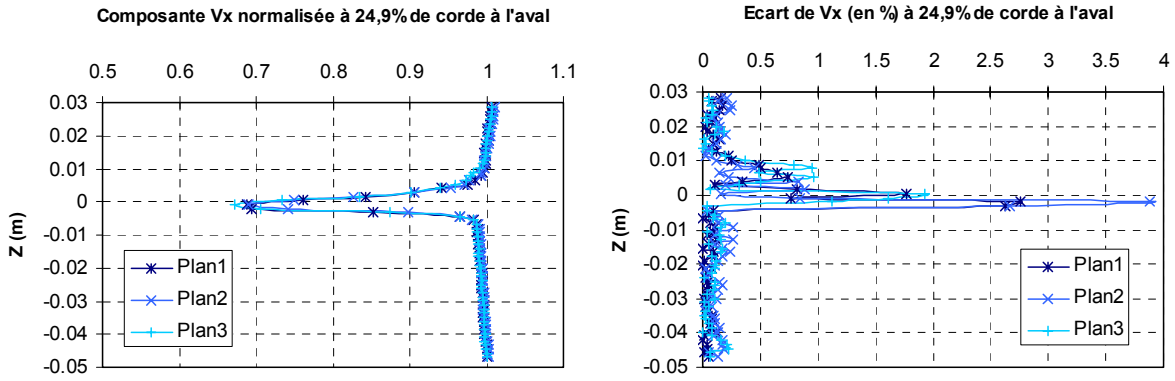
Pour différencier les écarts liés au montage et démontage du profil et du hublot et les éventuelles instabilités liées à la soufflerie et à l'écoulement un test de répétabilité a été réalisé. Il consiste à comparer les mesures obtenues en PIV sur un même plan à trois instants différents sans toucher au montage mécanique ni à la vitesse de la soufflerie. Il a permis de caractériser la stabilité de l'écoulement et de donner une précision sur les mesures PIV.

2.2.1. Test de répétabilité

Les résultats présentés sont constitués à partir d'un traitement statistique effectué sur 100 champs instantanés. L'acquisition d'un plan dure environ deux minutes et l'intervalle de temps entre les plans est de cinq minutes. Parmi les plans transversaux, celui à l'ordonnée Y = -25 mm a été retenu. Une mise au point éloignée du hublot d'observation réduit l'effet de l'encrassement et permet donc trois mesures successives.
Pour supprimer les fluctuations de vitesse liées à la soufflerie (figure 72) les trois champs obtenus ont été normalisés par une vitesse de référence. N'ayant pas d'information sur la vitesse à l'amont du profil, la vitesse de référence a été choisie à l'aval dans une zone du champ d'observation où les lignes iso-mach sont éloignées les unes des autres, preuves d'une certaine uniformisation. Cette vitesse de référence a donc été évaluée par la mesure PIV.
La comparaison des trois plans s'effectue suivant quatre abscisses à l'aval du profil (à 24,9%, 49,8%, 74,7% et 88,5% de corde). L'encrassement du hublot survenu lors de l'acquisition du second plan ne permet pas de mesures fiables avant 24,9% de corde.
Les tracés suivants montrent les profils des composantes axiale (V_X) et verticale (V_Z) normalisées, ainsi que les écarts entre la mesure d'un plan et la moyenne des trois plans.

2.2.1.1. Composante axiale de la vitesse (figure 79)

La colonne de gauche de la figure 79 montre l'évolution de la composante axiale V_X suivant les quatre abscisses retenues pour les trois plans. La vitesse de référence pour la normalisation est de 152 m/s. L'origine verticale (Z) correspond au bord de fuite du profil. La forme du pic de décélération montre un sillage fin, qui a tendance à s'élargir à l'aval (environ 10 mm à 88,5% de corde). A l'intérieur du sillage l'écoulement est accéléré par entraînement (de 0,7 à 0,85 fois la vitesse de l'écoulement sain).



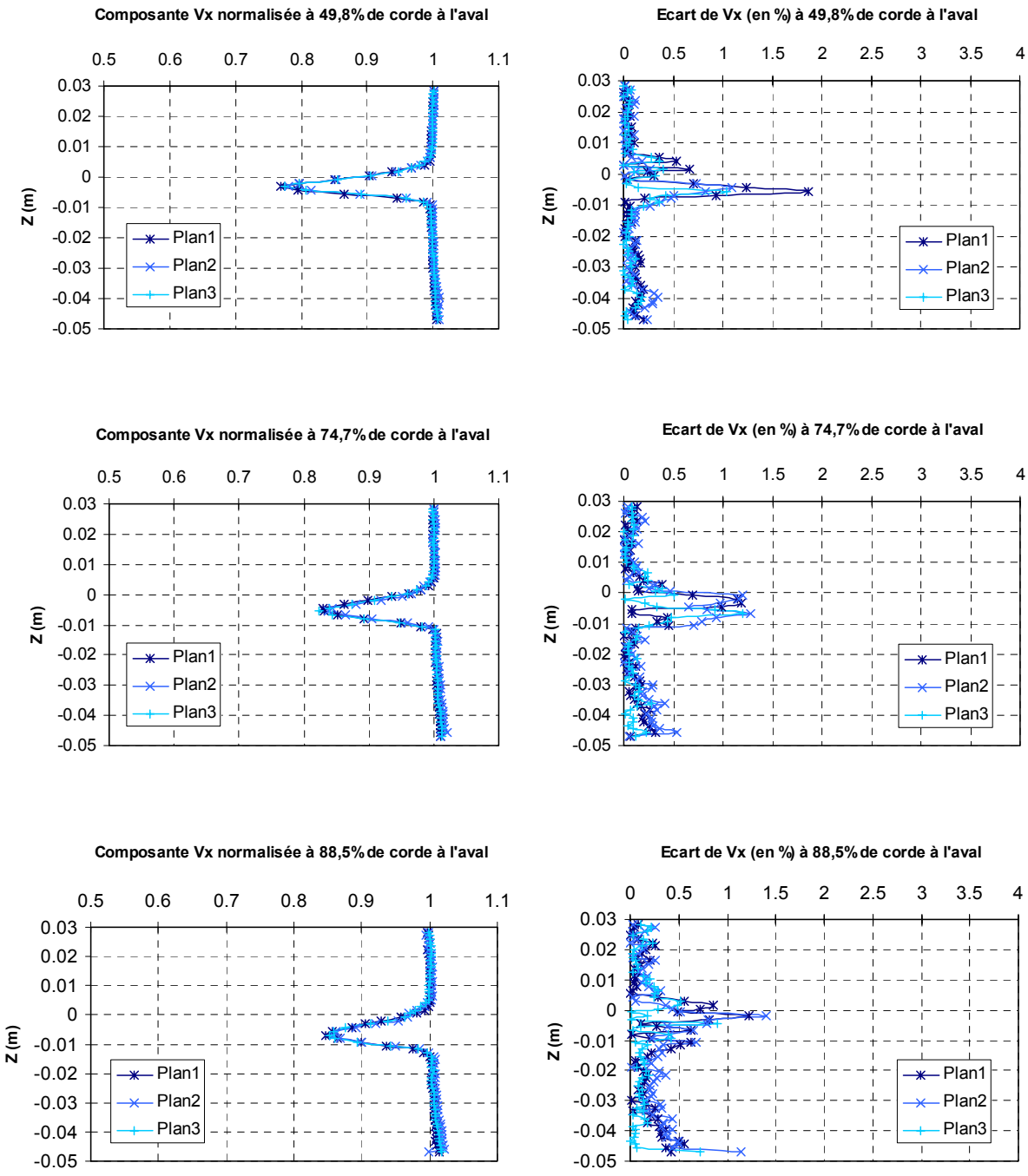


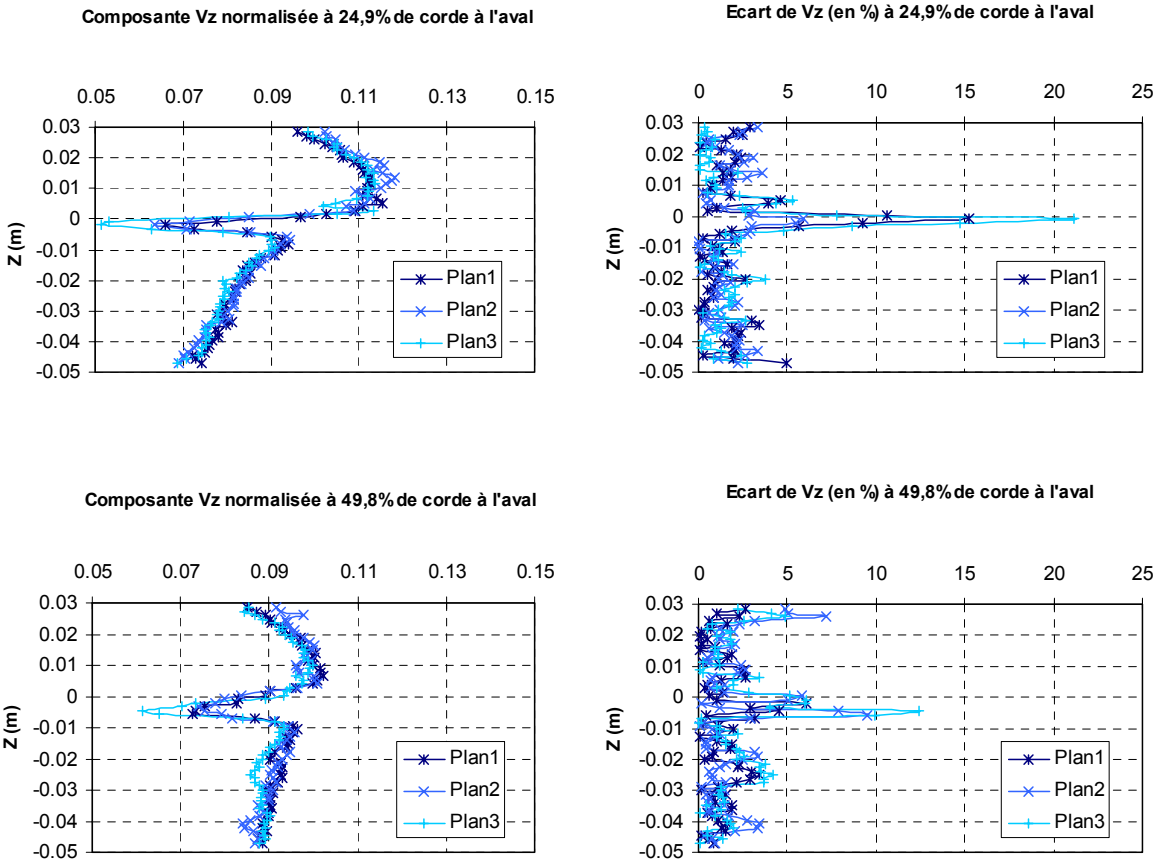
figure 79 : résultats des mesures PIV pour le test de répétabilité (composante V_X).

La colonne de droite présente l'évolution à l'aval des écarts (en %) de la composante axiale mesurés entre chaque plan et la moyenne des trois plans. Ces écarts sont inférieurs à 0,5% à l'extérieur du sillage, ce qui correspond en vitesse absolue à 0,75 m/s. Dans le sillage, les écarts varient de 4% pour l'abscisse une (6 m/s) à 1,5% à l'abscisse quatre (2,3 m/s). Cette tendance paraît logique puisque l'écoulement dans le sillage est plus instable que dans

l'écoulement sain, les écarts sont donc plus importants. A l'aval, le sillage se stabilise et les écarts diminuent.

2.2.1.2. Composante verticale de la vitesse (figure 80)

La figure 80 présente les résultats pour la composante verticale V_Z normalisée ainsi que les écarts entre les plans pour les mêmes abscisses. Les vitesses sont normalisées par la vitesse de référence axiale. Le pic montre que la déflexion est moins importante dans le sillage que dans le reste de l'écoulement. L'inclinaison côté extrados au bord de fuite est bien observée à 24,9% de corde et s'équilibre à l'aval. Au-dessus du sillage (Z = +0,03 m) la composante est peu modifiée à l'aval, elle reste voisine de 0,09 fois la vitesse axiale, ce qui correspond à 13,5 m/s. Par contre, elle augmente en bas (Z = -0,05 m) de 0,07 à 0,11 fois la vitesse axiale (10,5 à 16,5 m/s), ce qui indique une augmentation de l'inclinaison de l'écoulement (influence de la paroi basse qui tend à guider l'écoulement vers le bas).
Les résultats montrent qu'il existe un facteur dix entre la composante axiale et la composante verticale. L'inclinaison de l'écoulement à l'aval du profil est proche de 6°.
Les écarts observés sont très voisins de ceux de la composante V_X. Ils correspondent à 5% à l'extérieur du sillage, soit 0,75 m/s en vitesse absolue, et sont deux fois plus faibles que dans le sillage (de 20%, soit 3 m/s, à 8%, soit 1,2 m/s).



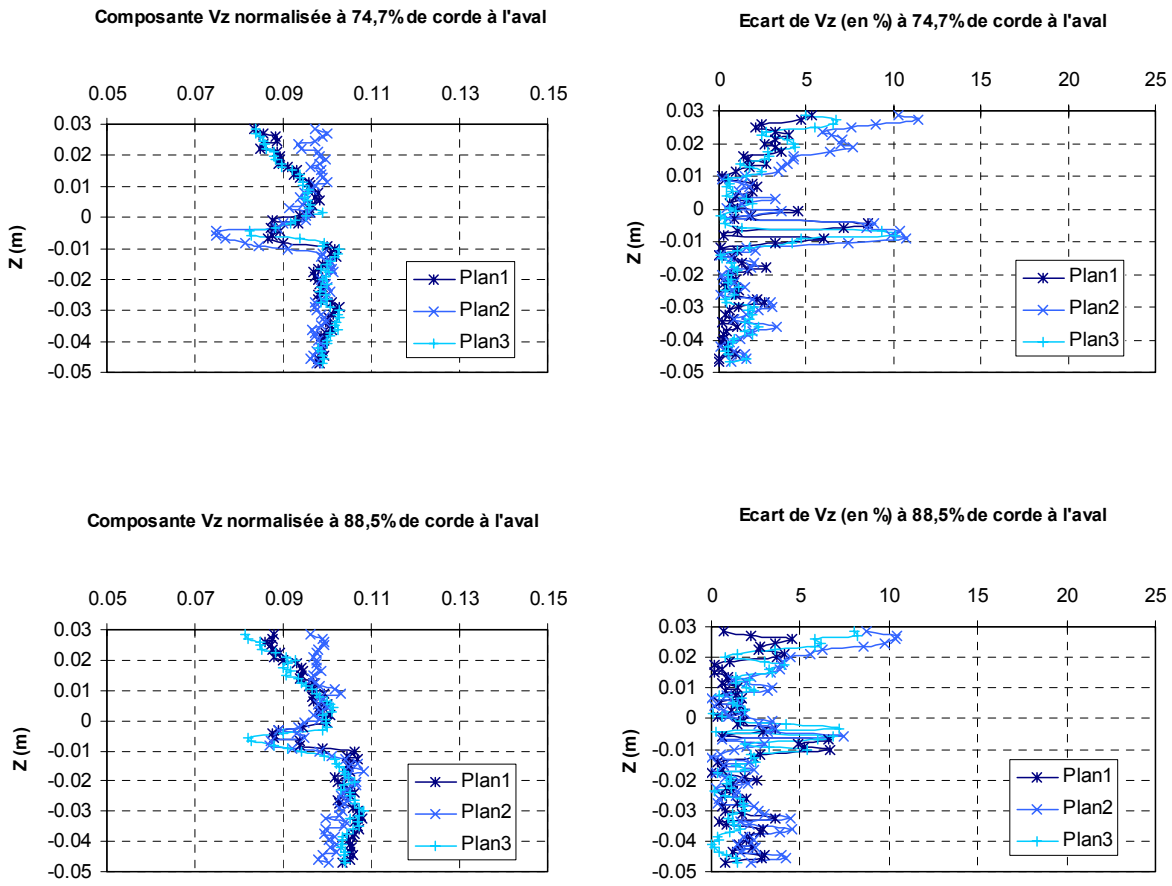


figure 80 : résultats des mesures PIV pour le test de répétabilité (composante V_Z).

2.2.1.3. Précision de la mesure

La valeur quantitative des écarts obtenus dépend étroitement de la qualification de l'écoulement par le système de mesure, et principalement du nombre de champs instantanés utilisés. Ici, les champs moyens ont été réalisés à partir du traitement statistique de 100 clichés instantanés. Des tests ont été faits avec les 50 premiers champs de la série, puis avec seulement les 25 premiers pour évaluer l'influence du nombre d'échantillons sur la précision de la mesure.

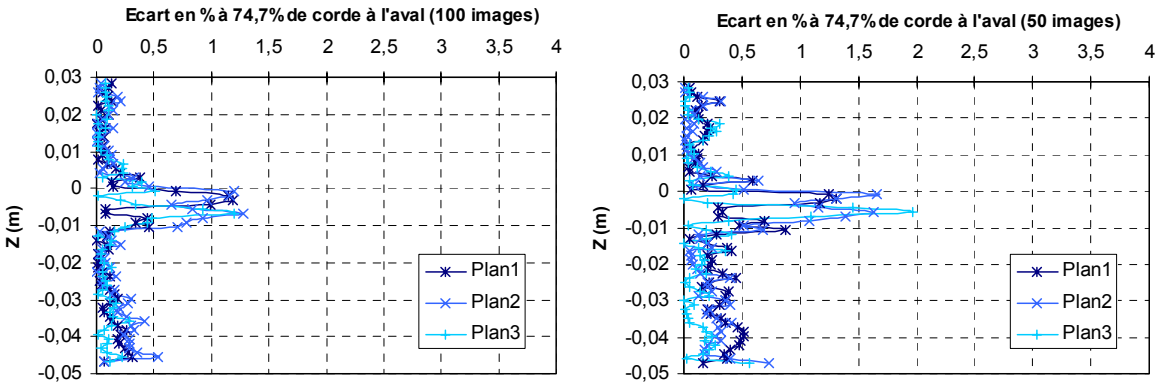


figure 81 : variation quantitative des écarts de la composante axiale V_X en fonction du nombre de champs traités (100 à gauche, 50 à droite).

La figure 81 montre bien une augmentation des écarts de V_X entre un traitement réalisé avec 100 paires d'images et le même réalisé avec 50 paires d'images.

	24,9%		49,8%		74,7%		88,5%	
	V_X	V_Z	V_X	V_Z	V_X	V_Z	V_X	V_Z
25/50	1,21	1,06	1,36	1,55	1,39	1,45	1,15	1,49
50/100	1,32	1,87	1,80	1,52	1,43	1,50	1,48	1,57

tableau 6 : estimation des écarts en fonction du nombre d'acquisitions.

Le tableau 6 présente les rapports des moyennes des écarts des deux composantes pour chaque abscisse entre 25 et 50 images et entre 50 et 100 images. La précision des mesures suit globalement une loi normale du type $P = a\sqrt{N}$ où P est la précision, a une constante et N le nombre d'images pour le traitement. Pour la précision des mesures souhaitées, 100 champs instantanés suffisent.

2.2.1.4. Conclusion

Le test de répétabilité a permis d'évaluer les deux composantes V_X et V_Z. Les écarts mesurés entre les trois plans sont plus importants dans le sillage qu'à l'extérieur. Ces différences sont liées essentiellement aux instabilités de l'écoulement (aspect qualitatif), à la résolution spatiale et au nombre d'acquisitions choisies pour sonder cet écoulement (aspect quantitatif). Le traitement statistique de 100 champs instantanés suffit pour la précision demandée. Les écarts à l'extérieur du sillage sont inférieurs à 1 m/s pour les deux composantes, et dans le sillage, ces écarts sont inférieurs à 6 m/s pour la composante axiale et inférieurs à 3 m/s pour la composante verticale.

2.2.2. Mesures des cinq plans transversaux : validation de la bidimensionnalité de l'écoulement à l'aval

2.2.2.1. Cartographies des composantes axiale et verticale

Les cinq plans transversaux ont été réalisés à partir de 100 champs instantanés. Entre chaque plan la soufflerie a été arrêtée afin de nettoyer le hublot. Les figure 82 et figure 83 montrent les champs moyens des composantes V_X et V_Z à l'aval du profil.
L'observation des champs montre bien un sillage fin se développant principalement à partir de l'extrados du profil. L'influence de la paroi basse est observable sur la composante verticale V_Z au niveau du bord de fuite où la composante est faible et tend à augmenter vers l'aval. Les cartographies de vitesse n'ont pas été normalisées ce qui explique les différences possibles entre les plans.

L'observation des fluctuations des composantes permet de définir plus précisément la frontière entre l'écoulement sain (peu perturbé) et le sillage. Les fluctuations sont de l'ordre de 5 m/s à l'extérieur du sillage et de 15 à 20 m/s dans le sillage. Elles montrent aussi un sillage qui semble s'élargir à l'aval. L'ensemble des champs pour les cinq plans transversaux est représenté figure 84 et figure 85.

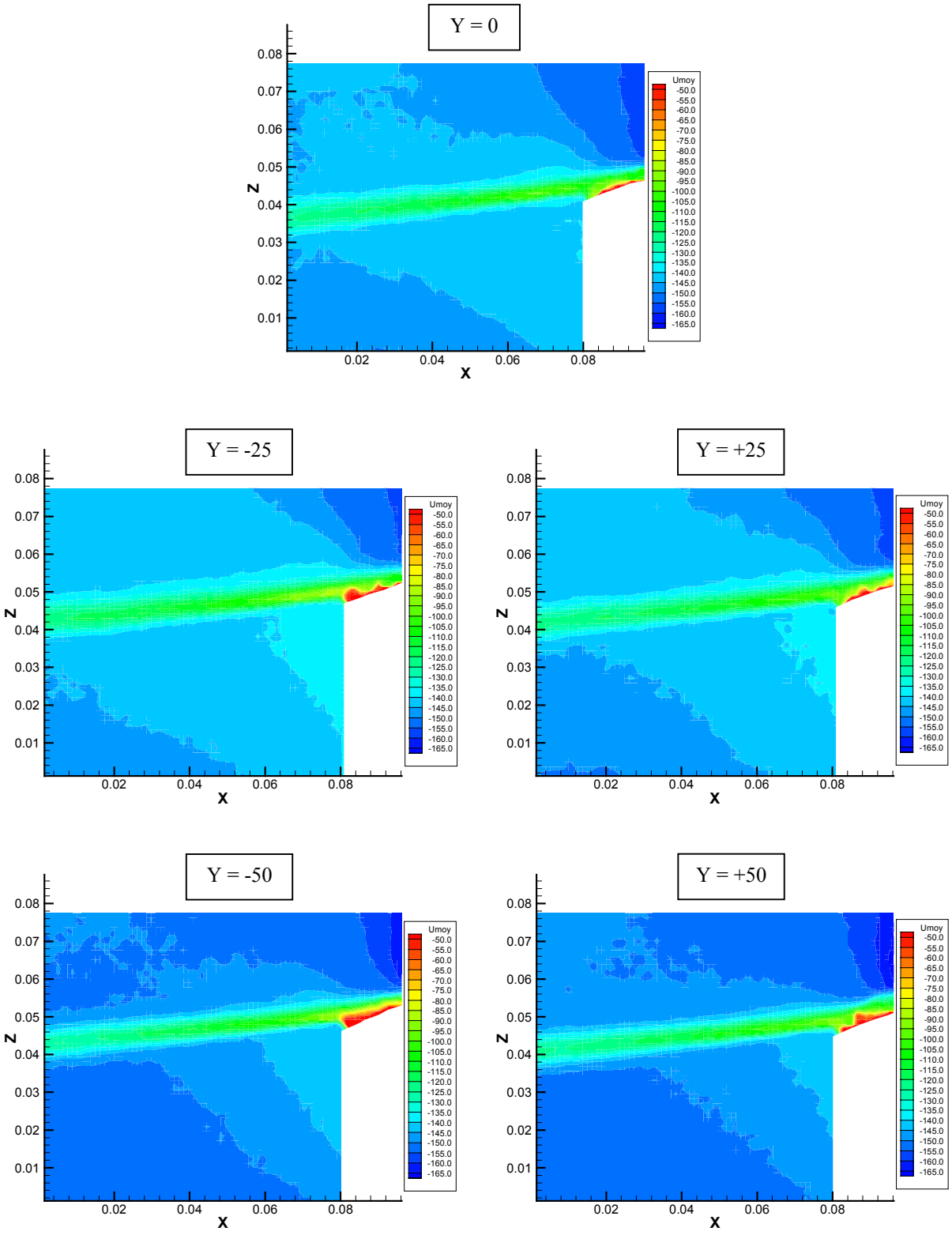


figure 82 : champ de la composante axiale V_X pour les cinq plans transversaux.

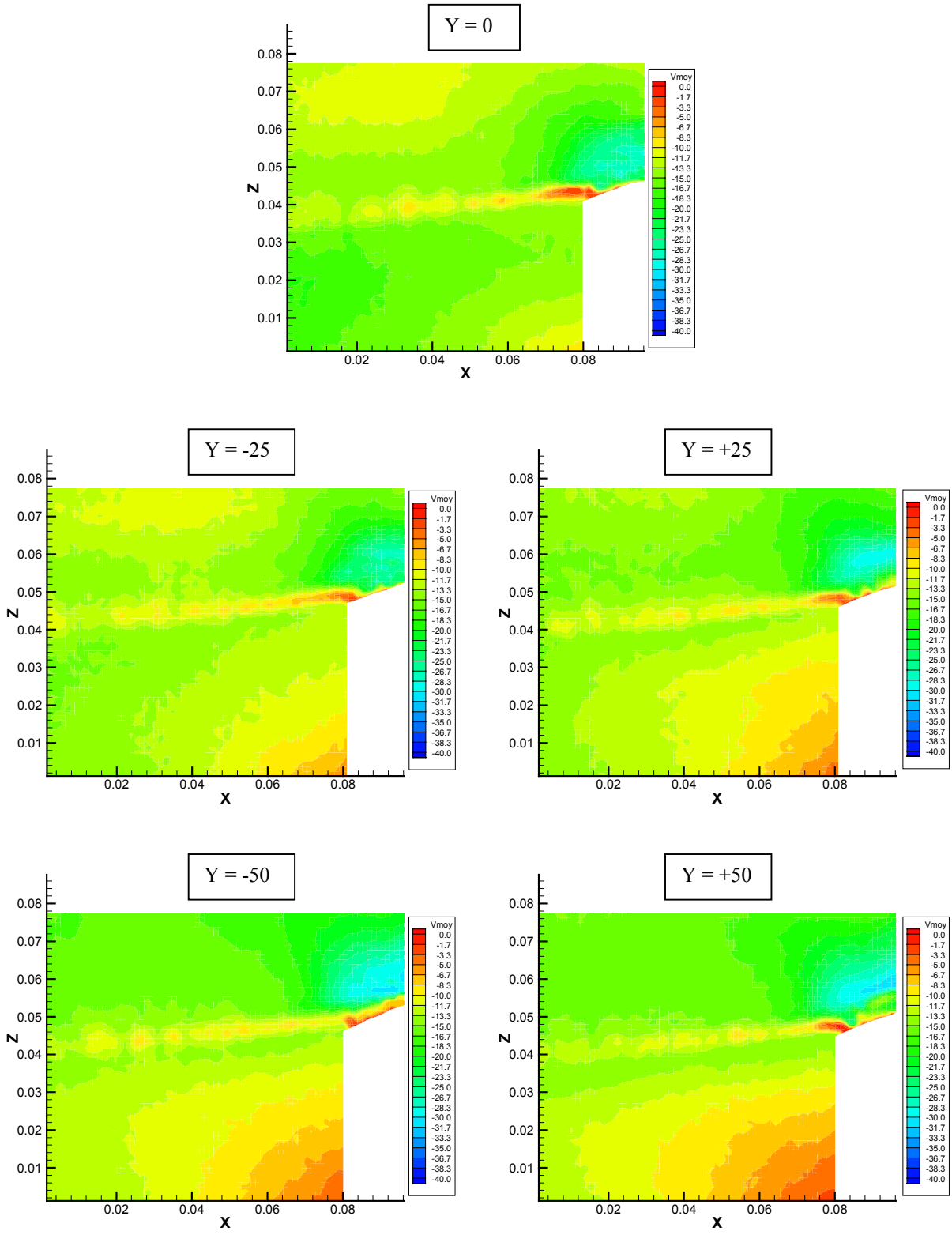


figure 83 : champ de la composante verticale V_Z pour les cinq plans transversaux.

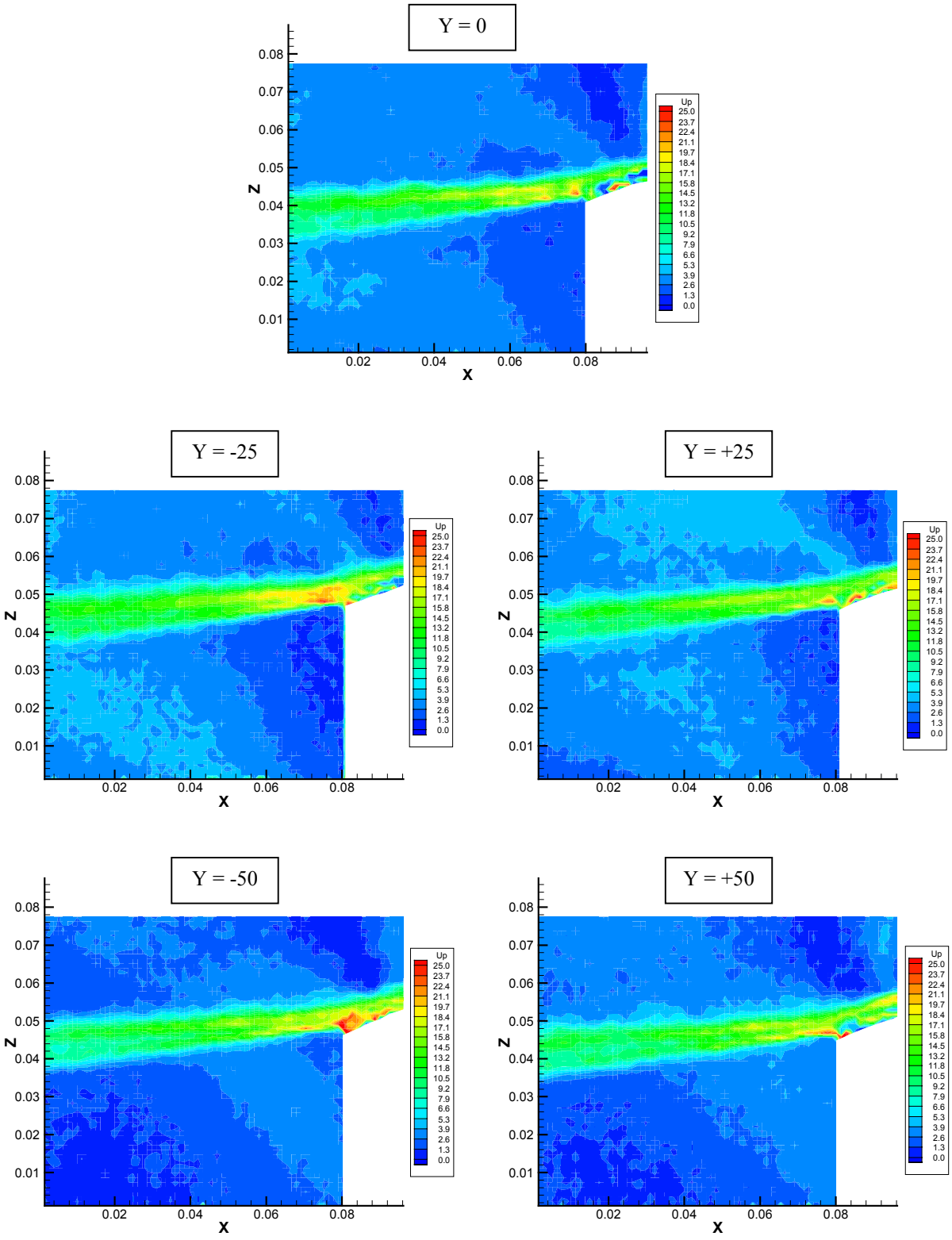


figure 84 : champ de la fluctuation V_X' pour les cinq plans transversaux.

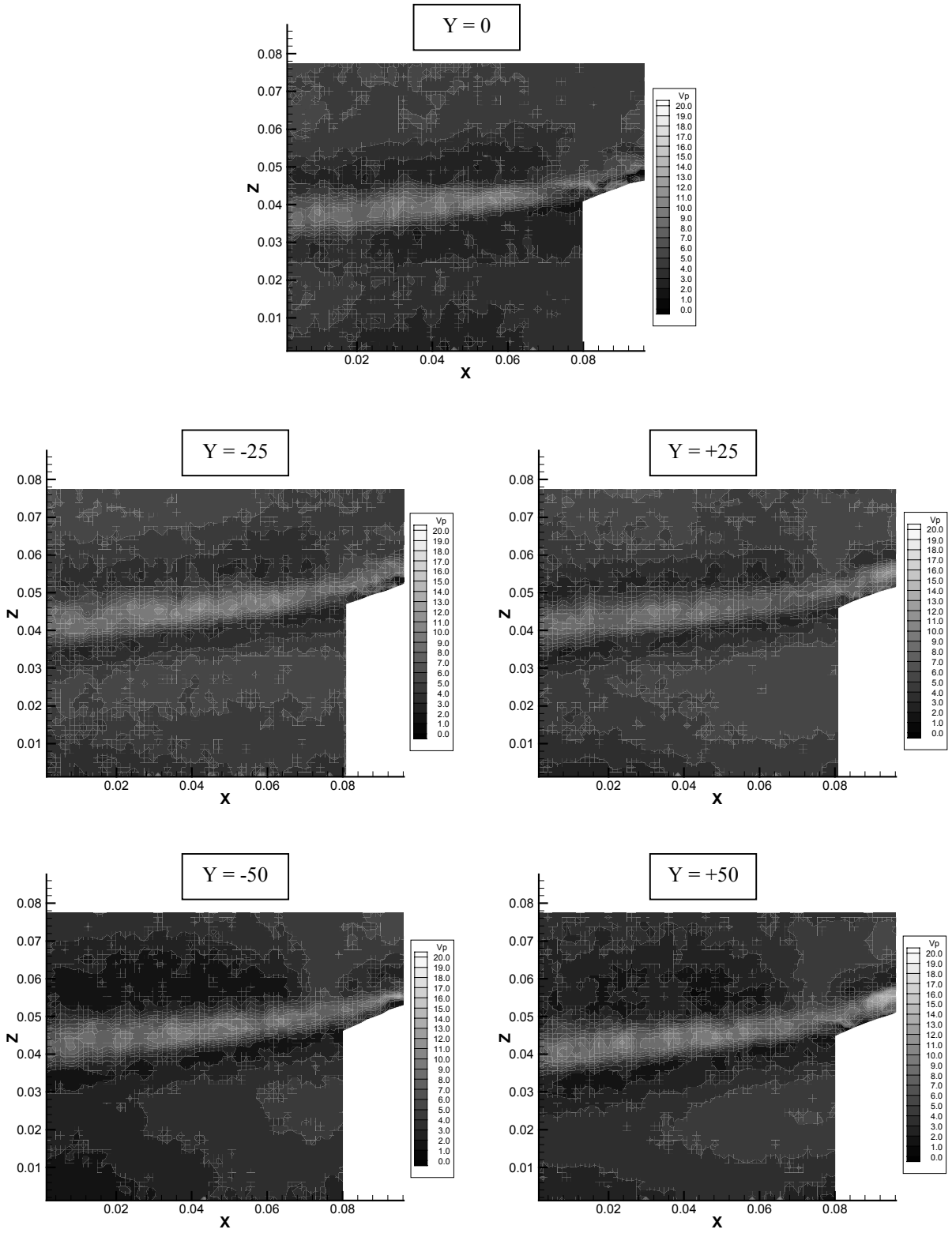


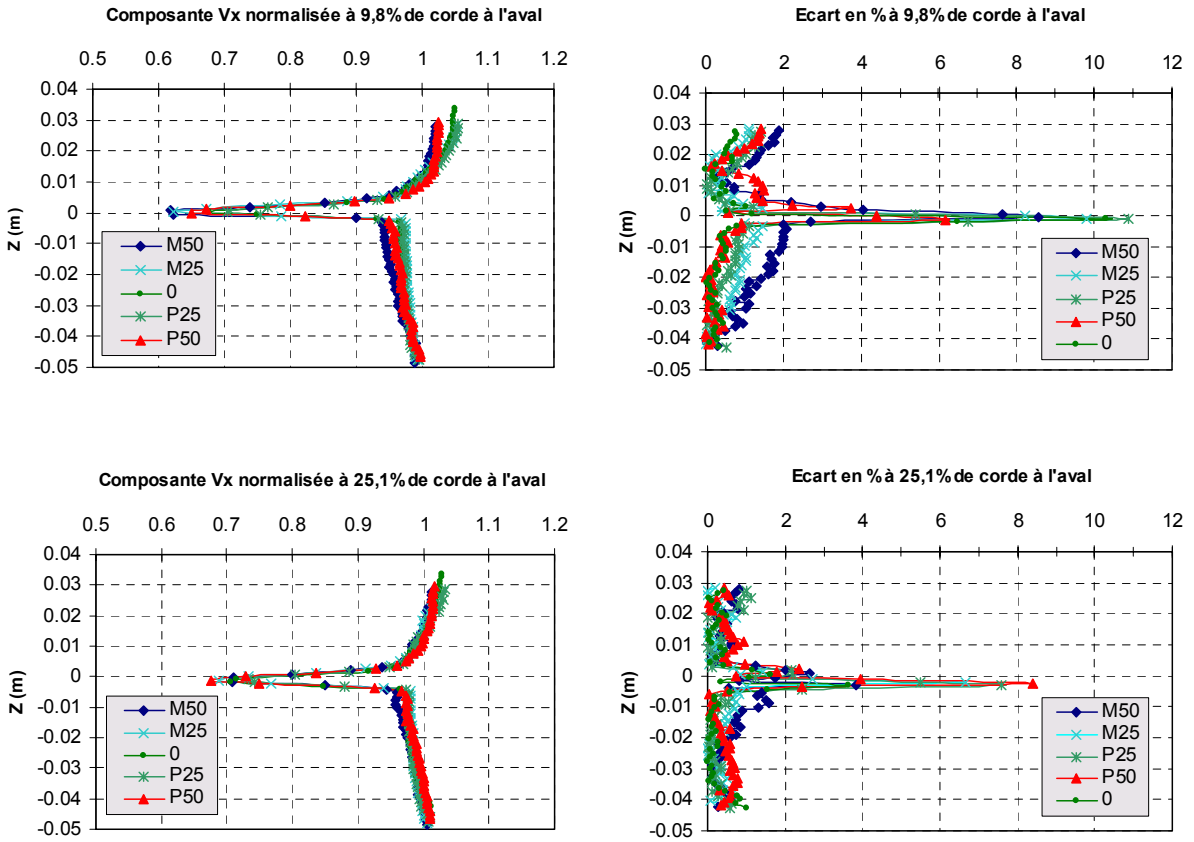
figure 85 : champ de la fluctuation V_Z' pour les cinq plans transversaux.

2.2.2.2.Profils des composantes de vitesse et écarts

L'analyse de l'évolution des composantes à l'aval du profil à différentes positions (9,8%, 25,1%, 50,3%, 75,5%, 88,1% de corde) est faite sur la figure 86 et la figure 87. Ces dernières présentent les composantes V_X et V_Z normalisées ainsi que les écarts pour les cinq plans. Le positionnement géométrique des plans suivant la direction verticale Z se fait à partir du bord de fuite du profil. La normalisation des composantes est obtenue à partir des vitesses de référence suivantes : au plan Y = -50 mm, U = 150,3 m/s, au plan Y = -25 mm, U = 142,8 m/s, au plan Y = 0 mm, U = 144,8 m/s, au plan Y = +25 mm, U = 143,8 m/s, au plan Y = +50 mm, U = 150 m/s.

Les profils de vitesse axiale (figure 86) sont similaires à ceux déterminés lors du test de répétabilité. La décélération dans le sillage à partir de 25,1% de corde à l'aval est la même et l'évolution jusqu'à 88,1% de corde est identique. Les écarts, colonne de droite, sont plus importants dans le sillage (de 11% derrière le profil à 3% à 88,1% de corde) et les variations suivant Z sont similaires à celles du test de répétabilité. Les valeurs sont plus importantes car elles prennent en compte, en plus, les variations possibles d'incidence du profil liées au démontage du hublot et les effets tridimensionnels modifiant les valeurs d'un plan à l'autre. Néanmoins, à l'extérieur du sillage les écarts ne dépassent pas 1% (à part à l'abscisse 9,8%) ce qui correspond en vitesse absolue à un écart de l'ordre de 1,5 m/s.

Les profils de la composante V_Z (figure 87) montrent des différences entre les plans. Les écarts sont plus importants à l'extérieur du sillage que dans le sillage (à part à l'abscisse 9,8%).



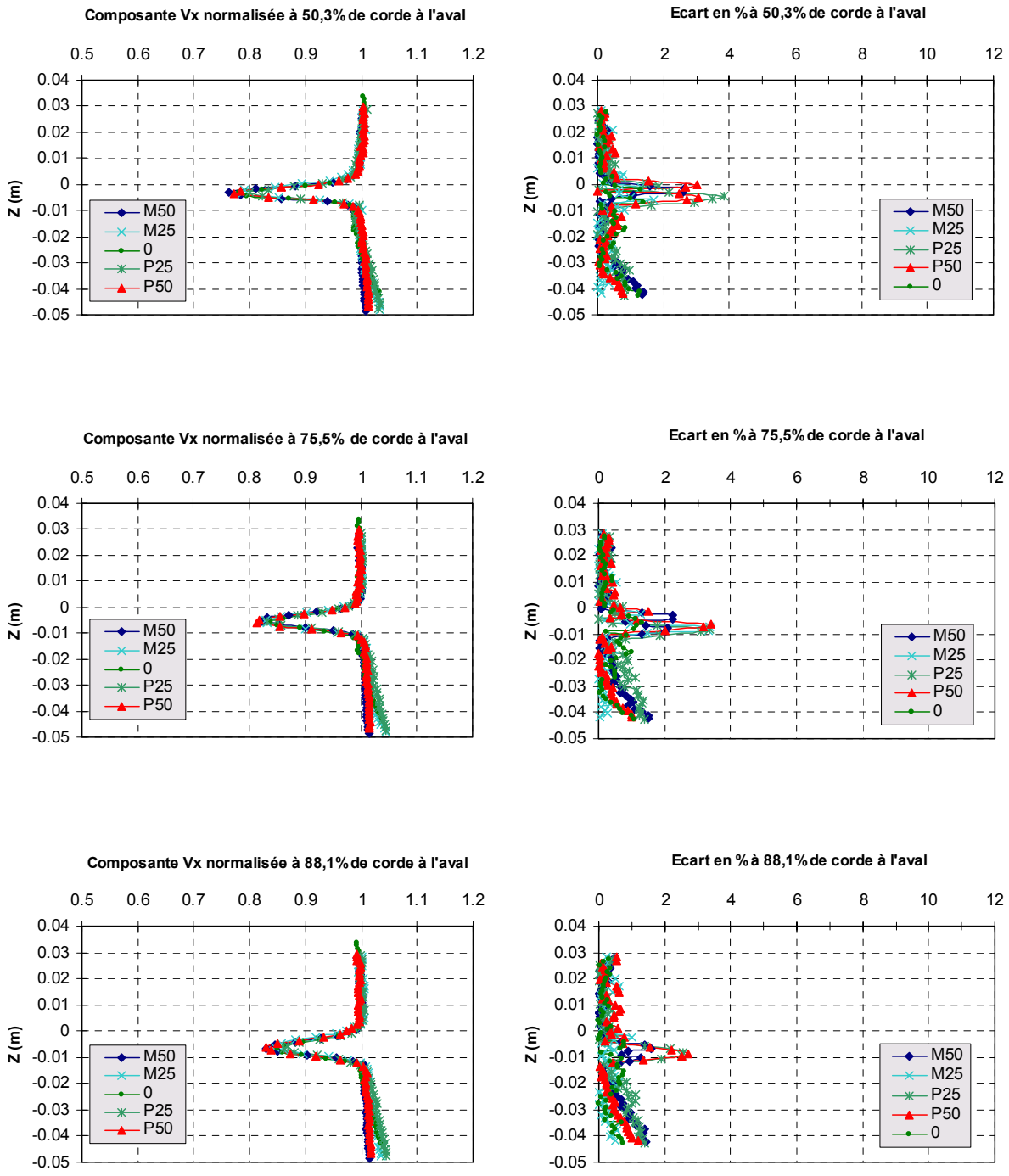
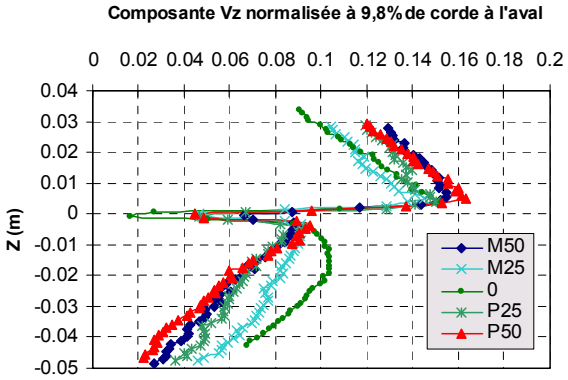
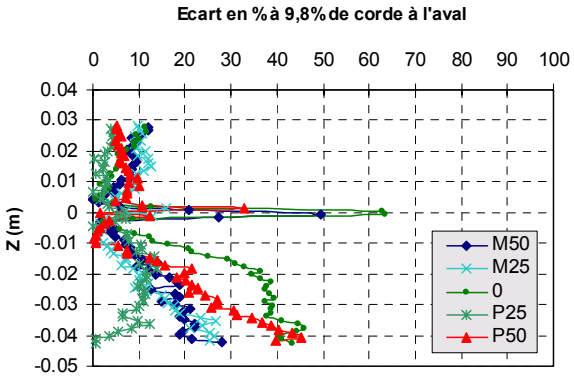
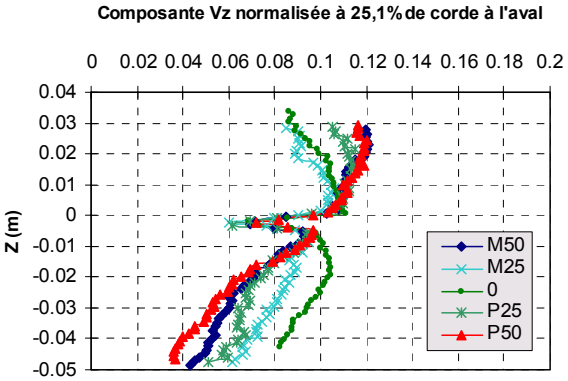
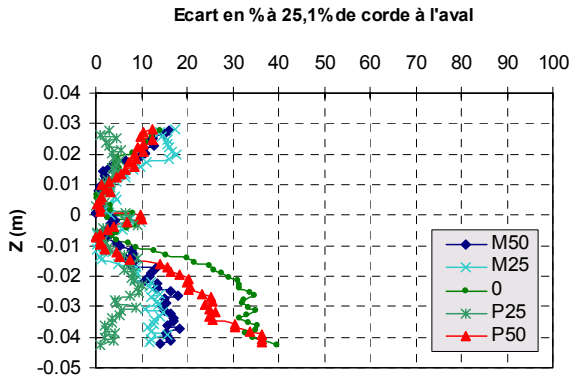


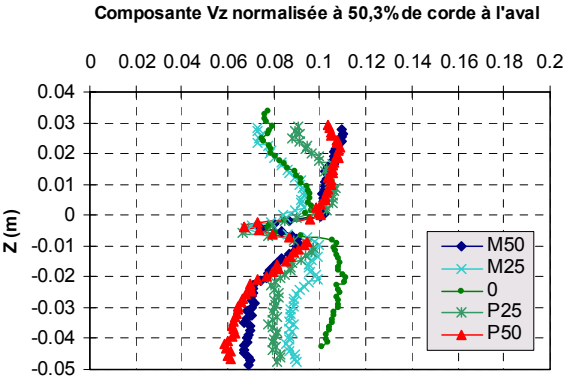
figure 86 : composante V_X normalisée pour les cinq plans (colonne de gauche), écarts en % (colonne de droite).

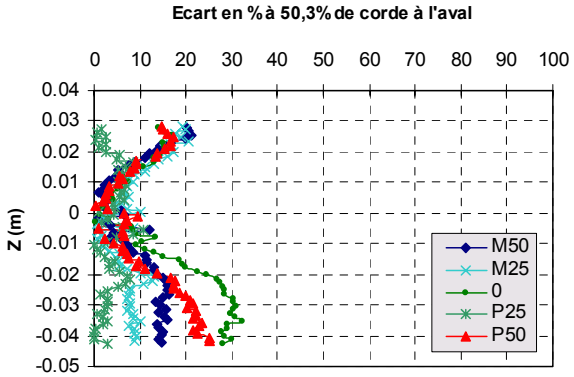

Composante Vz normalisée à 9,8% de corde à l'aval
0 0.02 0.04 0.06 0.08 0.1 0.12 0.14 0.16 0.18 0.2
0.04 0.03 0.02 0.01 0 -0.01 -0.02 -0.03 -0.04 -0.05
Z (m)
M50 M25 0 P25 P50

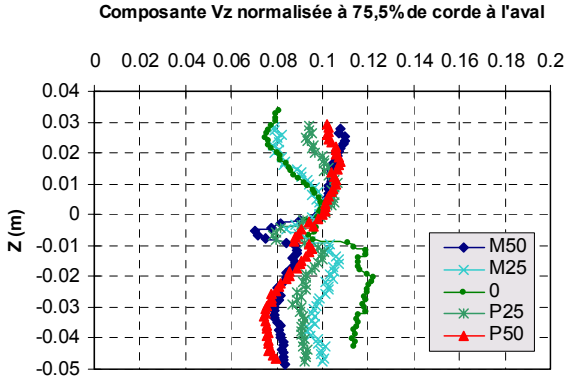

Ecart en % à 9,8% de corde à l'aval
0 10 20 30 40 50 60 70 80 90 100
0.04 0.03 0.02 0.01 0 -0.01 -0.02 -0.03 -0.04 -0.05
Z (m)
M50 M25 0 P25 P50

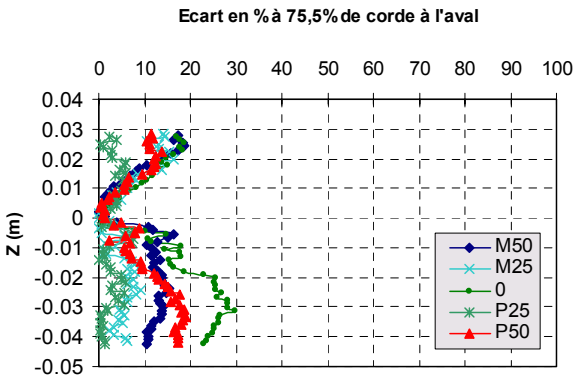

Composante Vz normalisée à 25,1% de corde à l'aval
0 0.02 0.04 0.06 0.08 0.1 0.12 0.14 0.16 0.18 0.2
0.04 0.03 0.02 0.01 0 -0.01 -0.02 -0.03 -0.04 -0.05
Z (m)
M50 M25 0 P25 P50


Ecart en % à 25,1% de corde à l'aval
0 10 20 30 40 50 60 70 80 90 100
0.04 0.03 0.02 0.01 0 -0.01 -0.02 -0.03 -0.04 -0.05
Z (m)
M50 M25 0 P25 P50


Composante Vz normalisée à 50,3% de corde à l'aval
0 0.02 0.04 0.06 0.08 0.1 0.12 0.14 0.16 0.18 0.2
0.04 0.03 0.02 0.01 0 -0.01 -0.02 -0.03 -0.04 -0.05
Z (m)
M50 M25 0 P25 P50


Ecart en % à 50,3% de corde à l'aval
0 10 20 30 40 50 60 70 80 90 100
0.04 0.03 0.02 0.01 0 -0.01 -0.02 -0.03 -0.04 -0.05
Z (m)
M50 M25 0 P25 P50


Composante Vz normalisée à 75,5% de corde à l'aval
0 0.02 0.04 0.06 0.08 0.1 0.12 0.14 0.16 0.18 0.2
0.04 0.03 0.02 0.01 0 -0.01 -0.02 -0.03 -0.04 -0.05
Z (m)
M50 M25 0 P25 P50


Ecart en % à 75,5% de corde à l'aval
0 10 20 30 40 50 60 70 80 90 100
0.04 0.03 0.02 0.01 0 -0.01 -0.02 -0.03 -0.04 -0.05
Z (m)
M50 M25 0 P25 P50

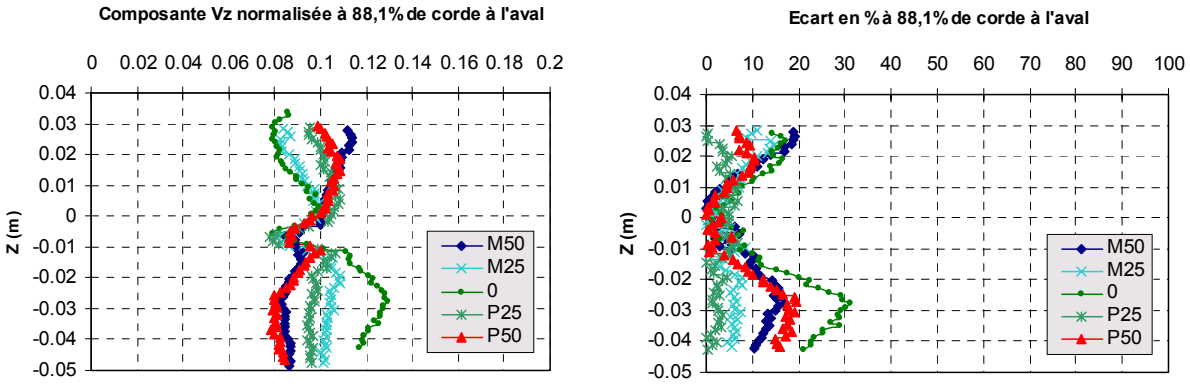


figure 87 : composante V_Z normalisée pour les cinq plans (colonne de gauche), écarts en % (colonne de droite).

2.2.2.3. Conclusion sur la PIV

Les mesures effectuées suivant les cinq plans parallèles symétriques par rapport au centre de la veine (Y = -50, -25, 0, +25, +50 mm) montrent des différences faibles entre les plans pour la composante moyenne axiale V_X et verticale V_Z. Les écarts à l'extérieur du sillage entre les plans sont de l'ordre de 1,5 m/s, alors que le test de répétabilité pour un même plan indique des écarts voisins de 0,7 m/s. Dans le sillage les écarts pour les cinq plans varient de 8% à 3% entre les abscisses (25,1% et 88,1%), dans le même temps ces écarts sont de 4% à 1,5% pour le test de répétabilité. Les différences observées sont influencées, d'une part par la stabilité de l'écoulement (plus stable dans le sillage qu'en dehors) et par le nombre d'images instantanées utilisé par la PIV, et d'autre part par les variations des conditions expérimentales liées au montage et démontage du profil et du hublot avant chaque mesure modifiant l'écoulement et par les quelques effets tridimensionnels de l'écoulement liés en partie aux proximités des hublots latéraux (tourbillons de coin). Néanmoins, au vu des résultats l'écoulement peut être considéré bidimensionnel. Les mesures de PIV permettent de définir un écoulement de référence. Le plan de lumière en DGV étant orienté différemment, seul un plan PIV sera utilisé pour comparer les mesures.

3. Résultats des mesures de DGV

3.1. Description de l'expérience

3.1.1. Positionnement de la nappe (figure 88)

Une nappe verticale est orientée précisément avec un angle $\delta = 23,75°$ par rapport à l'axe transversal Y de la veine de façon à éclairer l'aval du profil, dans la zone centrale (100 mm), sur une distance comprise entre 25% et 75% de corde (figure de gauche). Le repérage s'effectue en fixant sous le profil trois tiges rigides dépassant de la longueur adéquate (méthode dite de « Mac-Gyver »), la nappe étant alors dirigée de façon à éclairer les

extrémités des tiges. Le système périscopique de génération de la nappe permet de l'incliner verticalement avec un angle d'environ 25° pour obtenir une composante verticale du vecteur émission (figure de droite). Elle vient affleurer le bord de fuite du profil pour éviter toute réflexion parasite dans le champ.

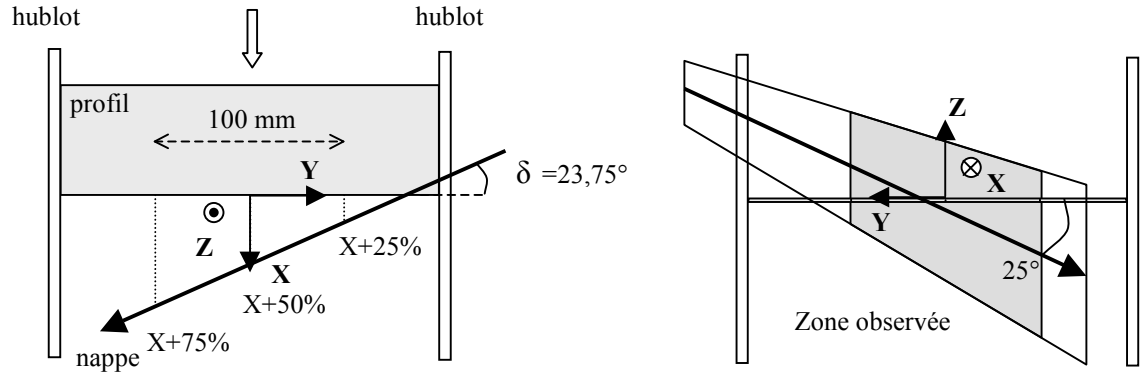


figure 88 : Positionnement de la nappe dans la veine.

3.1.2. Positionnement de la réception

Les deux composantes de la vitesse sont déterminées successivement en déplaçant le module de réception entre les deux mesures. L'ensemble de réception a été placé de façon à visualiser le champ en diffusion avant dans les deux configurations. Le berceau qui supporte le module de réception, permet des réglages en rotation autour des axes Δ_1 ($\pm 30°$) et Δ_2 ($\pm 180°$). Les trois degrés de liberté de translation sont assurés. La figure 89 présente le montage mécanique du berceau. Le tout est monté sur une structure verticale de rails *Micro-Contrôle* indépendante de la veine d'essais (figure 90)

La distance d'observation de la réception par rapport à la scène est réglée directement en faisant l'acquisition en temps réel d'images de la mire d'étalonnage placée dans le plan de la nappe laser, de façon à visualiser le champ adéquat. Ici, elle est d'environ 500 mm. La mise au point est faite pour avoir une image nette au centre.

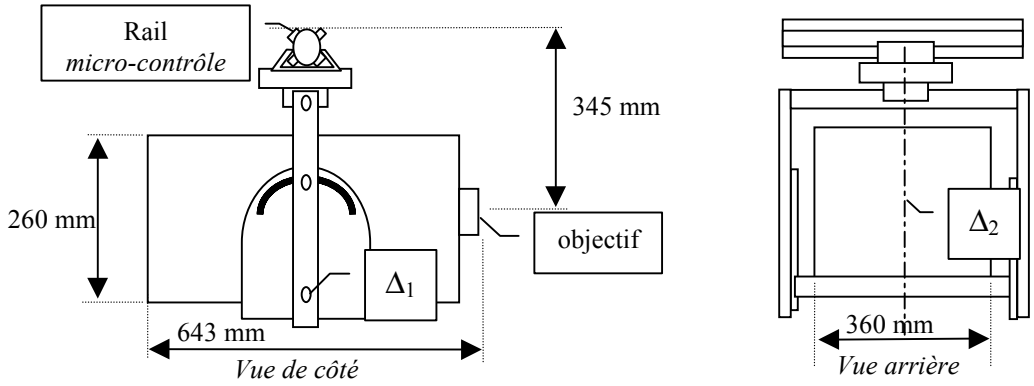


figure 89 : montage mécanique du système de réception.

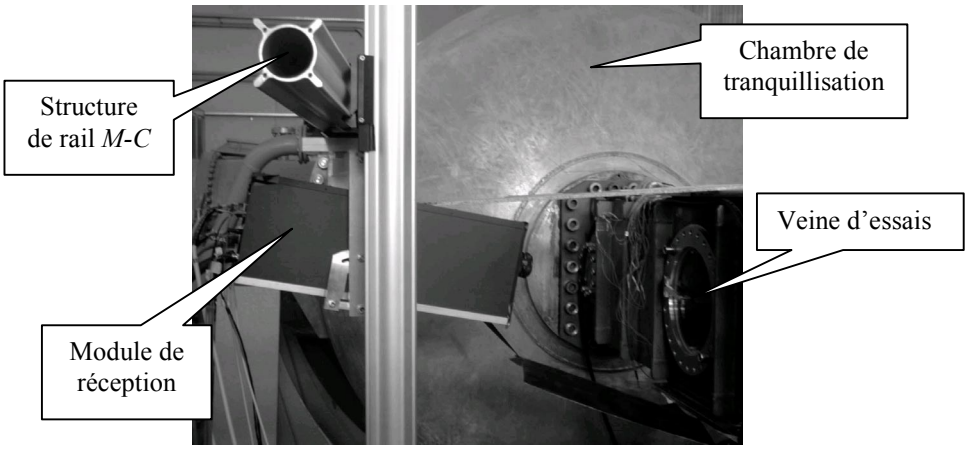


figure 90 : montage de la boîte de réception sur le banc de déplacement.

3.2. Résultat de l'étalonnage géométrique émission et réception

Une fois la superposition des images des deux caméras du module de réception vérifiée, l'étalonnage géométrique consiste à établir les cartographies des vecteurs émissions et réceptions pour chaque pixel de l'image. L'ensemble de la procédure d'étalonnage est rappelé dans l'annexe D. Ces cartographies sont conservées dans le plan image (coordonnées pixels) afin d'effectuer tout le traitement dans ce plan. Elles seront présentées ici dans le plan objet ou plan de la mire (coordonnées millimétriques).

3.2.1. Définition du repère veine (Ov,X,Y,Z) et du repère mire (Om,x,y,z)

La définition des repères veine et mire est donnée par le schéma suivant (figure 91).

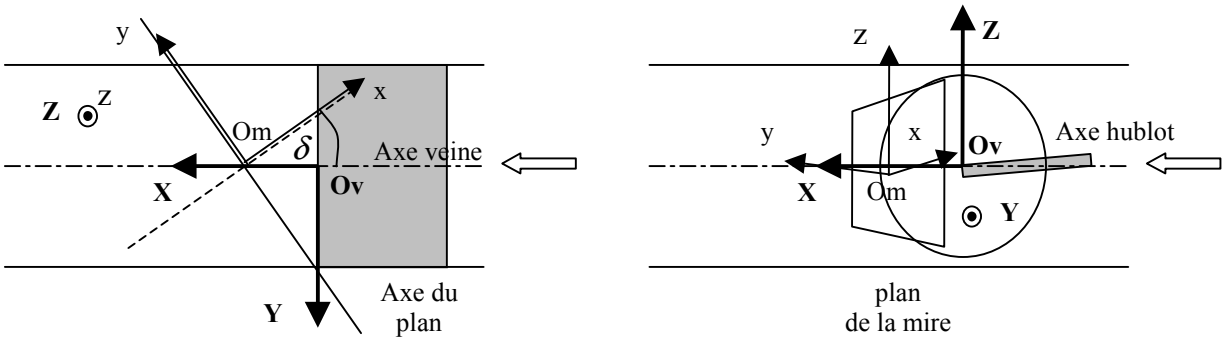


figure 91 : définition du repère veine et du repère mire vue de dessus et vue de côté.

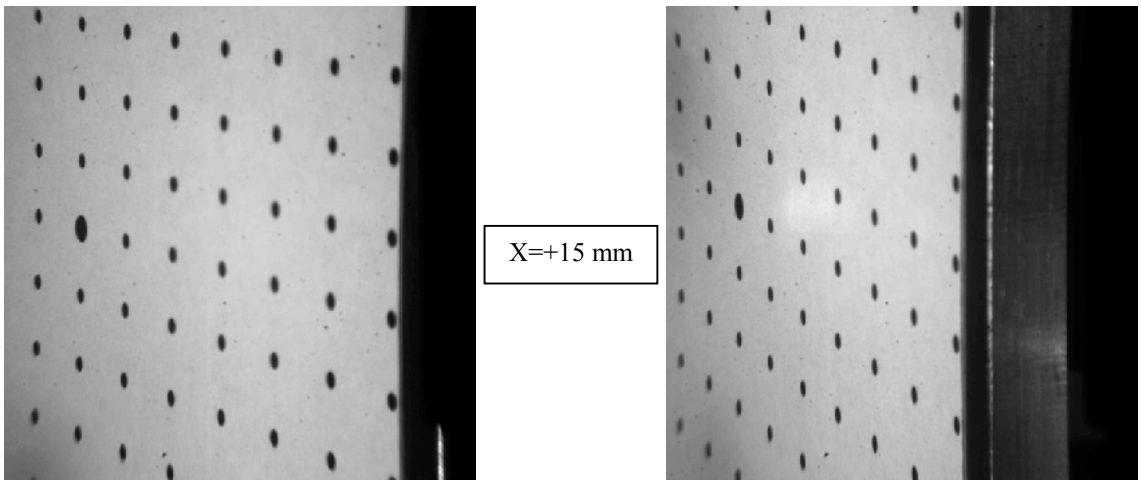
L'axe vertical, identique aux deux repères, est défini de façon à former un trièdre direct. L'origine du repère veine, Ov, correspond au bord de fuite du profil dans l'axe hublot,

l'origine du repère mire, Om, est positionnée dans le prolongement du bord de fuite du profil mis en incidence.
Le point central de la mire, servant d'origine dans le repère d'étalonnage a donc été positionné dans le repère veine comme suit :
X = +44 mm par rapport au bord de fuite du profil (50% de corde à l'aval),
Y = 0 mm (au centre de la veine),
Z = -6 mm par rapport au centre de la veine en hauteur (correspond au prolongement du bord de fuite du profil mis en incidence de +3°).

3.2.2. Résultat de l'étalonnage réception pour les deux positions d'observation

3.2.2.1. Calcul des coefficients descriptifs des prises de vue

L'étalonnage 3D d'une position est réalisé à partir de l'observation de quatre images représentant la mire d'étalonnage dans différents plans, ceci pour obtenir une correspondance unique entre points-image (en coordonnées pixels) et points-objet (en coordonnées millimétriques). Le module de réception reste fixe, seul le plan de la mire est translaté par une platine de déplacement micrométrique. Le déplacement de la mire entre les plans s'effectue dans la direction axiale de la veine X. Le calcul d'étalonnage 3D restitue alors dans l'espace la position du centre optique du système de réception par rapport au point central de la mire, donc son orientation. La précision de la position calculée dépend alors du nombre de points détectés sur la mire d'étalonnage et de l'écartement maximum entre les deux plans extrêmes. Ici, le déplacement maximum est de 35 mm de façon à observer suffisamment de points autour du point central. En chaque pixel de l'image, il est alors possible de calculer le vecteur réception. La procédure complète est rappelée dans l'annexe D. Les images des deux plans extrêmes sont présentées pour les deux positions d'observation (figure 92).



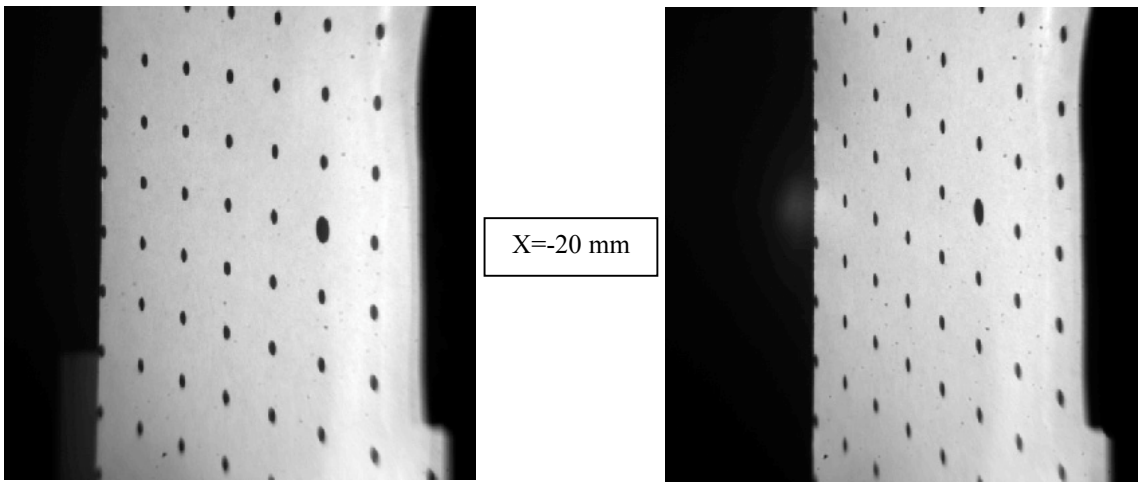


figure 92 : images des deux plans extrêmes de la mire d'étalonnage (position d'observation 1 à gauche, 2 à droite).

Les tableau 7 et tableau 8 donnent les résultats du calcul des coefficients descriptifs des deux prises de vue. Ces derniers renseignent sur la précision de la modélisation en calculant l'écart entre la position réelle des points et la position calculée.

Paramètres d'entrée de la mire			
Distance entre les cibles (mm)		Déplacements suivant X (mm)	Angle α (°)
$\Delta y = 15$ $\Delta z = 10$		0 (nappe), -10, -20, +15	23,75°
Paramètres calculés pour chaque plan 2D			
Plan X	Précision sur la caméra 2 référence (pixel)	Précision sur la caméra 1 signal (pixel)	Nombre de cibles détectées
0	$\sigma_y = 0{,}23$ $\sigma_z = 0{,}23$	$\sigma_y = 0{,}20$ $\sigma_z = 0{,}22$	46
-10		$\sigma_y = 0{,}18$ $\sigma_z = 0{,}21$	45
-20		$\sigma_y = 0{,}25$ $\sigma_z = 0{,}24$	36
+15		$\sigma_y = 0{,}30$ $\sigma_z = 0{,}29$	45
Résultat de la reconstitution 3D			
Précision 3D (pixel)	Coordonnées C.O calculées (mm)	Distance principale	det
$\sigma_y = 0{,}49$ $\sigma_z = 0{,}40$	x = 228 y = 455 z = 71	106	1

tableau 7 : résultat de la configuration 1.

Paramètres d'entrée de la mire			
Distance entre les cibles (mm)		Déplacements suivant X (mm)	Angle α (°)
$\Delta y = 15$ $\Delta z = 10$		0 (nappe), -10, -20, +15	23,75°
Paramètres calculés pour chaque plan 2D			
Plan X	Précision sur la caméra 2 référence (pixel)	Précision sur la caméra 1 signal (pixel)	Nombre de cibles détectées
0	$\sigma_y = 0{,}23$ $\sigma_z = 0{,}31$	$\sigma_y = 0{,}20$ $\sigma_z = 0{,}23$	55
-10		$\sigma_y = 0{,}26$ $\sigma_z = 0{,}25$	52
-20		$\sigma_y = 0{,}26$ $\sigma_z = 0{,}27$	44
+15		$\sigma_y = 0{,}32$ $\sigma_z = 0{,}28$	42
Résultat de la reconstitution 3D			
Précision 3D (pixel)	Coordonnées C.O calculées (mm)	Distance principale	det
$\sigma_y = 0{,}36$ $\sigma_z = 0{,}37$	x = 164 y = 480 z = 105	107	0,99

tableau 8 : résultat de la configuration 2.

Pour la première boîte de réception, l'étalonnage 3D s'effectue à partir de 172 points détectés, avec un écart type sur la reconstruction des points images inférieur au pixel dans les directions horizontale et verticale. Pour la deuxième position, 193 points sont détectés avec une précision aussi inférieure au pixel. Les focales équivalentes du système sont de 106 et 107 mm, la valeur du déterminant, proche de 1, renseigne sur le maintien du rapport d'échelle lors de la reconstruction 3D.

Remarque : l'acquisition des plans peut se faire sur une seule voie (caméra signal ici). Seul le plan X = 0 (plan de la nappe) doit être observé par les deux caméras pour effectuer la correspondance et assurer la superposition des images.

3.2.2.2. Passage dans le plan objet

L'ensemble du traitement va s'effectuer dans le plan image (coordonnées pixels) pour conserver le maximum de résolution spatiale. Le passage dans le plan objet (coordonnées millimétriques) ne se fera qu'à la fin, lors de la recomposition du champ de vitesse dans le repère de la veine d'essais.

La figure 93 montre l'image de la mire au plan X = 0 dans le repère objet pour les deux configurations. La profondeur de champ est plus importante pour la position 2, qui observe la mire avec un angle plus faible. La mesure de la vitesse s'effectuera dans la zone d'observation commune. L'espacement entre les points de la mire, reconstituée dans le plan objet, permet de vérifier la bonne reconstruction de l'image faite à partir des coefficients descriptifs des prises de vue.

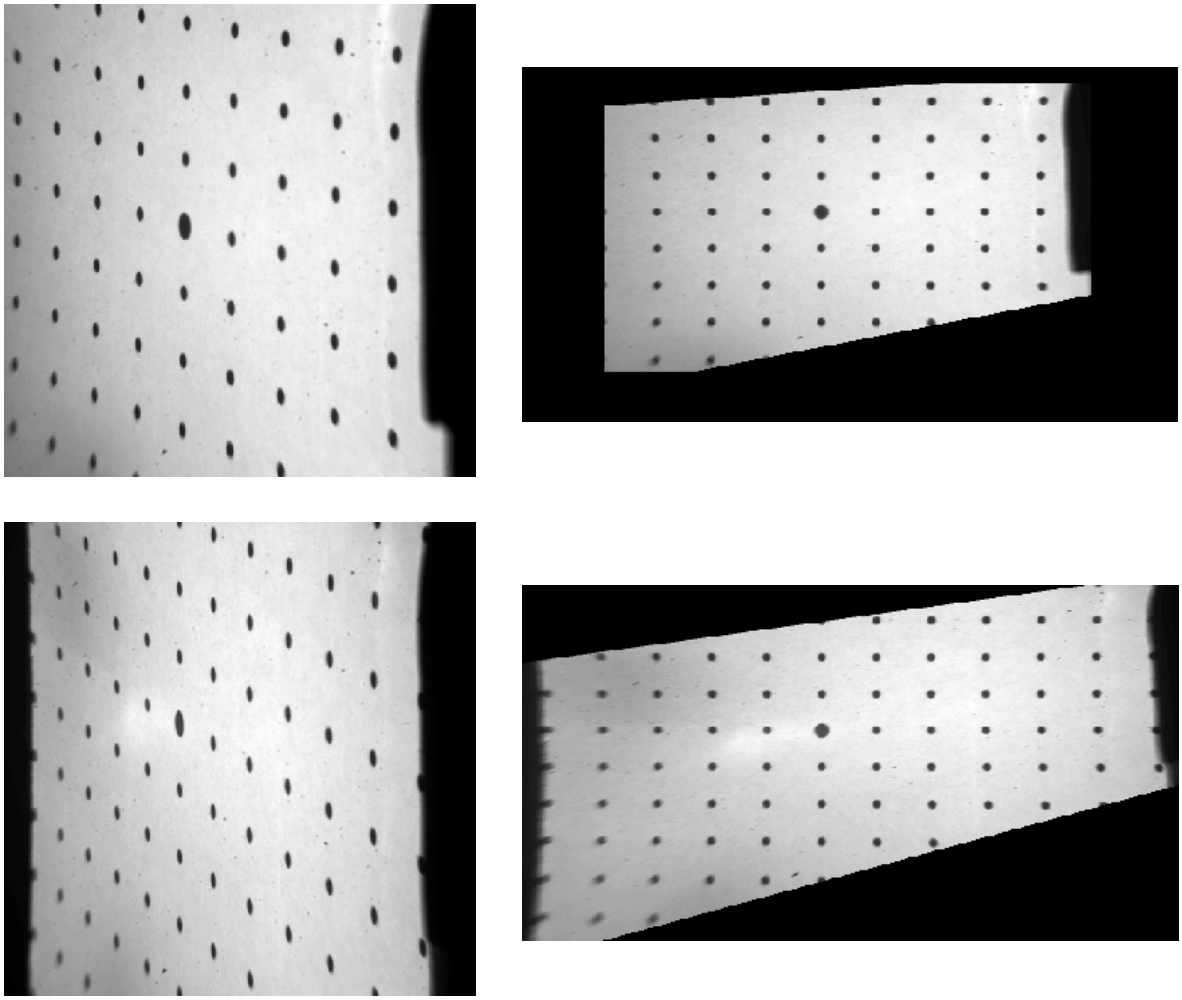


figure 93 : images des mires d'étalonnage en X = 0 (plan de la nappe) dans le plan image et dans le plan objet (position 1 en haut, position 2 en bas).

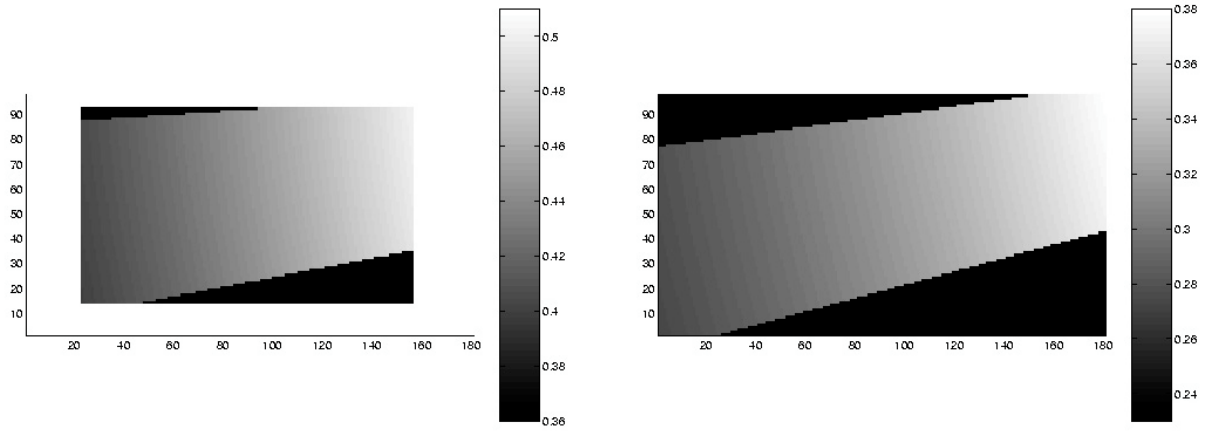
3.2.2.3. Cartographies réceptions

Le tableau 9 rappelle les positions du centre optique pour les deux configurations d'observation dans la base du repère mire (x,y,z). Les cartographies des composantes du vecteur réception sont représentées figure 94 dans le plan objet. Les positions et orientations des deux modules de réception sont représentées figure 95 en respectant les proportions.

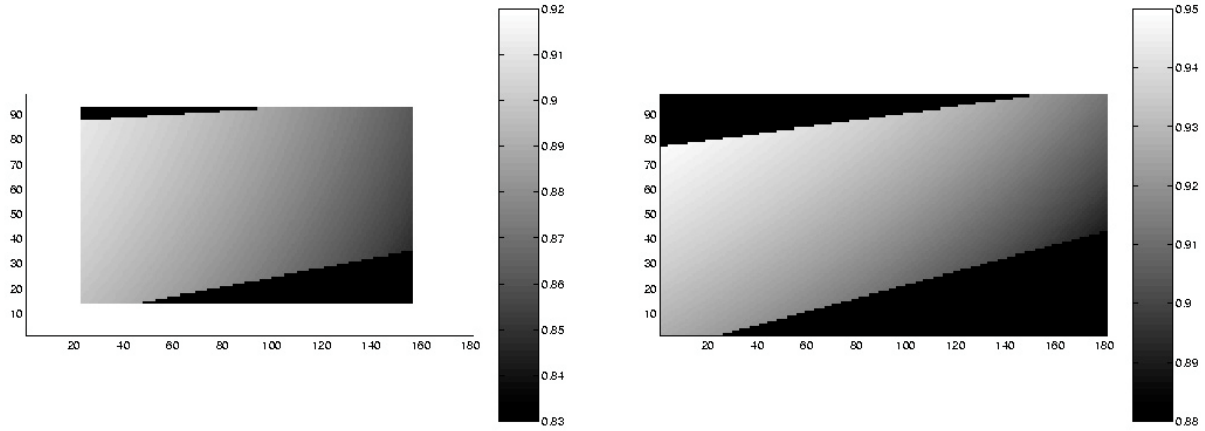
	Position 1	Position 2
focale équivalente	106 (mm)	107 (mm)
x (mm)	228	164
y (mm)	455	480
z (mm)	71	105
Distance (mm)	513,9	518

tableau 9 : composantes des vecteurs réceptions dans le repère d'étalonnage.

Cartographie R_x



Cartographie R_y



Cartographie R_z

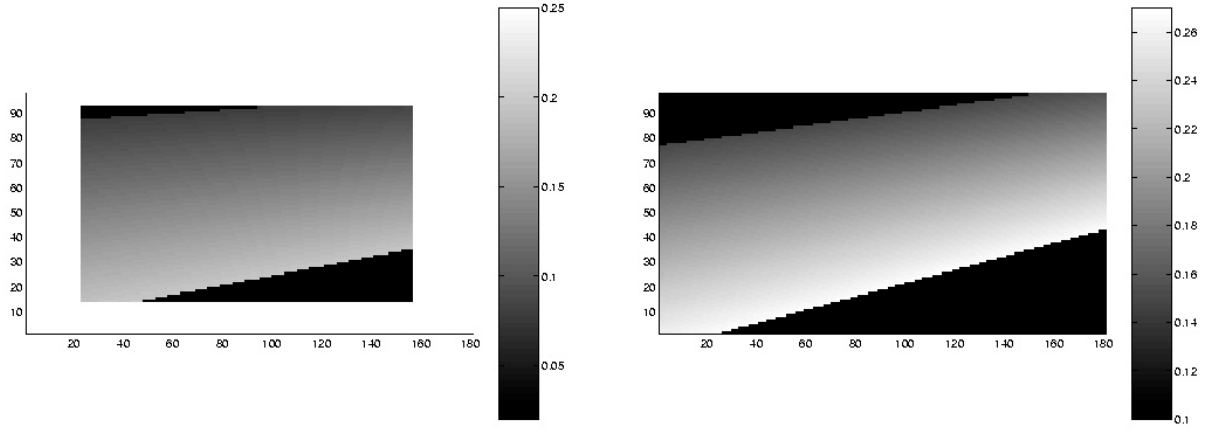


figure 94 : cartographies de R_x, R_y, R_z dans le plan objet (position 1 à gauche, position 2 à droite).

L'augmentation de la coordonnée z entre la position 1 et 2 permet de mesurer une part plus conséquente de la composante verticale V_Z.

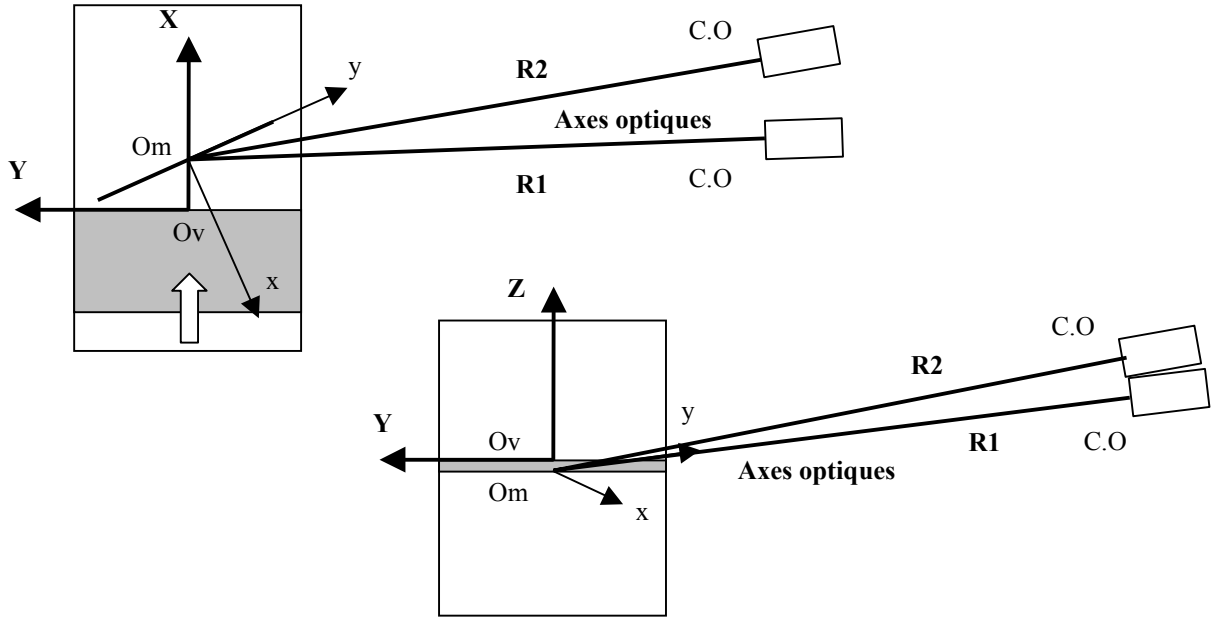


figure 95 : Positions géométriques des deux modules de réception.

3.2.3. Résultat de l'étalonnage émission pour les deux positions

La nappe laser étant divergente (5° d'ouverture totale), la direction d'émission de la lumière diffère en chaque point de l'image. Pour déterminer les composantes du vecteur émission, l'étalonnage consiste à placer sur le trajet de la lumière un *peigne*, dont les ombres matérialisent la direction des faisceaux (figure 96). Ces images sont obtenues une fois l'écoulement ensemencé de particules.

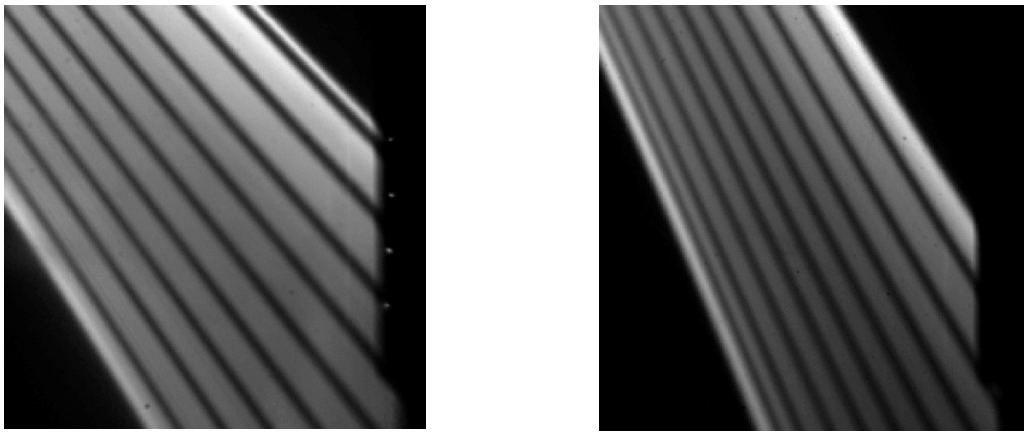


figure 96 : images de la nappe et des ombres du peigne, matérialisant les directions d'émission, pour la position 1 (à gauche) et 2 (à droite).

Pour détecter les directions, les droites ont été sélectionnées à l'aide d'un curseur car le traitement par transformée de Hough, initialement mis en place, ne convient pas ici. En effet, les images révèlent des directions trop proches les unes des autres pour être distinguées par le calcul de la transformée. Le logiciel établit ensuite les cartographies qui indiquent en chaque point de l'image les composantes E_y et E_z du vecteur unitaire dans le repère objet de la mire d'étalonnage (figure 97).

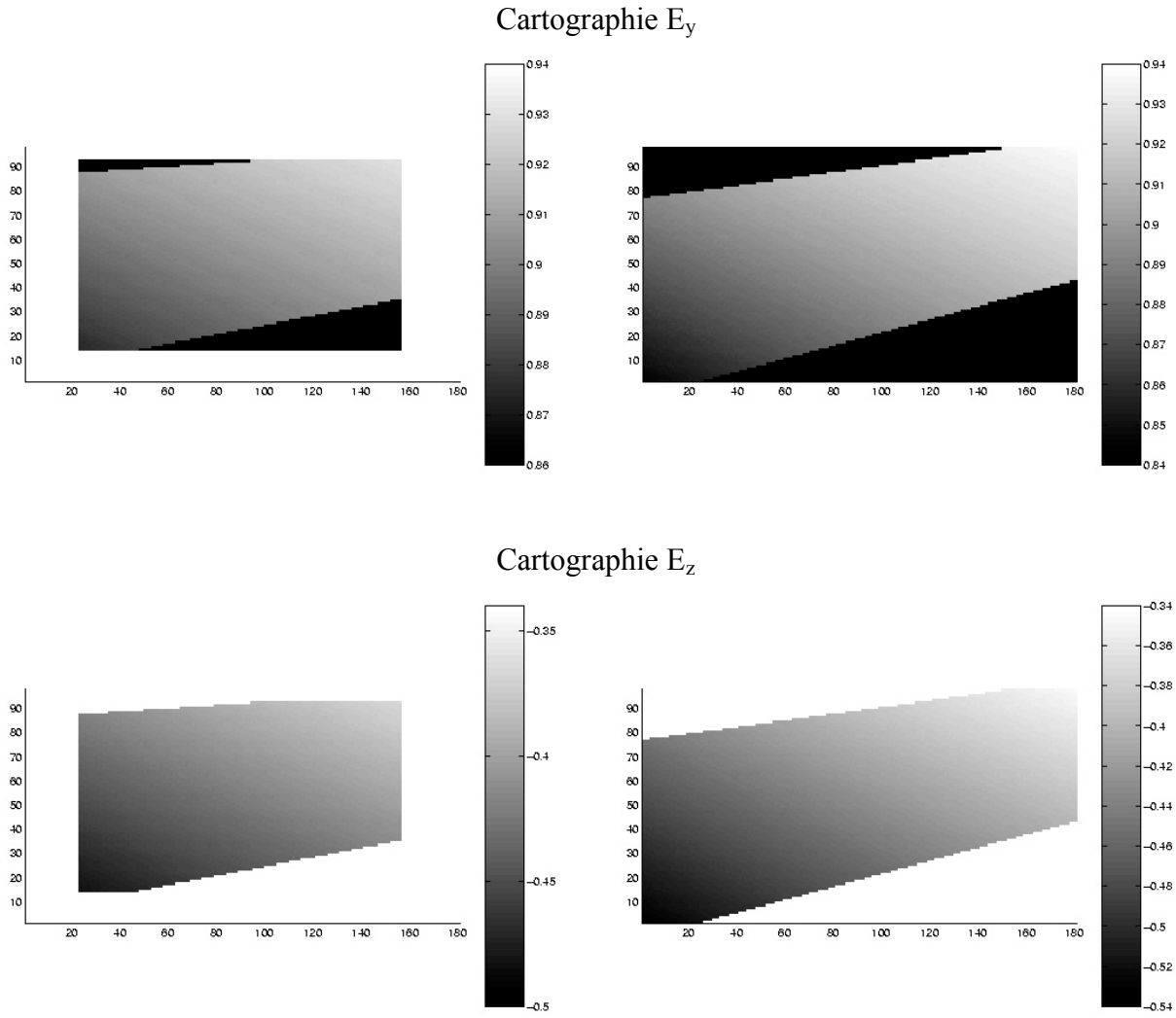


figure 97 : cartographies de E_y, E_z dans le plan objet (position 1 à gauche, position 2 à droite).

	Position 1	Position 2
E_y	0,896 à 0,939	0,827 à 0,943
E_z	-0,444 à -0,343	-0,561 à -0,332

tableau 10 : composantes des vecteurs émissions dans le repère d'étalonnage.

Le tableau 10 donne les composantes des vecteurs émissions. Une photo de la mire affleurant la nappe laser a été réalisée (figure 98) afin de vérifier le calcul. L'inclinaison de l'extrémité supérieure de la nappe a été déterminée à partir du repérage des cibles de la mire. L'angle est de 21,8°, et est en accord avec les résultats obtenus.

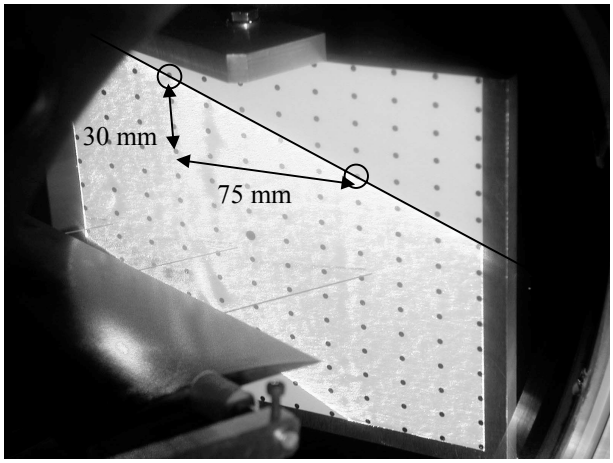


figure 98 : photo de la mire et de la nappe laser affleurante (position 1).

Une fois les cartographies des vecteurs d'émission et de réception obtenues, l'aspect géométrique de la mesure est entièrement défini.

3.3. Mesure du décalage fréquentiel

3.3.1. Acquisition des images

La mesure du décalage fréquentiel lié à l'effet Doppler est appréhendée à partir de l'observation d'un certain nombre d'images, acquises successivement, et qui va permettre de déterminer la réponse de la courbe de transmission de la cellule à iode (grâce aux sources de référence) et d'établir une cartographie d'intensité lumineuse représentative du champ de vitesse observé (Chap. 3, § 3). Cette phase d'essais est réalisée à la suite de l'étalonnage géométrique d'une position, et est répétée à la suite de l'étalonnage de la deuxième position afin de mesurer les deux composantes de la vitesse.

3.3.1.1. Choix du temps d'intégration

Le temps d'intégration de la prise de vue doit être fixé à partir de l'observation de la scène dans les conditions d'essais. Le diaphragme de l'objectif frontal permet d'optimiser le flux lumineux entrant, en maintenant une résolution spatiale acceptable compte tenu de la profondeur de champ des images, et de façon à obtenir une réponse sur une grande partie de la dynamique des capteurs.

Remarque : ici, le temps d'intégration est de 500 ms. Il a été fixé, non pas par l'observation de la scène, mais lors du réglage des niveaux des sources de référence avant les essais afin qu'il y ait suffisamment de signal. Un temps d'intégration plus faible n'aurait pas permis de détecter convenablement les sources. Les améliorations futures au niveau de l'injection des fibres permettront de réduire le temps d'intégration.

3.3.1.2. Choix du nombre de moyennes

Le programme d'acquisition a été développé de façon à effectuer des moyennes en temps réel sur les images. L'intensité lumineuse perçue correspond donc à la moyenne des intensités des prises de vue successives. Ici, le choix s'est arrêté à deux prises. Il était raisonnable de limiter le nombre de moyennes pour des raisons d'homogénéisation de l'ensemencement et de flux lumineux. En effet, des difficultés sont apparues pour maintenir un ensemencement constant au cours du temps, même si la soufflerie est une boucle fermée. Le fait de choisir un nombre limité d'images va introduire un bruit important qui ne pourra pas être réduit par moyennage.

3.3.1.3. Durée de la phase d'essai

L'acquisition de chaque image dure 1 seconde. Le temps de transfert d'une image est de l'ordre de la milliseconde (850 µs). L'ensemble des images nécessaires au traitement est obtenu avec le même temps d'intégration et le même nombre de moyennes. La procédure d'acquisition complète se déroule en deux étapes. Lorsque la fréquence du laser est calée au milieu du front de la raie d'absorption de l'iode, trois images associées à l'effet Doppler sont réalisées (phase *Doppler*). Elles nécessitent l'intervention des opérateurs comme suit :
- acquisition de l'image *Doppler,*
- obturation de la nappe laser côté émission après la lame séparatrice, acquisition de l'image *Sources Doppler,*
- obturation du faisceau entier (avant la lame séparatrice), acquisition de l'image *Background*.
(la procédure est en cours d'automatisation pour effectuer le plus rapidement possible l'acquisition des images). Ensuite, la fréquence du laser est positionnée à l'extérieur de la raie d'absorption, sur le plateau, et trois images associées au Flatfield sont réalisées (phase *Flatfiled*). La même procédure que pour la phase *Doppler* est répétée. Entre ce laps de temps les hublots de la soufflerie sont nettoyés pour obtenir les images dans les mêmes conditions.

La phase *Flatfield* peut être assimilée à une phase d'étalonnage des capteurs une fois la configuration géométrique fixée. Elle n'est réalisée qu'une seule fois. Plusieurs essais en phase *Doppler,* correspondant à une même phase *Flatfield,* peuvent alors être effectués à la suite les uns des autres (variation de vitesse de l'écoulement, variation d'incidence du profil, répétabilité,…). La phase *Flatfield* peut être faite avant la phase *Doppler* de façon à obtenir les résultats en temps réel.

3.3.2. Traitement des sources de référence : détermination de la réponse de la cellule à iode

3.3.2.1. Utilisation des images Sources Doppler et Sources Flatfield

Dans la théorie, les images *Doppler* et *Flatfield* contiennent l'information nécessaire pour déterminer la réponse de la cellule (à partir des sources de référence), et donc la mesure du décalage fréquentiel en tout point du champ. Néanmoins, le traitement des sources ne va pas s'effectuer directement sur ces images. Positionné dans le plan de focalisation de l'objectif photographique, le support des fibres, de par le montage, va être éclairé par une partie du flux lumineux provenant de la scène. Or, il n'est pas entièrement opaque. Un signal parasite vient donc s'ajouter au niveau lumineux des sources, ce qui peut modifier le calcul de la transmission. De plus, la légère défocalisation du support pour obtenir des images des sources d'une dizaine de pixels de côté et éviter ainsi la saturation des photo-éléments génère un effet de « bavure » à la frontière du support, qui peut être préjudiciable. Les images suivantes (figure 99) montrent le voisinage des sources en présence de la scène éclairée (à gauche), et lorsque la nappe laser est coupée (à droite). Les modifications futures du montage devront prendre en compte ces différents aspects afin de pouvoir traiter sur la même image l'information des sources et de la scène.

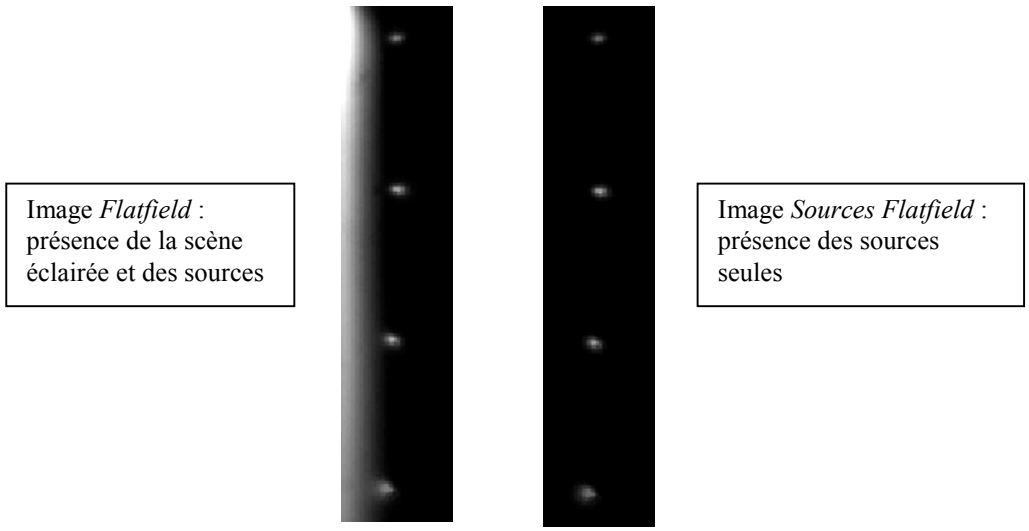


figure 99 : images des sources de référence en présence du champ ou nappe coupée.

Afin de supprimer ces effets parasites, une image supplémentaire (images *Sources Doppler* et *Sources Flatfield*), nappe laser coupée, est acquise de façon à évaluer correctement les sources de référence.

Conséquence : le calcul de la transmission de référence T_0 correspondant à la fréquence d'émission du laser, ainsi que la courbe de réponse de la cellule à iode déterminée à partir des quatre valeurs de transmission sont découplés de l'image du champ. Le traitement ne se fait donc pas en temps réel. Les éventuelles fluctuations de fréquence du laser dans l'intervalle de temps faible (quelques secondes) entre l'acquisition des images du champ (images *Doppler* et

Flatfield) et des images des sources (images *Sources Doppler* et *Sources Flatfield*) peuvent introduire une erreur sur le calcul de la composante de vitesse. La mesure des deux composantes n'étant pas effectuée simultanément, une erreur similaire peut intervenir lors de la détermination de la deuxième composante. Néanmoins, les résultats montrent que ces effets sont négligeables car les images sont acquises avec un laps de temps très court.

3.3.2.2. Calcul de la transmission des sources

Pour évaluer l'absorption à travers la cellule à iode, la DGV repose sur le calcul du rapport d'un signal vu de part et d'autre de la cellule, lorsque la fréquence laser est calée dans le profil d'absorption (phase *Doppler*). La normalisation de ce rapport, permettant de calculer la transmission, est obtenue lors de la phase *Flatfield*, lorsque la fréquence est calée en dehors du profil. Le calcul de la transmission d'une source consiste donc à sommer le niveau d'intensité des pixels sélectionnés sur les images *Sources Doppler* et *Sources Flatfield* de la caméra signal et référence afin d'appliquer la formule suivante :

$$T = \frac{\left(N_{sign}/N_{ref}\right)_{doppler}}{\left(N_{sign}/N_{ref}\right)_{flatfield}} \tag{5.3}$$

où N_{sign} et N_{ref} représentent la somme des niveaux sur les voies signal et référence. Les images *Background* sont préalablement retranchées.

3.3.2.3. Sélection des pixels

L'idée n'est pas de calculer l'intensité globale de la source en déterminant l'ensemble des pixels contribuant à la mesure, mais de sommer les contributions sur un voisinage de pixels autour du plus lumineux, ce dernier coïncidant avec le centre de la tache. Cette technique permet de s'assurer de ne pas introduire trop de bruit dans le calcul, en sommant seulement les pixels les plus lumineux.
La méthode des voisinages repose donc sur une hypothèse : la forme de la tache d'une source ne dépend pas de son intensité lumineuse. Elle doit avoir des profils homothétiques entre la phase *Doppler* et la phase *Flatfield*. Le calcul sur une partie de son intensité sera donc représentatif de l'intensité globale de la source.
Les variations de chemins optiques entre la voie signal et la voie référence font que les tâches sont différentes entre les deux caméras. Néanmoins, la valeur de la transmission n'est pas modifiée car le rapport signal sur référence en phase *Doppler* est normalisé par le rapport en phase *Flatfield* (relation (5.3)). Les images suivantes (figure 100) montrent la répartition d'intensité lumineuse d'une source vue par les deux caméras entre la phase *Doppler* et la phase *Flatfield,* et permet de vérifier les hypothèses précédentes.

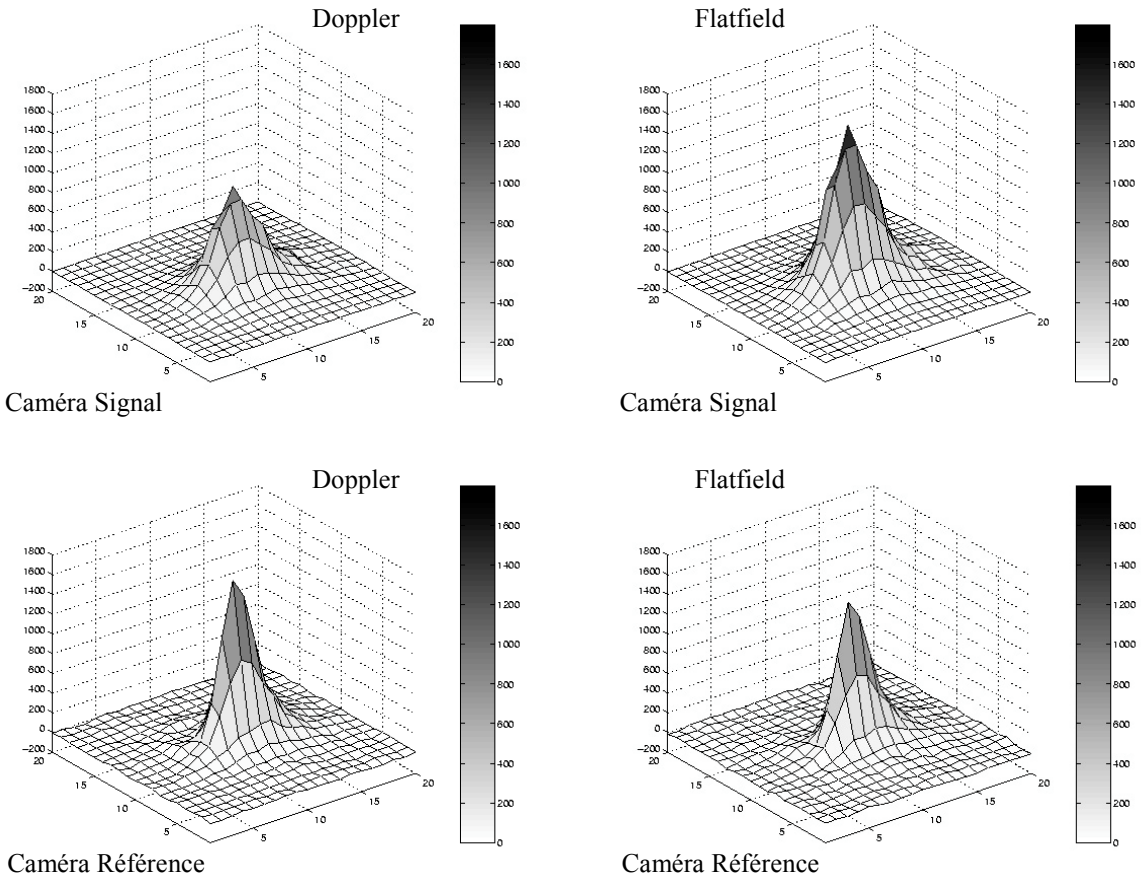


figure 100 : répartition de l'intensité lumineuse d'une source de référence.

3.3.2.4. Résultat : réponse de la cellule à iode

Le tableau 11 présente le résultat du calcul des transmissions pour les quatre sources de référence, décalées entre elles de 80 MHz, pour les deux configurations géométriques d'essais, avec différents voisinages centrés autour du pixel le plus lumineux.

Configuration 1	voisinage [3-3]	voisinage [5-5]	voisinage [7-7]	voisinage [9-9]
ν_0 +80 MHz	0.6635	0.6588	0.6588	0.6596
ν_0	0.5336	0.5344	0.5329	0.5334
ν_0 -80 MHz	0.4081	0.4104	0.4107	0.4116
ν_0 -160 MHz	0.3099	0.3103	0.3098	0.3098
Configuration 2	voisinage [3-3]	voisinage [5-5]	voisinage [7-7]	voisinage [9-9]
ν_0 +80 MHz	0.6676	0.6711	0.6637	0.6592
ν_0	0.5470	0.5472	0.5434	0.5420
ν_0 -80 MHz	0.4479	0.4426	0.4411	0.4370
ν_0 -160 MHz	0.3699	0.3686	0.3690	0.3687

tableau 11 : transmissions en fonction du voisinage pour les deux configurations.

La valeur de la transmission de la fréquence ν_0, proche de 0,5 dans les deux cas, renseigne sur la position fréquentielle du laser dans le profil d'absorption lors des mesures. Ici, la fréquence a été positionnée à mi-pente. L'alignement des points est vérifié et la réponse de la cellule à iode peut alors être approchée par une droite des moindres carrés (figure 101).

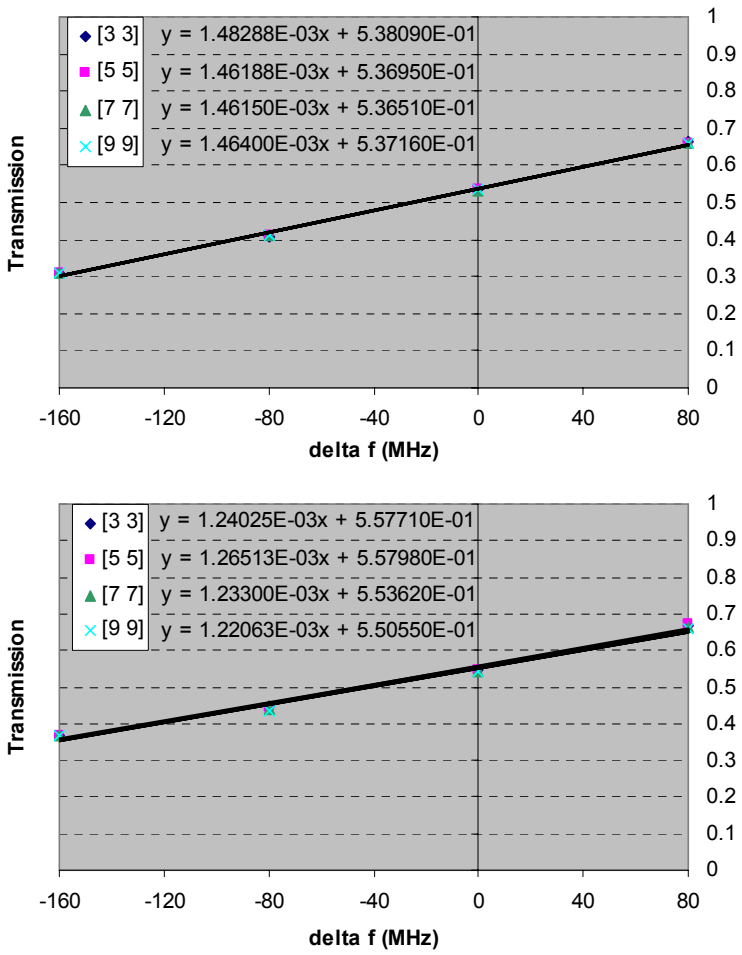


figure 101 : réponse de la cellule à iode pour les deux configurations.

Sur les tracés, les droites de conversion « transmission/fréquence » sont affichées pour chaque voisinage. Compte tenu des valeurs de transmissions attendues sur les cartographies, il est possible d'évaluer l'écart maximum en fréquence en fonction du choix de la droite pour chaque essai. Ces écarts sont rappelés dans le tableau suivant pour trois valeurs de transmission (tableau 12).

Position 1	T	voisin. [3-3]	voisin. [5-5]	voisin. [7-7]	voisin. [9-9]	Ecart (MHz)
	0,3	-161 MHz	-162 MHz	-162 MHz	-162 MHz	1
	0,35	-127 MHz	-128 MHz	-128 MHz	-128 MHz	1
	0,4	-93 MHz	-94 MHz	-93 MHz	-94 MHz	1
Position 2	T	voisin. [3-3]	voisin. [5-5]	voisin. [7-7]	voisin. [9-9]	Ecart (MHz)
	0,4	-127 MHz	-125 MHz	-125 MHz	-123 MHz	4
	0,45	-87 MHz	-85 MHz	-84 MHz	-82 MHz	5
	0,5	-47 MHz	-46 MHz	-43 MHz	-41 MHz	6

tableau 12 : écarts de fréquence (MHz) en fonction des droites sur la gamme de transmission.

L'écart maximum est de 1 MHz pour la position 1 sur toute la dynamique de transmission, ce qui représente 0,5 m/s en projection dans la direction ($\vec{R}$ - $\vec{E}$) et de 6 MHz pour la position 2 (3 m/s). La détection par voisinage est donc suffisante compte tenu de la précision. Pour les deux configurations, le choix retenu est le voisinage [5-5].

3.3.3. Application au champ de mesure : calcul de la cartographie de fréquence

De la même façon que pour déterminer la transmission des sources de référence, la formule (5.3) est appliquée pour chaque pixel afin d'accéder à une cartographie de transmission dans le plan image. Les images *Doppler*, *Flatfield* et *Background*, sur les voies signal et référence sont présentées pour les deux configurations (figure 103 et figure 104 page suivante).

3.3.3.1. Filtrage des images Doppler et Flatfield

Un filtrage moyen sur un voisinage [3-3] a été utilisé sur les images *Doppler* et *Flatfield,* une fois les images *Background* retranchées, pour réduire le bruit lié principalement au nombre très faible d'images acquises au cours des essais. Le noyau est présenté ci-dessous (figure 102). Pour ne pas dégrader les images *Doppler*, le filtrage a été réalisé une seule fois. Par contre, sur les images *Flatfield* où les gradients d'intensité sont a priori très faibles, trois itérations successives ont été faites. Ce traitement est réalisé en s'assurant au préalable que les écarts de sensibilité entre les pixels sont faibles.

1	2	1
2	4	2
1	2	1

figure 102 : pondération du noyau du filtrage moyen utilisé.

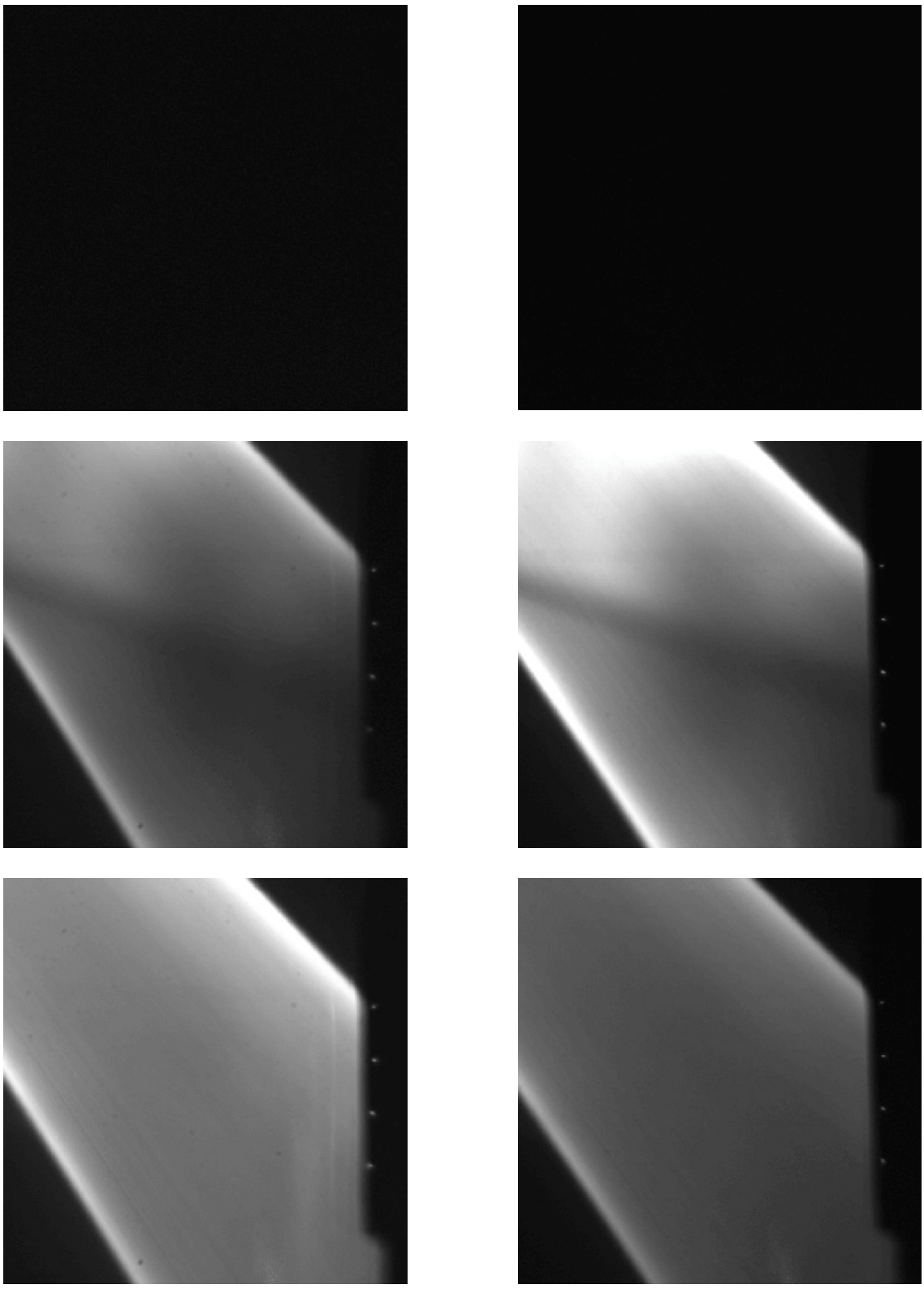


figure 103 : Images Background, Doppler et Flatfield de la configuration 1 (image signal à gauche et référence à droite).

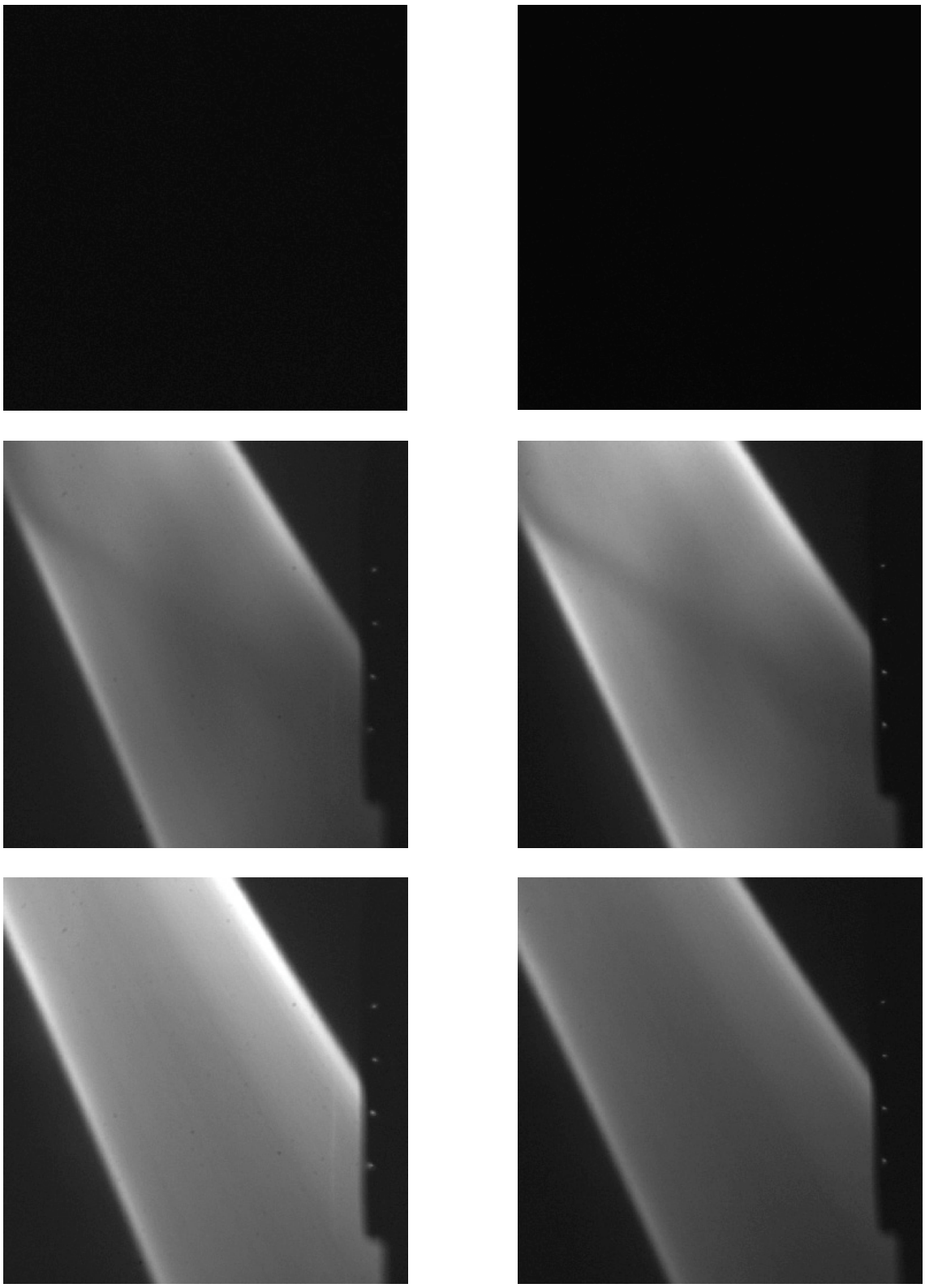


figure 104 : Images Background, Doppler et Flatfield de la configuration 2 (image signal à gauche et référence à droite).

3.3.3.2. Traitement des images Background

L'observation des images *Background* a mis en évidence un signal parasite, lié peut-être au fonctionnement des caméras, se présentant sous la forme de franges horizontales périodiques dont la fréquence spatiale est proche de 10 Hz sur les images (figure 105). Cette observation avait déjà été faite lors de la qualification des caméras (voir annexe C, figure 4).

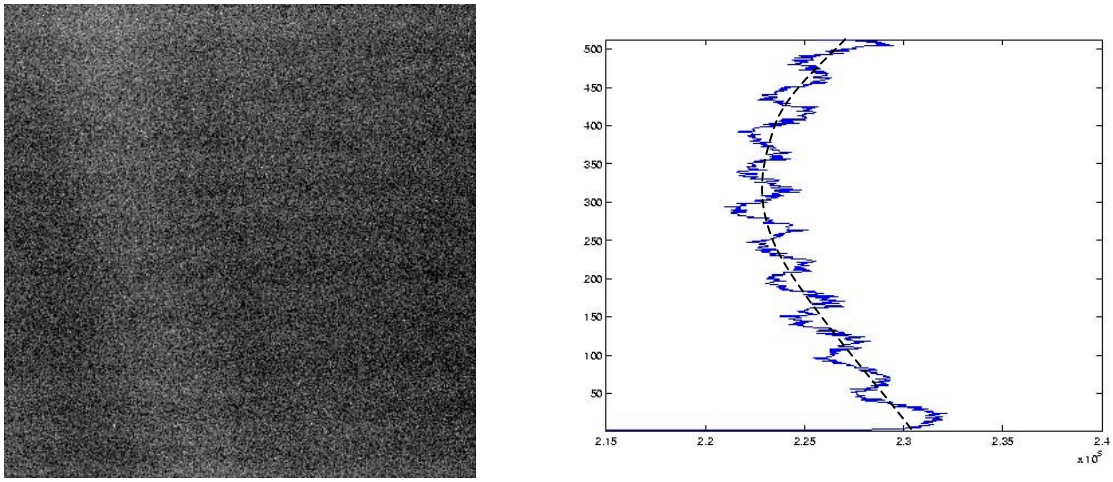


figure 105 : mise en évidence de franges horizontales périodiques.

Ces franges apparaissent avec une phase aléatoire sur toutes les images, leur présence se révèle lorsque les niveaux de tous les pixels sont sommés en ligne (tracé de droite). L'amplitude des oscillations crête à crête est de l'ordre de 2000 pour 512 pixels, ce qui correspond à des écarts maximaux de ± 2 unités pour un pixel. Pour atténuer ce phénomène tous les pixels d'une même ligne sont corrigés d'une quantité égale à la différence entre la valeur moyenne et ce signal pour chaque ligne, arrondie à l'entier le plus proche. Ce traitement n'est applicable qu'aux images *Background* car les franges ne sont plus détectables dès que les variations de niveau lumineux augmentent sur les images. Cependant, le phénomène subsiste et reste visible sur les dernières étapes de traitement.

3.3.3.3. Cartographies de transmission dans le plan image

Les images de la figure 106 montrent le résultat du calcul de la transmission pour les deux configurations. La première cartographie a des valeurs de transmission à l'extérieur du sillage inférieures à 0,4, ce qui correspond à des décalages fréquentiels de l'ordre de 120 MHz, et supérieures à 0,44 pour la deuxième observation, soit 60 MHz.

Les franges horizontales sont clairement visibles, surtout sur l'image de la position 2. Sur l'image de la position 1 une zone plus sombre apparaît à droite. Cet effet est probablement dû aux salissures du hublot côté réception lors de la phase Doppler qui modifie donc le calcul de la transmission.

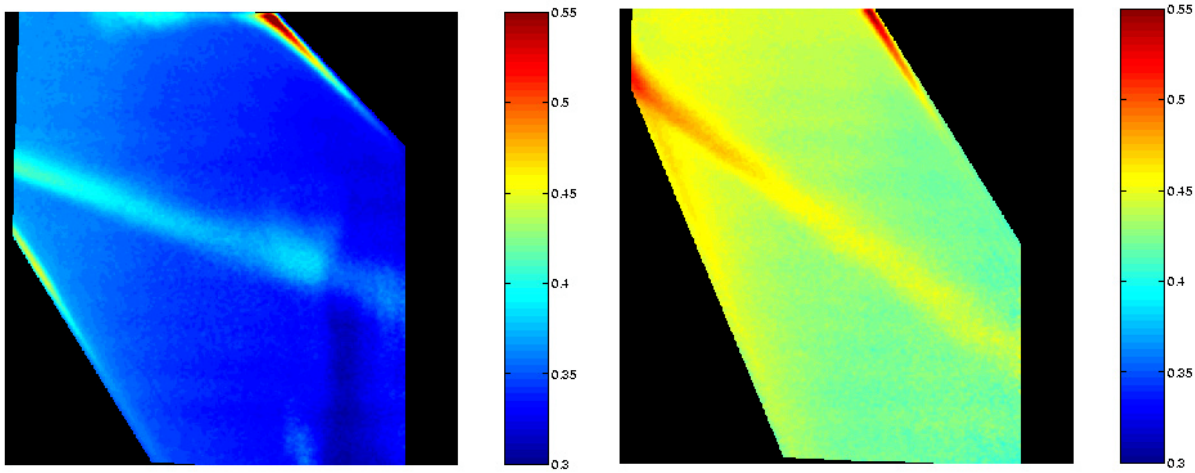


figure 106 : résultats des cartographies de transmission (position 1 à gauche, position 2 à droite).

3.3.3.4. Cartographies de décalage fréquentiel dans le plan image

Les images de la figure 107 présentent les cartographies du terme $\lambda_0.\Delta\nu$ (λ_0 = 514,5 nm), en tenant compte de la courbe de réponse de la cellule pour les deux essais (figure 101). Elles correspondent donc à la projection du vecteur vitesse suivant les deux directions $(\vec{R} - \vec{E})$, définies par l'étalonnage géométrique, d'après l'expression du décalage fréquentiel (Chap. 2, relation (2.1)).

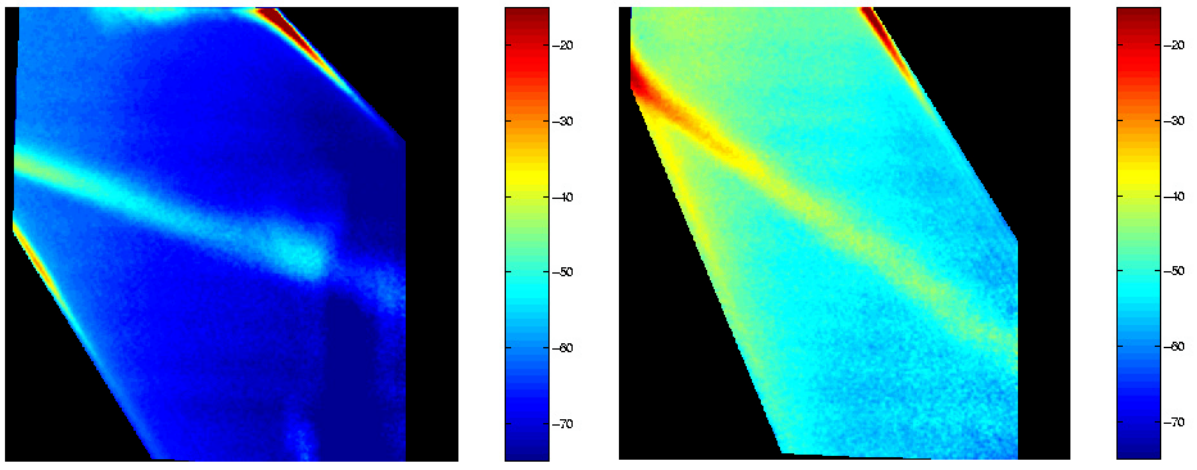


figure 107 : cartographies des projections $\vec{V}.(\vec{R} - \vec{E})$ (position 1 à gauche, position 2 à droite).

3.3.4. Détermination de la vitesse

3.3.4.1. Passage dans le plan objet (repère de la mire)

Dans la base du repère lié à la veine d'essais (X,Y,Z), les deux composantes de vitesse V_X et V_Z sont obtenues en résolvant le système linéaire de deux équations à deux inconnues suivant :

$$\begin{cases} \lambda_0.\Delta\nu_1 = [\ V_X(Rx_1 - Ex_1) + V_Z(Rz_1 - Ez_1)] \\ \lambda_0.\Delta\nu_2 = [\ V_X(Rx_2 - Ex_2) + V_Z(Rz_2 - Ez_2)] \end{cases} \quad (5.4)$$

$\lambda_0.\Delta\nu_1$ et $\lambda_0.\Delta\nu_2$ sont le résultat des cartographies précédentes (les indices 1 et 2 sont respectivement pour la position 1 et 2). Déterminées jusqu'à présent dans le plan image, elles sont transformées dans le plan objet, figure 108.

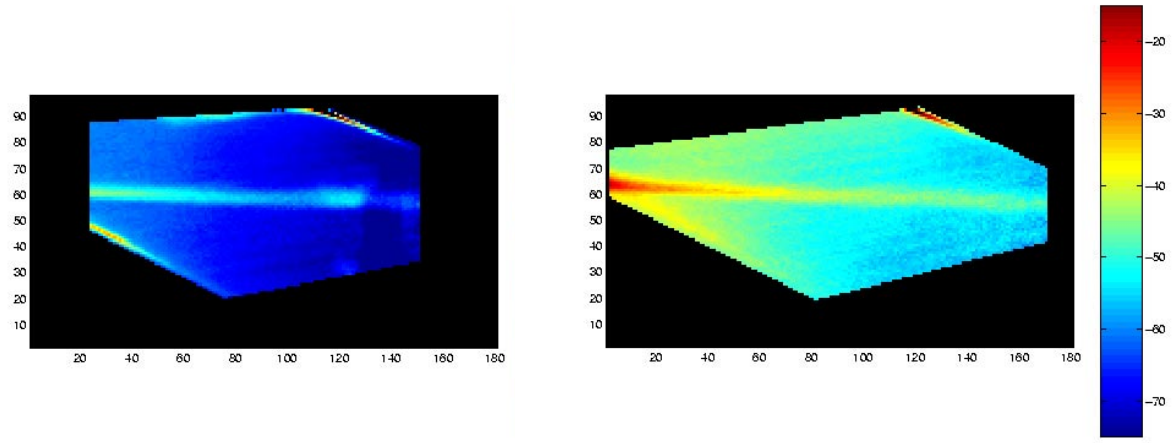


figure 108 : cartographies des projections $\vec{V}.(\vec{R} - \vec{E})$ dans le plan objet (position 1 à gauche, position 2 à droite).

Les coordonnées des vecteurs émission et réception dans la base du repère de la veine (X,Y,Z) sont calculées à partir des coordonnées dans la base du repère de la mire (x,y,z), déterminées lors de l'étalonnage géométrique.
Le système se réécrit, compte tenu de l'angle d'incidence de la nappe par rapport à la direction transversale Y ($\delta = 23{,}75°$) :

$$\begin{cases} \lambda_0.\Delta\nu_1 = [\ V_X(-\cos\delta.Rx_1 + \sin\delta.(Ry_1 - Ey_1) + V_Z(Rz_1 - Ez_1)] \\ \lambda_0.\Delta\nu_2 = [\ V_X(-\cos\delta.Rx_2 + \sin\delta.(Ry_2 - Ey_2) + V_Z(Rz_2 - Ez_2)] \end{cases} \quad (5.5)$$

ou encore sous forme matricielle

$$\lambda_0 \cdot \begin{pmatrix} \Delta\nu_1 \\ \Delta\nu_2 \end{pmatrix} = \begin{bmatrix} -\cos\delta.R_{x_1} + \sin\delta.(R_{y_1} - E_{y_1}) & (R_{z_1} - E_{z_1}) \\ -\cos\delta.R_{x_2} + \sin\delta.(R_{y_2} - E_{y_2}) & (R_{z_2} - E_{z_2}) \end{bmatrix} \begin{pmatrix} V_X \\ V_Z \end{pmatrix} \quad (5.6)$$

soit

$$\begin{pmatrix} V_X \\ V_Z \end{pmatrix} = \lambda_0 \cdot \begin{bmatrix} -\cos\delta.R_{x_1} + \sin\delta.(R_{y_1} - E_{y_1}) & (R_{z_1} - E_{z_1}) \\ -\cos\delta.R_{x_2} + \sin\delta.(R_{y_2} - E_{y_2}) & (R_{z_2} - E_{z_2}) \end{bmatrix}^{-1} \begin{pmatrix} \Delta\nu_1 \\ \Delta\nu_2 \end{pmatrix} \quad (5.7)$$

Les cartographies de V_X et V_Z dans le plan objet (plan de la mire) sont présentées figure 109.

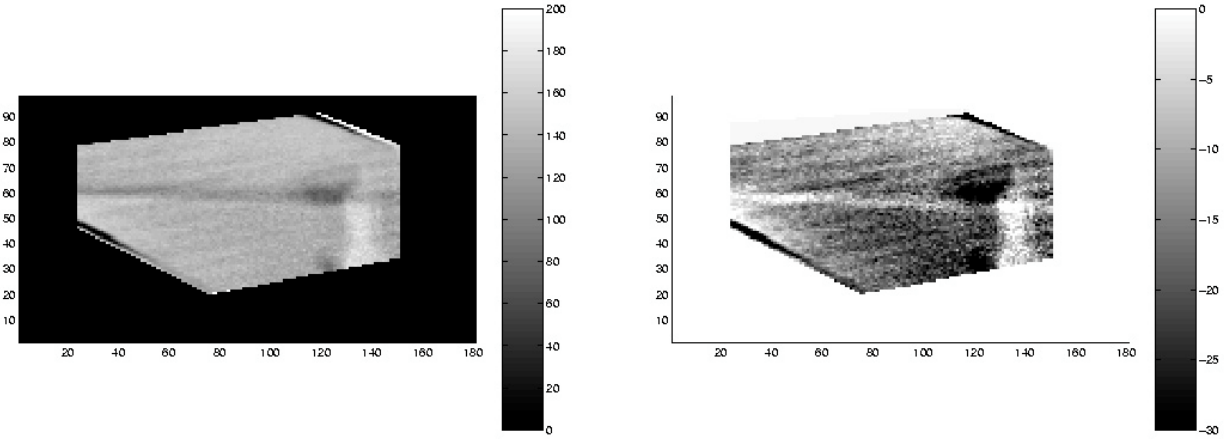


figure 109 : cartographie de la composante V_X (à gauche) et V_Z (à droite) dans le plan objet (repère de la mire).

3.4. Comparaison des résultats DGV / PIV

3.4.1. Analyse globale des cartographies de V_X et V_Z

Les vitesses axiales sont de l'ordre de 140 à 150 m/s à l'extérieur du sillage et voisines de 110 à 120 m/s dans le sillage. Pour la composante verticale, les valeurs mesurées sont inférieures à 10 m/s dans le sillage et supérieures à 15 m/s en dehors. Qualitativement, la forme du sillage est mince et sa déflexion est moins importante que le reste de l'écoulement, ce qui confirme les résultats obtenus en PIV.

Les deux composantes étant mesurées à partir des deux cartographies de décalage fréquentiel et de la résolution du système (5.7), les images obtenues sont bruitées. Les défauts présents sur chaque image viennent s'ajouter lors de la recomposition de la vitesse :

- les salissures du hublot sur l'image de la position 1 sont maintenant visibles sur les deux composantes, rendant localement les valeurs inexploitables,
- les franges horizontales, présentes sur chacune des cartographies, s'ajoutent, augmentant ainsi le bruit sur les champs finaux (ces franges sont légèrement inclinées du fait de la projection dans le plan objet).

- une erreur supplémentaire, propre aux essais, est aussi apparue lors de la recomposition des champs. L'étalonnage des deux positions n'étant pas fait simultanément, un positionnement identique de la mire dans la veine n'est pas assuré entre les deux configurations (décalage d'1 ou 2 mm). Il faut donc faire un recalage géométrique pour superposer les champs des composantes correctement.

La comparaison des résultats obtenus par les deux systèmes de mesure sera principalement effectuée sur les grandeurs $\vec{V}.(\vec{R} - \vec{E})$.

3.4.2. Présentation des composantes axiale V_X et verticale V_Z

Les cartographies des composantes projetées dans le plan vertical de la veine (X,Z) sont présentées figure 110. L'origine du repère correspond à la position du bord de fuite du profil. La zone exploitable s'étend de 20 à 55 mm à l'aval. La résolution spatiale est de 1 mm dans la direction verticale et de $1 \times \sin(23{,}75°) = 0{,}4$ mm dans la direction axiale, d'où l'effet d'écrasement. Un recalage vertical de dix pixels, soit environ 1,5 mm, est effectué pour recomposer les deux champs.

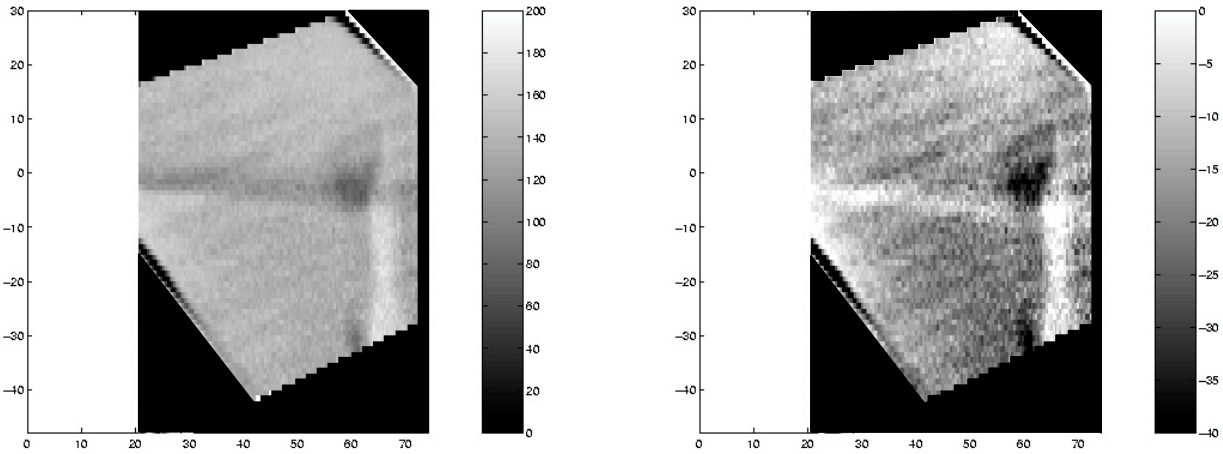


figure 110 : composantes axiale et verticale de vitesse dans le plan (X,Z) de la veine.

La comparaison des profils de la composante axiale de vitesse avec les résultats de PIV est faite pour trois abscisses à l'aval de la maquette à 30%, 40% et 50% de corde (figure 111). Au-delà, les mesures DGV ne sont pas exploitables à cause de la zone d'encrassement.

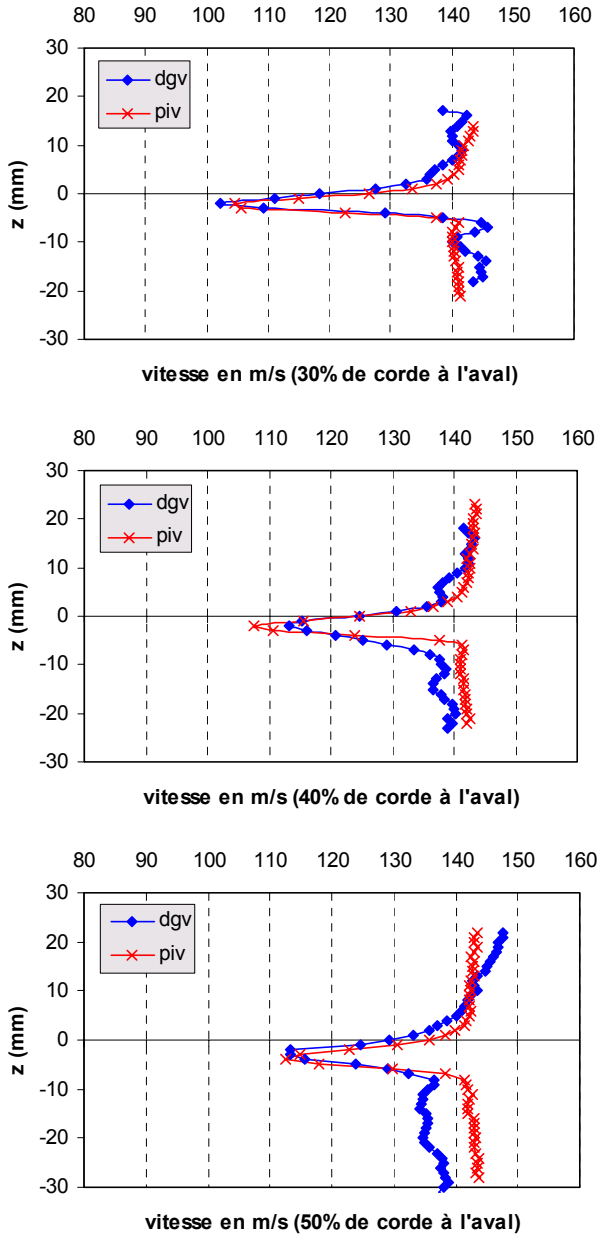


figure 111 : comparaison des profils de vitesse axiale à 30%, 40% et 50% de corde à l'aval du profil.

Les profils en DGV ont été filtrés en prenant la moyenne sur trois colonnes consécutives pour maintenir une résolution spatiale proche des mesures de PIV (2,46 mm) et réduire le bruit. Un filtrage vertical est aussi fait en prenant la moyenne sur cinq points pour atténuer l'effet des franges, sauf dans le sillage pour ne pas perdre l'information sur la décélération et sur l'épaisseur. Les profils sont en accord jusqu'à 40% de corde et des écarts apparaissent au-dessous du sillage à partir de l'abscisse à 50%. Ces écarts sont proches de 10 m/s. De plus, le gradient de vitesse est beaucoup moins fort au-dessus de la zone du sillage par rapport à la PIV, ce qui indique probablement un mauvais recalage vertical à partir d'une certaine zone du champ. Néanmoins, les résultats sont très encourageants.

3.4.3. Comparaison des grandeurs $\vec{V}.(\vec{R} - \vec{E})$

A partir des étalonnages géométriques réalisés pour les deux configurations, deux cartographies du terme $\vec{V}.(\vec{R} - \vec{E})$ ont été générées en utilisant les résultats des composantes de vitesse obtenus en PIV. Ces composantes de vitesse, déterminées dans le plan (X,Z), ont d'abord été recalées dans le plan objet (y,z), puis, pour conserver la résolution spatiale, les valeurs des composantes des vecteurs émissions et réceptions initialement obtenues sur un maillage tous les millimètres ont été extrapolées sur le maillage obtenu correspondant à la PIV. L'intervalle horizontal entre deux points est 1,23/sin (23,75°) = 3,05 mm, et l'intervalle vertical ne change pas (1,23 mm). Les images sont présentées figure 112 et figure 113.

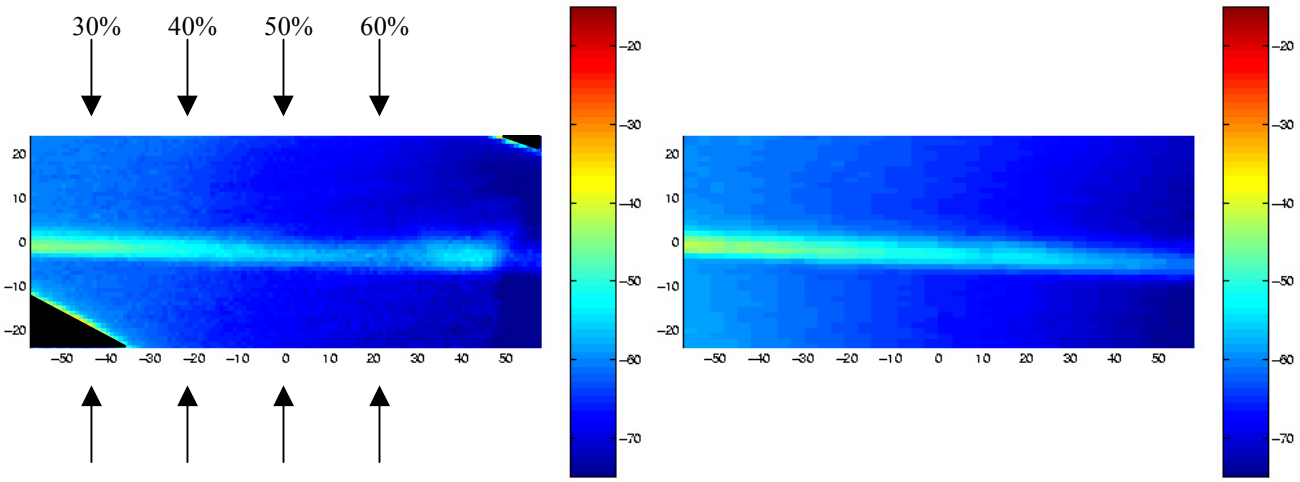


figure 112 : comparaison des grandeurs $\vec{V}.(\vec{R} - \vec{E})$ pour la position 1 (DGV à gauche, PIV à droite).

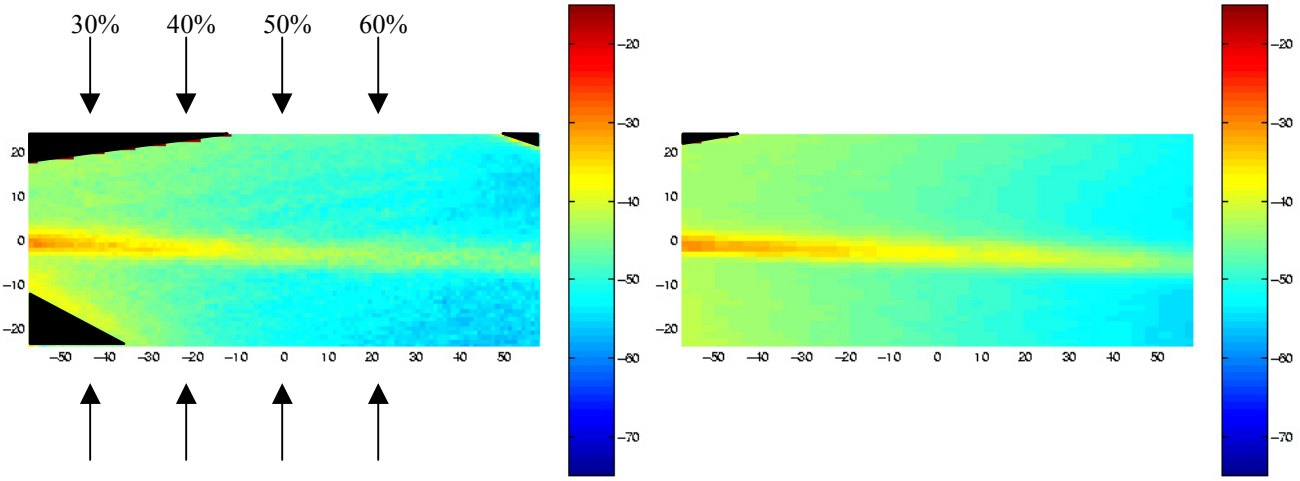
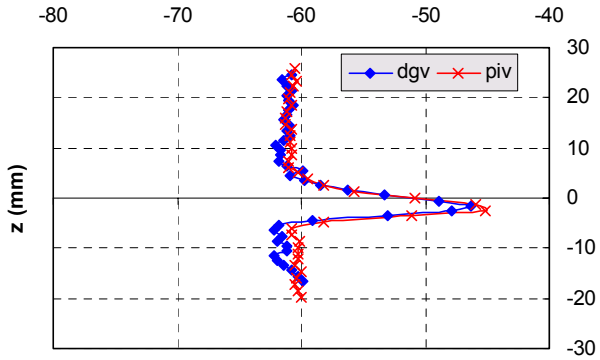
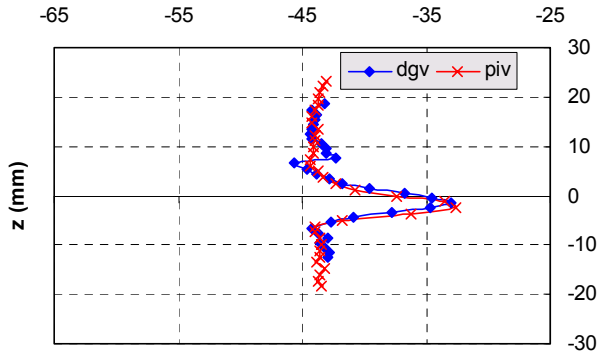


figure 113 : comparaison des grandeurs $\vec{V}.(\vec{R} - \vec{E})$ pour la position 2 (DGV à gauche, PIV à droite).

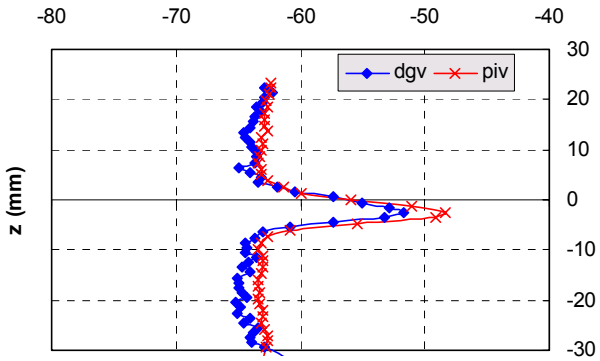
Les résultats obtenus permettent de valider la mesure du décalage fréquentiel en DGV, et d'évaluer l'exactitude de l'étalonnage géométrique. Des profils ont été tracés pour comparer quantitativement les mesures (figure 114). Dans les deux cas et pour les deux configurations, l'observation de l'écoulement à l'extérieur du sillage montre une augmentation de la vitesse à l'aval. Dans le sillage, l'accélération progressive ainsi que l'épaississement sont visibles pour les deux systèmes de mesure. Les profils se superposent remarquablement à 30% de corde et des écarts apparaissent au fur et à mesure du déplacement à l'aval, sans jamais dépasser 3-4 m/s. Ce décalage entre les deux profils augmente donc de la gauche vers la droite de l'image mais conserve parfaitement le gradient de vitesse dans le sillage. Ces écarts semblent donc être d'origine géométrique, et non liés au calcul de la transmission.



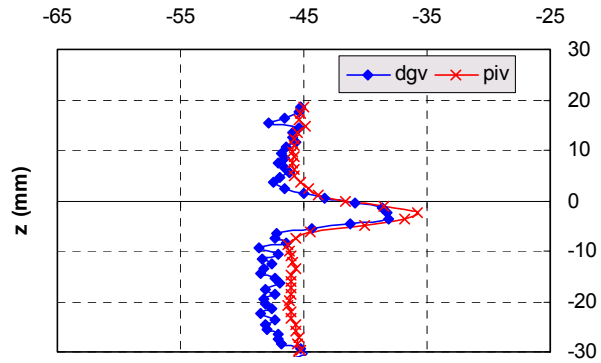
projection de V.(R-E) en m/s à 30% de corde (position 1)



projection de V.(R-E) en m/s à 30% de corde (position 2)



projection de V.(R-E) en m/s à 40% de corde (position 1)



projection de V.(R-E) en m/s à 40% de corde (position 2)

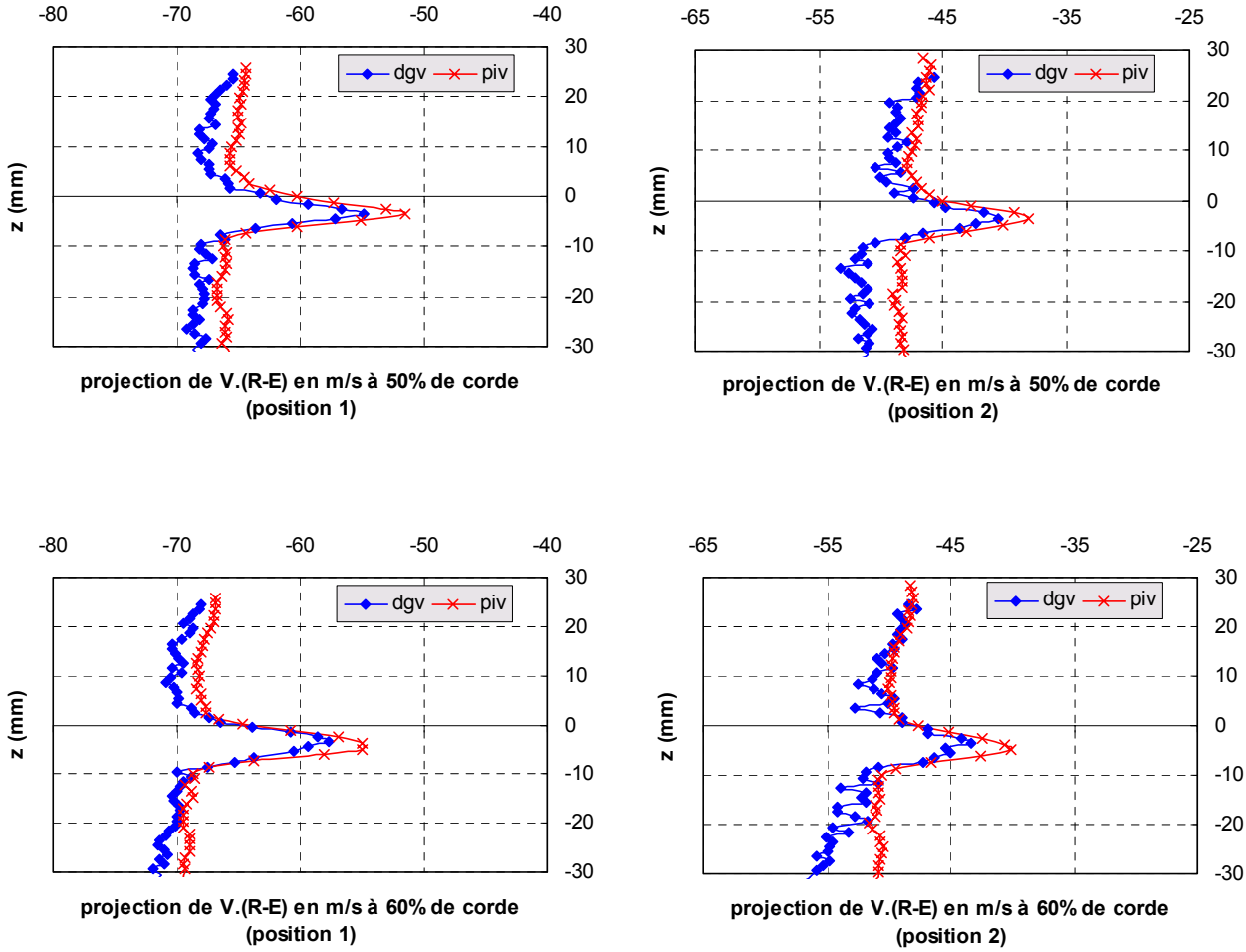


figure 114 : profils des projections $\vec{V}.(\vec{R} - \vec{E})$ ***pour la position 1 (à gauche) et 2 (à droite) à différentes abscisses.***

Les fluctuations de vitesse en DGV à l'extérieur du sillage pour la position 1 sont relativement faibles ($\pm$ 1 m/s en terme de vitesse), elles sont plus importantes pour la position 2 ($\pm$ 2 m/s). Pour ces essais, les niveaux de bruit des caméras étaient plus élevés (température des capteurs plus importante), ce qui introduit des fluctuations sur le calcul de la transmission donc du décalage fréquentiel.

3.4.4. Conclusion

L'exploitation des résultats sur les composantes axiale et verticale est relativement délicate à cause du bruit engendré par chaque cartographie de décalage fréquentiel qui vient s'ajouter lors de la recomposition. De plus, le recalage géométrique nécessaire, lié au positionnement différent de la mire dans la veine entre les deux étalonnages des deux positions d'observation, peut être à l'origine des écarts observés sur les profils de vitesse axiale avec les résultats de PIV. Néanmoins, en fonctionnement avec deux modules de

réception, les étalonnages doivent se faire simultanément en observant la même mire, ce qui supprime ce dernier problème.

En revanche, les résultats de comparaison sur la grandeur $\vec{V}.(\vec{R}-\vec{E})$ montrent que qualitativement et quantitativement les mesures de DGV sont très encourageantes. La décélération du sillage est bien appréhendée sur l'ensemble de la cartographie ce qui indique que le calcul de la transmission est correct. Les fluctuations de vitesse autour de la valeur moyenne sont principalement liées au bruit de détection. Le décalage global des profils vers l'aval (ou de gauche à droite de l'image) semble venir de l'étalonnage géométrique.

3.4.5. Evaluation des incertitudes

La précision sur le calcul de la vitesse va dépendre des incertitudes liées à l'étalonnage géométrique et à la mesure de la transmission.

3.4.5.1. Incertitude sur le calcul de la transmission

La transmission à travers la cellule à iode est calculée à partir du rapport du niveau d'intensité entre la caméra signal et la caméra référence. Le calcul de la transmission pour chaque pixel de l'image est donné par la formule (5.3). L'erreur sur la valeur mesurée s'écrit donc :

$$\frac{\Delta T}{T}=\frac{(\Delta N_{Sign})_{Doppler}}{N_{Sign_{Doppler}}}+\frac{(\Delta N_{Ref})_{Doppler}}{N_{Ref_{Doppler}}}+\frac{(\Delta N_{Sign})_{Flatfield}}{N_{Sign_{Flatfield}}}+\frac{(\Delta N_{Ref})_{Flatfield}}{N_{Ref_{Flatfield}}} \qquad (5.8)$$

N_{Sign} et N_{Ref} sont respectivement le niveau lumineux du pixel sur la caméra signal et sur la caméra référence, les termes ΔN_{Sign} et ΔN_{Ref} représentent l'incertitude associée au niveau mesuré. Les images *Background* sont préalablement retranchées des images *Doppler* et *Flatfield*.

Toute l'information, permettant de déterminer la valeur de la transmission, est obtenue sur les images à travers l'ensemble de la chaîne d'acquisition. Les incertitudes sur le calcul dépendent donc essentiellement de la réponse des capteurs CCD. Les fluctuations ont plusieurs origines :

- le bruit des caméras : bruit d'obscurité (fonction de la température des capteurs) et bruit photonique (fonction du niveau lumineux),
- la non uniformité de sensibilité des pixels : pour une même caméra, et d'une caméra à l'autre,
- les erreurs de superposition entre les images de la caméra signal et de la caméra référence lorsque le gradient d'intensité lumineuse est important.

Les termes ΔN_{Sign} et ΔN_{Ref} peuvent être évalués par le calcul de la variance sur un voisinage réduit de quelques pixels dans des zones de l'image où l'intensité lumineuse est constante. Pour chaque image, le niveau moyen a été calculé ainsi qu'une estimation de la variance. Le rapport $\Delta T/T$ est de 2,1% pour la position 1 et de 2,5% pour la position 2. Le tableau 13 donne le résultat de l'incertitude en fréquence pour les deux configurations géométriques en tenant compte d'une valeur moyenne de la transmission de la réponse à travers la cellule à iode.

	$\Delta T/T$	ΔT	$\Delta \nu$	$\vec{V}.(\vec{R} - \vec{E})$
Position 1	2,1%	0,00746 (T = 0,35)	± 2,5 MHz	± 1,3 m/s
Position 2	2,5%	0,01141 (T = 0,45)	± 4,5 MHz	± 2,3 m/s

tableau 13 : calcul de l'incertitude en fréquence pour les deux configurations.

Les écarts en terme de vitesse sont en accord avec les fluctuations observées sur les profils présentés figure 114 pour chacune des positions.

Remarque : l'incertitude sur la valeur de la transmission peut être réduite par un filtrage temporel et spatial.

3.4.5.2. Incertitude sur l'étalonnage géométrique

L'étalonnage géométrique du vecteur réception consiste à déterminer la direction du flux lumineux entrant dans la pupille d'entrée du module de réception. Il faut donc s'assurer que l'orientation du centre optique calculé par rapport à la scène observée restitue bien la direction de la pupille, et que sa position (distance d'éloignement) soit en accord avec la taille du champ et la focale équivalente calculée.
Afin de vérifier la position du centre optique calculée, une comparaison a été entreprise à partir de la mesure sur site de la position de l'objectif photographique, pris comme référence, ainsi que la position de l'origine de la nappe, par rapport au repère de la veine. Une simulation a été réalisée sous Excel pour venir superposer les points de la mire de chacune des images avec une grille théorique (figure 115 et figure 116). Cette simulation permet de connaître la position du centre optique équivalent, et de comparer celle-ci avec celle déterminée par le calcul. Le système optique modélisé correspond à une lentille simple caractérisée par une focale D. La traversée du hublot réception n'a pas été prise en compte. Le modèle est donc identique à celui du calcul (voir annexe D).

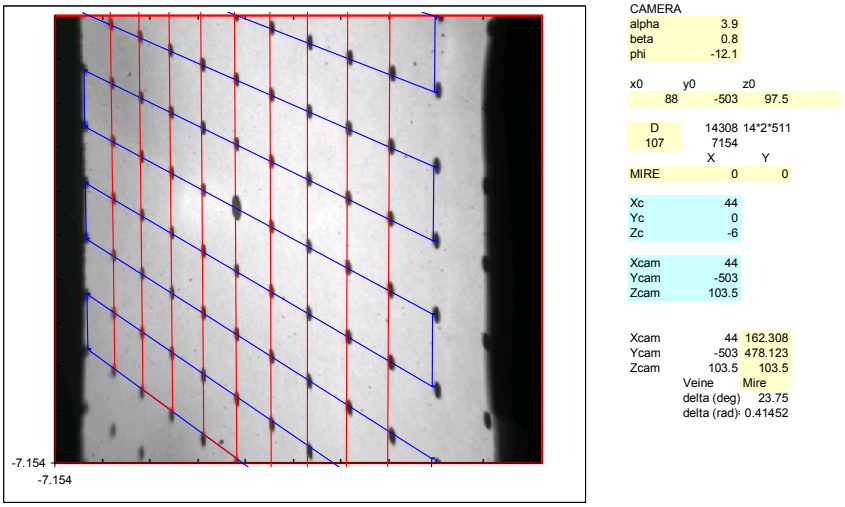


figure 115 : résultat de la simulation théorique à partir des images brutes (position 1).

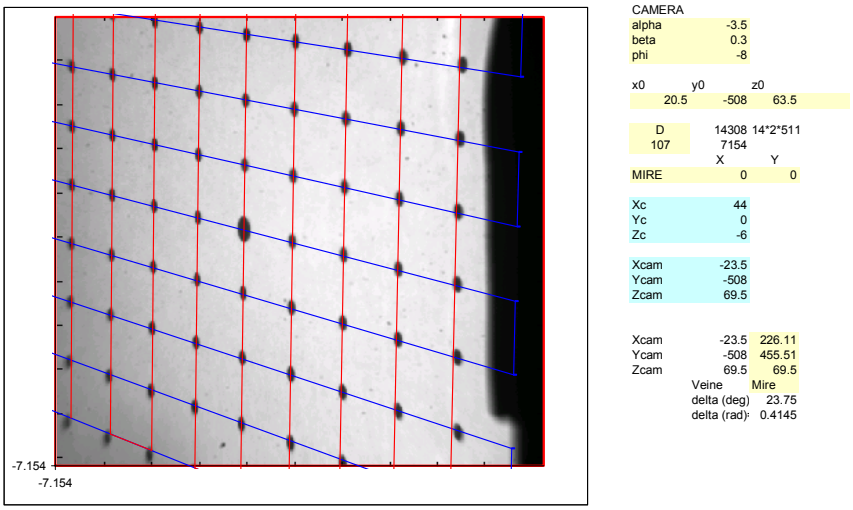


figure 116 : résultat de la simulation théorique à partir des images brutes (position 2).

La grille théorique est générée à partir des paramètres définissant la mire d'étalonnage ainsi que sa position dans la veine. La position de l'objectif photographique repérée sur site définit les coordonnées x0, y0, z0 dans le repère de la veine. Les trois degrés de liberté de rotation permettent d'affiner la superposition :
- *alpha* est l'angle entre l'axe optique et la perpendiculaire au hublot repéré par rapport au centre de la mire,
- *bêta* définit la rotation autour de l'axe optique (roulis),
- *phi* est l'angle d'inclinaison de l'axe optique par rapport à l'horizontale.
Ces six paramètres (x0, y0, z0, *alpha*, *bêta*, *phi*) sont ajustés, ainsi que la focale D, jusqu'à obtenir une bonne superposition et vérifier que les résultats sont en accord pour les quatre plans correspondant à l'étalonnage 3D.

Les coordonnées du centre optique calculées et simulées sont présentées dans le tableau suivant (tableau 14).

	position 1		position 2	
	calcul	simulation	calcul	simulation
focale équivalente	106 (mm)	107 (mm)	107 (mm)	107 (mm)
x (mm)	228	226,1	164	162,3
y (mm)	455	455,5	480	478,1
z (mm)	71	69,5	105	103,5
Distance (mm)	513,9	513,3	518	515,4

tableau 14 : comparaison de la position du centre optique entre le calcul et la simulation pour les deux configurations géométriques.

Pour évaluer les écarts de position en terme de vitesse sur les deux configurations, les cartographies du terme $\vec{V}.(\vec{R} - \vec{E})$ ont été générées à partir des résultats de PIV et pour les deux étalonnages. Une soustraction directe des images $\vec{V}.(\vec{R} - \vec{E})_{calculé} - \vec{V}.(\vec{R} - \vec{E})_{simulé}$ permet alors de voir l'évolution de la différence de gauche à droite de l'image (figure 117). Les tracés sont réalisés pour deux hauteurs à z = -15 mm et + 15 mm par rapport à la position du bord de fuite.

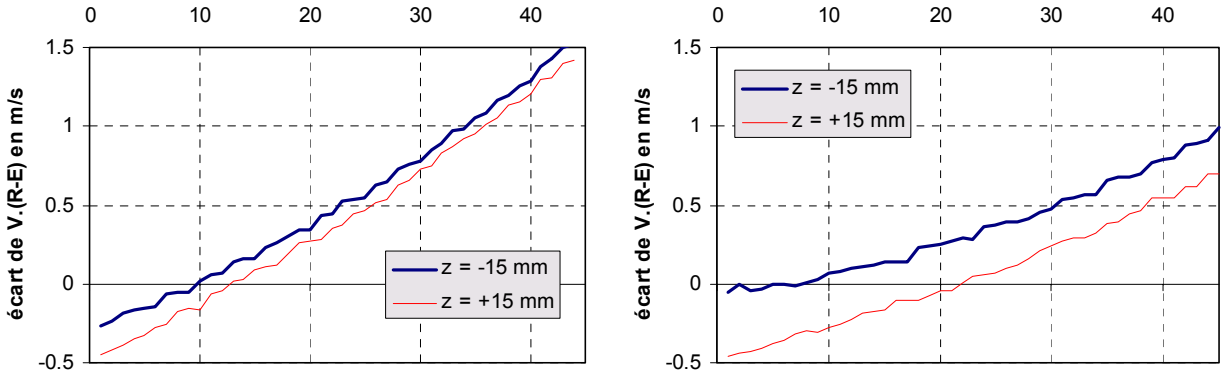


figure 117 : écarts en vitesse (m/s) liés à l'étalonnage géométrique pour la position 1 (à gauche) et 2 (à droite).

L'incertitude peut donc être évaluée à ± 1 m/s pour les deux configurations d'observation et peut expliquer les écarts sur les profils entre la PIV et la DGV à 40%, 50% et 60% de corde à l'aval. Les résultats montrent que l'étalonnage simulé semble mieux s'accorder lorsqu'une contrainte d'alignement horizontal et vertical des points de la mire est assurée. Cette option va être intégrée au processus de détection dans la procédure d'étalonnage calculée afin de valider cette remarque.

3.5. Conclusion

Les essais réalisés dans le cadre de cette étude ont permis de prendre en charge le dispositif DGV complet, développé au sein de l'équipe TME du DMAE de *l'Onera-Toulouse,* sur un écoulement bidimensionnel à l'aval d'un profil d'aubage de compresseur transsonique. Les résultats ont été comparés avec des mesures réalisées à l'aide d'un dispositif de PIV, commercialisé par la société *Dantec* et fourni par l'école *SupAéro.* Cette analyse a permis de qualifier l'écoulement afin d'obtenir des champs de vitesse de référence.

La confrontation des résultats est très encourageante. Qualitativement, des remarques similaires peuvent être formulées pour les deux systèmes de mesure concernant la forme du sillage (épaisseur, décélération), ainsi que sur la vitesse de l'écoulement autour. Quantitativement, les composantes de vitesse mesurées sont en accord, et ceci malgré des conditions expérimentales délicates en DGV. Tout d'abord, les champs mesurés ont été obtenus en faisant la moyenne sur seulement deux images de 500 ms de temps d'intégration. L'homogénéisation de l'ensemencement a été difficile à établir et la décroissance rapide du

flux lumineux de la scène observée n'a pas permis d'acquérir plus d'images. En outre, les caméras CCD n'ont pas été refroidies par le système de soufflage sur les capteurs *(Barricau et al. 2001* voir réf. Chap. 3*)* pour s'assurer de ne pas perturber la réponse de la cellule à iode, elle-même régulée en température, et positionnée à proximité d'une des caméras. Cette remarque de fonctionnement a eu pour conséquence d'obtenir des images bruitées, liées principalement à une température élevée des capteurs, et qui n'ont pas pu être filtrées temporellement en moyennant plus d'images. Une démarche est actuellement en cours auprès du constructeur pour refroidir les caméras par effet Peltier, et éviter ainsi d'interférer avec la régulation de la cellule à iode. Ceci permettra donc de réduire de façon importante le bruit. D'autre part, l'utilisation d'un seul module de réception pour mesurer les deux composantes de vitesse en DGV nécessite un soin particulier lors du repérage du positionnement de la mire dans la veine d'essais pour ne pas commettre d'erreur à la recomposition des composantes de vitesse. Une fois la conception des trois modules de réception réalisée, l'observation simultanée de la mire d'étalonnage supprimera ce problème.

Enfin, ces essais ont permis de valider correctement le dispositif DEFI (Dispositif d'Etalonnage Fréquence Intensité) utile pour s'affranchir des fluctuations de fréquence du laser pendant la phase d'essais, et de contrôler en temps réel la fréquence d'émission ν_0 ainsi que la réponse de la cellule à iode à partir de sources lumineuses de référence. Les améliorations futures du système devront permettre de traiter l'information des sources directement sur les images *Doppler* et *Flatfield*.

CONCLUSION ET PERSPECTIVES

La nécessité de développer des turbomachines de plus en plus performantes oblige les constructeurs aéronautiques à concevoir des compresseurs et des turbines hautes vitesses, pouvant supporter de grands taux de pression par étage et des températures très élevées. La complexité des écoulements internes, traversant ces machines, est liée à leur caractère tridimensionnel, instationnaire, turbulent, compressible et parfois multiphasique. Ces phénomènes doivent être convenablement appréhendés pour introduire dans les codes de calcul des modèles performants et prédire ainsi correctement les écoulements. Les résultats permettent alors d'optimiser le dessin des machines de façon à générer un minimum de pertes et accroître constamment les performances.

Même s'il est possible à l'heure actuelle de modéliser un grand nombre de phénomènes présents dans ces écoulements, certains sont encore insuffisamment connus et mal pris en compte dans les simulations. Il est donc indispensable d'avoir recours en parallèle à l'utilisation de techniques de mesures expérimentales permettant d'accéder aux caractères tridimensionnel et instationnaire de l'écoulement, et ce à l'intérieur même des roues mobiles des machines.

Dans ce domaine, l'apport de la Vélocimétrie Doppler Globale (en anglais DGV) est en ce sens très prometteur. Cette nouvelle technique de mesure de vitesse non intrusive, développée depuis le début des années 90 aux USA, permet de restituer des cartographies planes du champ moyen de vitesse, quasiment en temps réel pendant les essais. Elle permet d'avoir instantanément une approche globale des structures présentes dans l'écoulement, et ce sur des champs de n'importe quelle taille. La précision de la mesure reste de l'ordre de quelques m/s quelle que soit la plage de vitesse ; par conséquent, les essais en écoulement haute vitesse constituent un bon exemple d'application.

La technique s'appuie sur le principe de l'effet Doppler, qui permet de relier le décalage entre la fréquence de l'onde incidente à une particule en mouvement et celle du rayonnement qu'elle diffuse, à sa vitesse, ainsi qu'aux conditions géométriques de visée. Comparée à la

Vélocimétrie Laser à Franges, elle permet d'obtenir un grand nombre de points de mesures dans un plan de l'écoulement matérialisé par une nappe laser.
Pour mesurer une composante de la vitesse des particules qui traversent ce plan lumineux, des observations réalisées simultanément à l'aide de deux caméras sont nécessaires. La première, dite de *référence*, permet d'obtenir une image directe du champ observé. La deuxième, qualifiée de *signal*, visualise cette même scène au travers d'une cellule remplie d'iode en phase gazeuse qui a la particularité de présenter une multitude de raies d'absorption dans le spectre visible. Ainsi, si la fréquence de l'onde émise par le laser est accordée avec un des fronts montant ou descendant d'une de ces raies, toute variation fréquentielle de l'onde qui pénètre dans la cellule à iode se traduit par une absorption plus ou moins importante de cette lumière, et donc par une variation de la transmission de ce composant optique. La technique de mesure DGV consiste donc à mesurer cette transmission pour les ondes lumineuses diffusées par les particules qui traversent la partie du plan laser observée par les caméras. Le rapport des intensités des deux images simultanées du champ (*signal* / *référence*) définit alors l'intensité normalisée (un étalonnage préalable permet de relier cette grandeur à la variation fréquentielle de l'onde incidente à la cellule à iode). Le rapport conduit donc à une cartographie de transmission qui est représentative de la distribution des écarts de fréquences Doppler dans le plan de mesure, et donc de la composante de la vitesse des traceurs. Un étalonnage géométrique est évidemment nécessaire pour connaître la direction des vecteurs émission et réception associés à chacun des points de mesure. L'obtention de trois composantes de la vitesse peut être réalisée en faisant varier soit la direction incidente de la nappe laser qui éclaire les particules, soit l'orientation du dispositif de réception disposé selon une géométrie favorable à la diffusion de Mie. Cette dernière configuration s'impose naturellement lorsque les trois composantes du champ de vitesse instantanées sont souhaitées. Dans ce cas, il faut avoir recours à un laser pulsé.

La technique de mesure DGV demeure délicate à mettre en œuvre malgré la simplicité apparente de son principe physique. Trois éléments du dispositif jouent un rôle déterminant sur la précision de la mesure. Ainsi, l'émission laser doit émettre sur un seul mode longitudinal, afin de réduire la largeur spectrale de l'onde, et sa fréquence doit être parfaitement contrôlée lors des essais pour ne pas introduire de biais sur la détermination du décalage fréquentiel mesuré. La cellule à iode, utilisée comme discriminateur de fréquence, doit être régulée en température pour ne pas modifier sa réponse au cours du temps car c'est elle qui traduit la variation de fréquence liée à l'effet Doppler en variation d'intensité lumineuse. Enfin, les détecteurs, constitués par deux caméras CCD pour mesurer une composante de vitesse permettent, à travers toute la chaîne d'acquisition, de traduire les variations d'intensité lumineuse diffusée par les particules dans l'écoulement, et donc de remonter à leurs vitesses. La modélisation de certaines caractéristiques décrites précédemment doit être entreprise afin de mieux quantifier leurs effets sur la mesure des champs de vitesse et en déduire d'éventuelles corrections à apporter ou tout du moins certaines précautions à prendre lors de la mise en œuvre du dispositif. En outre, la duplication des systèmes de réception (pour mesurer trois composantes) va engendrer des contraintes supplémentaires tant sur le plan de la synchronisation de la prise d'images que celui de la gestion des flux importants de données. Bien que la mesure de champs de vitesse instantanés semble encore poser de nombreux problèmes, notamment à cause de l'utilisation de laser Yag pulsé, qui présente une largeur spectrale de raie trop importante et une grande instabilité fréquentielle, l'intérêt d'un tel dispositif dédié à la mesure de champs de vitesse moyens semble évident

notamment pour les industriels souhaitant réduire considérablement la durée des essais en soufflerie.

Un dispositif de Vélocimétrie Doppler Globale « une composante » (2D-1C) a été développé et testé au Département Modèles pour l'Aérodynamique et l'Energétique (DMAE) de *l'Onera-Toulouse* depuis 1998. Des tests de validation du système ont été réalisés en soufflerie pour des écoulements mono-composante à faible vitesse (aile Delta (1999)) et à haute vitesse (onde de choc sur profil (2001)). Pour s'affranchir des fluctuations de fréquence du laser, une innovation technologique a été réalisée et testée avec succès au cours des différentes campagnes de validation du dispositif. Le système, appelé DEFI (Dispositif d'Etalonnage Fréquence Intensité) permet de connaître en temps réel les dérives possibles de la fréquence d'émission, et ceci grâce à l'utilisation de sources de référence décalées en fréquence et observées par l'ensemble de la chaîne d'acquisition dans un laps de temps très court après l'observation de la scène.

La mise en œuvre d'un système DGV orienté turbomachines passe par diverses étapes. Le travail réalisé s'est inscrit dans le cadre d'une collaboration entre *l'Onera-Toulouse*, l'Ecole Centrale de Lyon, et l'Ecole *SupAéro* au sein du CIRT (Consortium Industries et Recherches en Turbomachines). Au niveau actuel du développement, une étape importante doit être franchie. Elle concerne la confrontation des résultats obtenus avec une autre technique de mesure sur un écoulement représentatif de celui induit par des aubes de compresseur en statique. Pour cela, des essais comparatifs avec un système de Vélocimétrie par Images de Particules (en anglais PIV) ont été réalisés dans une soufflerie à circuit fermé, disponible au *Laboratoire Aérodynamique de SupAéro*, pour caractériser un écoulement bidimensionnel à l'aval d'un profil d'aubage de compresseur transsonique. Des aménagements spécifiques ont été réalisés dans la veine de façon à reproduire un écoulement de type grille d'aubes. Néanmoins, pour des raisons de conception (notamment le hublot supérieur) et d'encombrement (réduction de la section de passage du fluide), il a été difficile de respecter scrupuleusement les caractéristiques géométriques d'une grille d'aubes réelle (hauteur du canal, influence des parois).

L'écoulement a d'abord été qualifié à l'aide de la technique PIV afin de vérifier la bidimensionnalité de l'écoulement et d'établir un champ de vitesse à deux composantes de référence. Ensuite, le dispositif DGV 2D-1C a permis de mesurer les deux composantes successivement en déplaçant le module de réception par rapport au plan de lumière orienté dans la veine. Malgré les difficultés expérimentales observées (homogénéisation de l'ensemencement, flux lumineux réduit, encrassement rapide des hublots de visée, bruit important des caméras CCD) les résultats comparatifs sont très encourageants. La forme du sillage généré par le profil est similaire pour les deux techniques et la mesure de la composante axiale en DGV est bien restituée (entre 110 et 150 m/s). La composante verticale a, quant à elle, été plus délicate à obtenir du fait qu'elle est beaucoup plus faible (d'un facteur 10) et que l'incertitude sur les mesures est évaluée à ± 4 m/s. Fort de cette expérience, des améliorations sont prévues afin de gagner encore sur la précision de la technique. La mesure des sources de référence devra être traitée simultanément avec les images du champ de façon à s'affranchir définitivement des fluctuations possibles de la fréquence du laser. Un refroidissement des caméras par effet Peltier permettra de réduire le bruit lié à l'élévation de température des capteurs et améliorer ainsi le rapport signal sur bruit. Enfin, un dispositif à

deux ou trois composantes sera bientôt validé et permettra d'obtenir simultanément plusieurs composantes ce qui réduira les erreurs possibles de repérage de la mire et de recomposition des champs.

L'application d'un tel dispositif en turbomachines va nécessiter évidemment des modifications importantes dans le dispositif d'émission et de réception, principalement à cause de l'accessibilité optique très réduite. Une démarche similaire à celle de la PIV peut être envisagée en utilisant une sonde périscopique pour générer les plans de lumière. L'ensemencement, les réflexions parasites et l'encrassement, déjà existants pour les autres vélocimètres lasers, seront aussi des problèmes majeurs à résoudre pour valider la DGV dans ce type d'installation. Enfin, la synchronisation des prises d'images avec la rotation de la machine et la restitution du champ de vitesse dans les roues mobiles ne pourra se faire qu'en améliorant le bilan lumineux afin de réduire au maximum les temps d'acquisition.

REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES

Introduction

- **A**bramian M., Howard J.H.G., 1993, *« A Rotating Laser-Doppler Anemometry System for Unsteady Relative Flow Measurements in Model Centrifugal Impellers »*, ASME n°93-GT-11.

- **A**damczyk J.J., Celestina M.L., Greitzer E.M., 1993, *« The Role of Tip Clearance in High-Speed Fan Stall »*, ASME J. of Turbomachinery, Vol. 115, p. 28-38.

- **A**rnone A., Swanson R.C., 1993, *« A Navier-Stokes Solver for Turbomachinery Applications »*, ASME J. of Turbomachinery, Vol. 115, p. 305-313.

- **C**hand K.K., Lee K.D., 1998, *« Turbomachinery Blade Optimization Using the Navier-Stokes Equations »*, AIAA, Aerospace Sciences Meeting & Exhibit, 36th, Reno, AIAA 98-0933.

- **C**hen J.P., Barter J., 1998, *« Comparison of Time-Accurate Calculations for the Unsteady Interaction in Turbomachinery Stage »*, AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference & Exhibit, 34th, Cleveland, AIAA 98-3292.

- **C**hen S.H., Tsai C., 1998, *« The Effect of Tip Clearance Flow on Compressor Performance »*, AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference & Exhibit, 34th, Cleveland, AIAA 98-3414.

- **C**hernobrovkin A., Lakshminarayana B., 1997, *« Development and Validation of Navier-Stokes Procedure for Turbomachinery Unsteady Flow »*, AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference & Exhibit, 33rd, Seattle, AIAA 97-3281.

- **C**hima R.V., 1998, *« Calculation of Multistage Turbomachinery Using Steady Characteristic Boundary Conditions »*, AIAA, Aerospace Sciences Meeting & Exhibit, 36th, Reno, AIAA 98-0968.

- **E**yi S., Lee K.D., 1997, *« Transonic Turbomachinery Blade Design Using Optimization »*, AIAA, Aerospace Sciences Meeting & Exhibit, 35th, Reno, AIAA 97-0159.

- **H**ah C., 1986, *« A Numerical Modeling of Endwall and Tip-Clearance Flow of an Isolated Compressor Rotor »*, ASME J. of Engineering for Gas Turbines and Power, Vol. 108, p. 15-21.

- **H**erteman J.P., Goutines M., 1998, *« Les principes et les méthodes de conception des turboréacteurs aéronautiques militaires »*, AGARD PEP Symposium of the « Applied Vehicle Technology Panel on Design Principles and Methods for Aircraft Gas Turbine Engines », Toulouse.

- **H**irai K., Kodama H., Nozaki O., Kikuchi K., Tamura A., Matsuo Y., 1997, *« Unsteady Three-Dimensional Analysis of Inlet Distortion in Turbomachinery »*, AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference & Exhibit, 33rd, Seattle, AIAA 97-2735.

- **J**ennions I.K., 1994, *« Elements of a Modern Turbomachinery Design System »*, AGARD LS-195, Turbomachinery Design Using CFD, paper 2.

- **J**ha R., Chattopadhyay A., Rajadas J.N., 1998, *« Optimization of Turbomachinery Airfoil Shape for Improved Performance »*, AIAA/ASME/ASCE/AHS/ASC Structures, Structural Dynamics, and Materials Conference and Exhibit, 39th, and AIAA/ASME/AHS Adaptive Structures Forum, Long Beach, AIAA 98-1917.

- **J**ohnson A.B., Rigby M., Oldfield M., Ainsworth R., Oliver M., 1989, *« Surface Heat Transfer Fluctuations on a Turbine Rotor Blade due to Upstream Shock Wave Passing »*, ASME J. of Turbomachinery, Vol. 111, p. 105-115.

- **J**ohnson A.B., Oldfield M., Rigby M., Giles M., 1990, *« Nozzle Guide Vane Shock Wave Propagation and Bifurcation in a Transonic Turbine Rotor »*, ASME Paper 90-GT-310.

- **K**unz R.F., Lakshminarayana B., Basson A.H., 1993, *« Investigation of Tip Clearance Phenomena in an Axial Compressor Cascade Using Euler and Navier-Stokes Procedures »*, ASME J. of Turbomachinery, Vol. 115, p. 453-467.

- **K**üsters B., Schreiber H.A., 1997, *« Numerical Simulation of Compressor Cascade Flow with Strong Shock-Wave Boundary Layer Interaction »*, AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference & Exhibit, 33rd, AIAA 97-2882, Seattle.

- **L**akshminarayana B., 1991, *« An Assessment of Computational Fluid Dynamic Techniques in the Analysis and Design of Turbomachinery »*, ASME J. of Fluids Engineering, Vol. 113, p. 315-352.

- **L**akshminarayana B., Pouagare M., Davino R., 1982, *« Three-Dimensional Flow Field in the Tip Region of a Compressor Rotor Passage - Part1 : Mean Velocity Profiles and Annulus Wall Boundary Layer »*, ASME J. of Engineering for Power, Vol. 104, n°4, p.760-771.

- **L**akshminarayana B., Chernobrovkin A., Ristic D., 1998, *« Experimental and Numerical Study of Unsteady Viscous Flow Due to Rotor-Stator Interaction in Turbines, Part 1 : Data, Code, and Pressure Field »*, AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference & Exhibit, 34th, Cleveland, AIAA 98-3595.

- **L**iamis N., Duboué J.M., 1998, *« Advanced CFD Tools for Multi-stage Turbine Analysis »*, AGARD PEP Symposium of the « Applied Vehicle Technology Panel on Design Principles and Methods for Aircraft Gas Turbine Engines », Toulouse.

- **L**ubrano J.L., 1993, *« Etude théorique de la turbulence homogène soumise à des effets de rotation et modélisation en vue de l'implantation au sein d'un code résolvant les équations de Navier-Stokes »*, thèse de doctorat en Mécanique, Ecole Centrale de Lyon, Janvier 1993.

- **M**elake A., 1997, *« Three-Dimensional Navier-Stokes Analysis of Tip Clearance Flow in an Annular Compressor Cascade »*, AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference & Exhibit, 33rd, AIAA 97-2883, Seattle.

- **N**ix A.C., Reid T., Peabody H., Ng W.F., Diller T.E., Schetz J.A., 1997, *« Effects of Shock Wave Passing on Turbine Blade Heat Transfer in a Transonic Cascade »*, AIAA, Aerospace Sciences Meeting & Exhibit, 35th, Reno, AIAA 97-0160.

- **R**oehle I., Schodl R., 1997, *« Applications of Three Dimensional Doppler Global Velocimetry to Turbomachinery and Wind Tunnel Flows »*, AGARD PEP Symposium on Advanced Non Intrusive Instrumentation for Propulsion Engines, CP-598 paper 52, Bruxelles.

- **S**chreiber H.A., 1995, *« Shock-Wave Turbulent Boundary Layer Interaction in a Highly Loaded Transonic Fan Blade Cascade »*, AGARD-85 PEP Symposium, Derby, May 1995, AGARD-CP 571, paper n°17.

- **S**chreiber H.A., Starken H., 1992, *« An Investigation of a Strong Shock-Wave Turbulent Boundary Layer Interaction in a Supersonic Compressor Cascade »*, Transactions of the ASME, Vol. 114, p. 494-503.

- **V**an Zante D.E., Strazisar A.J., Wood J.R., Hathaway M.D., Okiishi T.H., 1999, *« Recommandations for Achieving Accurate Numerical Simulation of Tip Clearance Flows in Transonic Compressor Rotors »*, ASME 99-GT-390 presented at the International Gas Turbine & Aeroengine Congress & Exhibition, Indianapolis.

- **Y**euan J.J., Hamed A., 1998, *« Three-Dimensional Viscous Flow Simulations in a Turbine Stator Using a Nonperiodic H-Type Grid »*, AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference & Exhibit, 34th, Cleveland, AIAA 98-3562.

Chapitre 1

- **A**rdey S., Fottner L., Beversdorff M., Weyer H., 1997, *« Laser-2-Focus Measurements on a Turbine Cascade with Leading Edge Film Cooling »*, AGARD PEP Symposium on

« Advanced Non-Intrusive Instrumentation for Propulsion Engines », Belgium, published in CP-598, Paper 12.

- **A**rnaud D., Ottavy X., Trebinjac I., Vouillarmet A., 2000, *« Traitement des distorsions optiques créées par des hublots courbes lors de mesures par anémométrie laser L2F-2D et 3D en turbomachines »*, 7ème Congrès de Vélocimétrie Laser, Marseille, p. 43-50.

- **B**ryanston-Cross P.J., Towers C.E., Judge T.R., Towers D.P., Harasgama S.P., Hopwood S.T., 1991, *« The Application of Particle Image Velocimetry (PIV) in a Short Duration Transonic Annular Turbine Cascade »*, ASME n° 91-GT-221.

- **C**hana K.S., Matthews I.W., Bryanston-Cross P.J., Funes-Gallanzi M., 1992, « Intra-Blade Quantitative Transonic Flow Measurements at the DRA Pyestock Isentropic Light Piston Facility Using PIV (Particle Image Velocimetry) », Defence Research Agency, Technical Memorandum Aerodynamics and Propulsion 21, presented to the 11th International Symposium on Measuring Techniques for Transonic and Supersonic Flows in Cascades and Turbomachines, Munich.

- **C**hana K.S., Healey N., Bryanston-Cross P.J., 1997, *« Particle Image Velocimetry Measurements from the Stator-Rotor Interaction Region of a High Pressure Transonic Turbine Stage at the DERA Isentropic Light Piston Facility »*, AGARD PEP Symposium on Advanced Non Intrusive Instrumentation for Propulsion Engines, Bruxelles, published in CP-598, paper 46.

- **C**harpenel S., 1998, *« Caractérisation d'une technique d'Anémométrie Laser Bipoint Tridimensionnelle L2F-3D pour l'Analyse de l'Ecoulement dans un Compresseur Axial Basse-Vitesse »*, Thèse, Ecole Centrale de Lyon, avril 1998.

- **C**hima R.V., Strazisar A.J., 1982, *« Comparison of Two and Three Dimensional Flow Computations with Laser Anemometer Measurements in a Transonic Compressor Rotor »*, ASME Paper 82-GT-302.

- **C**hriss R.M., Hathaway M.D., Wood J.R., 1996, *« Experimental and Computational Results from the Nasa-Lewis Centrifugal Impeller at Design and Part Flow Conditions »*, ASME J. of Turbomachinery, Vol. 118, p. 55-65.

- **D**oukelis A., Founti M., Mathioudakis K. and Papailou K., 1996, *« Evaluation of Beam Refraction Effects in a 3D Laser Doppler Anemometry System for Turbomachinery Applications »*, Measurements Science and Technology n°7, p. 922-931.

- **D**oukelis A., Mathioudakis K., Founti M., Papailiou K., 1997, *« 3-D LDA Measurements in an Annular Cascade for Studying Tip Clearance Effects »*, AGARD PEP Symposium on « Advanced Non-Intrusive Instrumentation for Propulsion Engines », Belgium, published in CP-598.

- **E**dmonds J.D., Harvey D., Wiseall S.S., 1997, « Recent Developments in the Application of Laser Doppler Anemometry to Compressor Rigs », AGARD PEP Symposium on « Advanced Non-Intrusive Instrumentation for Propulsion Engines », Belgium, published in CP-598, Paper 16.

- **F**örster W., Schodl R., Rijmenants E., 1990, *« Design and Experimental Verification of 3D Velocimeters Based on the L2F Technique »*, Proc. of 5th Int. Symp. on Appl. of Laser Techn. to Fluid Mech., Lisbon.

- **F**örster W., Karpinsky G., Krain H., Röhle I., Schodl R., 2000, *« 3-Component-Doppler-Laser-Two-Focus Velocimetry Applied to a Transonic Centrifugal Compressor »*, 10th International Symposium on Applied of Laser Techniques to Fluid Mechanics, paper 7.2, Lisbonne.

- **F**unes-Gallanzi M., Bryanston-Cross P.J., Chana K.S., 1994, « Wake Region Measurements of a Highly Three-Dimensional Nozzle Guide Vane Tested at DRA Pyestock Using Particle Image Velocimetry », ASME n°94-GT-349.

- **G**ogineni S., Goss L., Copenhaver W., Gorrell S., 1997, *« Development of Digital Two-Color PIV for Turbomachinery Applications »*, AIAA, Aerospace Sciences Meeting & Exhibit, 35th, AIAA 97-0494, Reno.

- **H**obson G.V., Dober D.M., 1994, *« Three-Dimensional Fibre-Optics LDV Measurements in the Endwall Region of a Linear Cascade of Controlled-Diffusion Stator Blades »*, ASME n° 94-GT-352.

- **O**akes W.C., Fleeter S., 1997, *« Characterization of Centrifugal Compressor Rotating Stall with Particle Image Velocimetry »*, AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference & Exhibit, 33rd, AIAA 97-3282, Seattle.

- **L**akshminarasimha A.N., Tabakoff W., Metwally A., 1989, *« LDV Measurements and the Flow Analysis in the Vaneless Region of a Radial Inflow Turbine »*, ASME 89-GT-157.

- **M**elling A., 1986, *« Seeding Gas Flows for Laser Anemometry »*, AGARD CP 399 « Advanced Instrumentation for Aero Engine Components », paper 15.

- **O**ttavy X., Trebinjac I., Vouillarmet A., 1998, *« Treatment of L2F Anemometer Measurement Volume Distortions created by Curved Windows for Turbomachinery Application »*, J. of Measurement Science and Technology, Vol. 9, p. 1511-1521.

- **P**asin M., Tabakoff W., 1993, *« Laser Measurements of the Flow Field in a Radial Turbine Rotor »*, AIAA Aerospace Sciences Meeting & Exhibit, 31th, Reno, AIAA 93-0156.

- **S**chodl R., 1974, « A Laser Dual-Beam Method for Flow Measurements in Turbomachines », ASME n°74-GT-157.

- **S**chodl R., 1989, *« Measurement Techniques in Aerodynamics : Laser Two Focus Techniques »*, VKI Lecture Series 1989-05.

- **S**habbir A., Celestina M.L., Adamczyk J.J., Strazisar A.J., 1997, *« The Effect of Hub Leakage Flow on Two High Speed Axial Flow Compressor Rotors »*, ASME n° 97-GT-346.

- **T**rébinjac I., Vouillarmet A., 1990, *« Laser Two-Focus Anemometry Investigation of the Flow Field Within a Supersonic Axial Compressor Rotor »*, ASME n°90-GT-298.

- **TSI**, www.tsi.com/fluid/piv_appl.

- **V**ouillarmet A., Charpenel S., 1997, *« Laser Two Focus Anemometry (L2F-3D) for Three-Dimensional Flow Analysis in an Axial Compressor »*, AGARD PEP Symposium on « Advanced Non-Intrusive Instrumentation for Propulsion Engines », Belgium, published in CP-598, Paper 6.

- **W**isler D.C., Mossey P.W., 1972, « Gas Velocity Measurements Within a Compressor Rotor Passage Using the Laser Doppler Velocimeter », ASME 72-WA/GT-2.

- **W**ernet M.P., 1997, *« Demonstration of PIV in a Transonic Compressor »*, AGARD PEP Symposium on Advanced Non Intrusive Instrumentation for Propulsion Engines, Bruxelles, published in CP-598, paper 51.

- **W**ernet M.P., 1998, *« Digital PIV Measurements in the Diffuser of a High Speed Centrifugal Compressor »*, AIAA, Advanced Measurement and Ground testing Technology Conference, 20th, AIAA 98-2777, Albuquerque.

- **W**ernet M.P., Bright M.M., 1999, *« Dissection of surge in a high speed centrifugal compressor using digital PIV »*, AIAA, Aerospace Sciences Meeting & Exhibit, 37th, AIAA 99-0270, Reno.

- **W**ernet M.P., 2000, *« A Flow Field Investigation in the Diffuser of a High-Speed Centrifugal Compressor Using Digital Particle Imaging Velocimetry »*, Measurement Science and Technology, volume 11, p1007-1022.

- **W**illiams R.C., 1987, *« Inter & Intra Blade Row Laser Velocimetry Studies of Gas Turbine Compressor Flows »*, ASME Paper 87-GT-235.

Chapitre 2

- **A**rnette S.A., Samimy M., Elliott G.S., 1998, *« Two-Component Planar Doppler Velocimetry in the Compressible Turbulent Boundary Layer »*, Experiments in Fluids 24 p323-332.

- **B**eutner T.J., Baust H.D., 1997, *« Recent Developments in Doppler Global Velocimetry »*, AGARD Fluid Dynamics 81st Meeting and Symposium on Advanced Aerodynamic Measurement Technology.

- **B**eutner T.J., Elliott G., Mosedale A., Carter C., 1998, *« Doppler Global Velocimetry Applications in Large Scale Facilities »*, AIAA, Advanced Measurement and Ground Testing Technology Conference, 20th, AIAA 98-2608, Albuquerque.

- **B**eutner T.J., Williams G.W., Baust H.D., Elliott G.S., Crafton J., Carter C.D., 1999, *« Characterization and Applications of Doppler Global Velocimetry »*, AIAA, Aerospace Sciences Meeting & Exhibit, 37th, AIAA 99-0266, Reno.

- **C**han V.S.S., Heyes A.L., Robinson D.I., Turner J.T., 1995a, *« Iodine Absorption Filters for Doppler Global Velocimetry »*, Measurement Science and Technology, Vol. 6, p784-794, juin 1995.

- **C**han V.S.S., Robinson D.I., Turner J.T., Heyes A.L., 1995b, *« A Simplified Doppler Global Velocimeter »*, ASME Laser Anemometry FED vol 229 p9-16.

- **C**lancy P.S., Samimy M., 1997, *« Multiple-Component Velocimetry in High Speed Flows Using Planar Doppler Velocimetry »*, AIAA, Aerospace Sciences Meeting, 35th, AIAA 97-0497, Reno.

- **C**lancy P.S., Samimy M., Erskine W.R., 1997, *« Planar Doppler Velocimetry : Three-Component Velocimetry in Supersonic Jets »*, AIAA, Aerospace Sciences Meeting & Exhibit, 36th, AIAA 98-0506, Reno.

- **E**lliott G.S., Samimy M., Arnette S.A., 1993, *« Molecular Filter-Based Diagnostics in High Speed Flows »*, AIAA, Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, 31th, AIAA 93-0512, Reno.

- **E**lliott G.S., Samimy M., Arnette S.A., 1994, « Details of a Molecular Filter-Based Velocimetry Technique », AIAA, Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, 32th, AIAA 94-0490, Reno.

- **G**erstenkorn S., Luc P., 1978, Atlas du spectre d'absorption de la molécule d'iode, Editions du CNRS, Paris.

- **H**iller B., McDaniel J.C., Rea E.C. Jr., Hanson R.K., 1983, *« Laser-Induced Fluorescence Technique for Velocity Field Measurements in Subsonic Gas Flows »*, Opt. Lett. 8, p474.

- **K**omine H., 1990, *« System for Measuring Velocity Field of Fluid Flow Utilizing a Laser-Doppler Spectral Image Converter »*, United States Patent No 4,919,536, Northrop Corp., Hawthorne, CA.

- **K**omine H., Brosnan S.J., 1991, *« Instantaneous, Three-Component, Doppler Global Velocimetry »*, Proceedings of the ASME 4th International Conference on Laser Anemometry, Advances and Applications, Vol. 1, p273-277.

- **K**omine H., Brosnan S.J., Litton A.B., Stappaerts E.A., 1991, *« Real-Time, Doppler Global Velocimetry »*, AIAA, Aerospace Sciences Meeting, 29th, AIAA 91-0337, Reno.

- **K**uhlman J., Naylor S., James K., Ramanath S., 1997, *« Accuracy Study of a 2-Component Point Doppler Velocimeter (PDV) »,* AIAA, Fluid Dynamics Conference, 28th, AIAA 97-1916, Snowmass Village.

- **L**ee J.W., Meyers J.F., Cavone A.A., Suzuki K.E., 1993, *« Doppler Global Velocimetry Measurements of the Vortical Flow Above an F/A-18 »*, AIAA, Aerospace Sciences Meeting & Exhibit, 31st, AIAA 93-0414, Reno.

- **L**empereur C., Barricau P., Mathé J.M., Mignosi A., Condis J., Aubry Y., Bouzinac J.P., 1999, *« Développement d'un Système de Vélocimétrie Doppler Globale »*, Rapport n°5670.03 ONERA DMAE/TME, Janvier 1999.

- **L**eporcq B., Le Roy J.F., Pinchemel B., Hostyn S., 1996, *« Intérêt de l'utilisation d'une source laser accordable en vélocimétrie Doppler globale »*, Office National d'Etudes et de Recherches Aérospatiales, Lille, 1996.

- **M**cKenzie R.L., 1995, *« Measurement Capabilities of Planar Doppler Velocimetry Using Pulsed Lasers »*, AIAA, Aerospace Sciences Meeting & Exhibit, 33rd, AIAA 95-0297, Reno and published in Applied Optics, Vol. 35 n°6, pp.948-964 in 1996.

- **M**cKenzie R.L., 1997a, *« Planar Doppler Velocimetry Performance in Low-Speed Flows »*, AIAA, Aerospace Sciences Meeting, 35th, AIAA 97-0498, Reno.

- **M**cKenzie R.L., 1997b, *« Planar Doppler Velocimetry for Large-Scale Wind Tunnel Applications »,* AGARD Fluid Dynamics Panel 81st Meeting and Symposium on Advanced Aerodynamic Measurement Technology, paper n°9.

- **M**eyers J.F., Lee J.W., Cavone A.A., 1991, *« Signal Processing Schemes for Doppler Global Velocimetry »*, IEEE 14th International Congress on Instrumentation in Aerospace Simulation Facilities, Rockville.

- **M**eyers J.F., 1992, *« Doppler Global Velocimetry, The Next Generation ? »*, AIAA, Aerospace Ground Testing Conference, 17th, AIAA 92-3897, Nashville.

- **M**eyers J.F., Lee J.W., Cavone A.A., 1992, *« Three Component Doppler Global Velocimeter Measurements of the Flow Above a Delta Wing »*, 6th International Symposium on Applications of Laser Techniques to Fluid Mechanics, paper 13.2, Lisbonne.

- **M**iles R.B., Lempert W.R., Forkey J., 1991, *« Instantaneous Velocity Fields and Background Suppression by Filtered Rayleigh Scattering »*, AIAA, Aerospace Sciences Meeting, 29th, AIAA 91-0357, Reno.

- **M**orisson G.L., Gaharan C.A., DeOtte Jr R.E., 1994, *« Doppler Global Velocimetry, Problems and Pitfalls »* Symposium on Laser Anemometry : Advances and Applications, Lake Tahoe, published in ASME FED vol 191.

- **N**aylor S., Kuhlman J., 1998, *« Accuracy Studies of a Two-Component Doppler Global Velocimeter (DGV) »*, AIAA, Aerospace Sciences Meeting & Exhibit, 36th, AIAA 98-0508, Reno.

- **P**ascal P., *« Nouveau traité de chimie minérale, Propriétés physiques de l'iode »*, p 456-468.

- **R**einath M.S., 1997, *« Doppler Global Velocimeter, Development for the Large Wind Tunnels at Ames Research Center »*, NASA Technical Memorandum 112210.

- **R**oehle I., Schodl R., 1997, *« Applications of Three Dimensional Doppler Global Velocimetry to Turbomachinery and Wind Tunnel Flows »*, AGARD PEP Symposium on Advanced Non Intrusive Instrumentation for Propulsion Engines, CP-598 paper 52, Bruxelles.

- **R**oehle I., Willert C., Schodl R., 1998, *« Recent Applications of Three-Dimensional Doppler Global Velocimetry in Turbomachinery »*, Proceedings 9th International Symposium on Applied of Laser Techniques to Fluid Mechanics, paper 34.2, Lisbonne.

- **R**oehle I., Schodl R., Voigt P., Willert C., 2000, « Recent developments and Applications of Quantitative Laser Light Sheet Measuring Techniques in Turbomachinery Components », Measurement Science and Technology, volume 11, p1023-1035.

- **S**amimy M., 1998, *« A Review of Planar Multiple-Component Velocimetry in High Speed Flows »*, AIAA, Advanced Measurement and Ground Testing Technology Conference, 20th, AIAA 98-2509, Albuquerque.

- **S**eiler F., Srulijes J., 1986, *« Doppler-Pictures of Velocity Fields, an Application to Fluid Mechanics »*, Proceedings of the Third International Symposium on Applications of Laser Anemometry to Fluid Mechanics, paper 19-1, Lisbon, July 1986.

- **S**elf S.A., 1974, *« Laser Doppler Anemometer for Boundary Layer Measurements in High Velocity, High Temperature MHD Channel Flows »*, Proceedings of the Second International Workshop on Laser Velocimetry, Purdue University, Vol. 2, pp.44-67, March 1974.

- **S**mith M.W., 1998a, *« The Reduction of Laser Speckle Noise in Planar Doppler Velocimetry Systems »*, AIAA, Advanced Measurement and Ground Testing Technology Conference, 20th, AIAA 98-2607, Albuquerque.

- **S**mith M.W., 1998b, « Application of a Planar Doppler Velocimetry System to a High Reynolds Number Compressible Jet », AIAA, Aerospace Sciences Meeting & Exhibit, 36th, AIAA 98-0428, Reno.

- **S**mith M.W., Northam G.B., 1995, *« Application of Absorption Filter-Planar Doppler Velocimetry to Sonic and Supersonic Jets »*, AIAA, Aerospace Sciences Meeting & Exhibit, 33rd, AIAA 95-0299, Reno.

- **T**horpe S.J., Ainsworth R.W., Manners R.J., 1995, *« The Development of a Doppler Global Velocimeter and its Application to a Free Jet Flow »*, ASME Laser Anemometry FED vol 229 p131-138.

- **W**ernet P., 2000, *« Analytical Model of Experimental Errors in Doppler Global Velocimetry (DGV) »*, 9th International Symposium on Flow Visualization, paper 319.

- **Y**eh Y., Cummins H.Z., 1964, *« Localized Fluid Flow Measurements with a He-Ne Laser Spectrometer »*, Applied Physics Letters, Vol. 4, n°10, pp.176-178, May 1964.

- *"Fiche Toxicologique n° 207 Iode I_2"*, Note établie par les services techniques et médicaux de l'INRS. Cahier de notes Documentaires n° 119, 2ème Trimestre 1985 (p 273-276).

Chapitre 3

- **A**ndelfinger R., *« Photon Transfer Curve Statistics and CCD Characterization »*, Application Note, www.smd.com.

- **B**arricau P., Lempereur C., Mathé J.M., Buchet H., Aubry Y., Churoux P., Duchenne B., 2000, *« Velocimetrie Globale à Effet Doppler »*, Rapport n° RT 1/03491-01F DMAE, Décembre 2000.

- **C**hedas J.P., 1999, *« Optimisation d'un dispositif de Vélocimétrie Doppler Globale »*, DEA traitement du signal, ENSICA.

- **D**alsa, 2000, *« Dalsa 1M15 Area Scan Camera »*, Technical report, www.dalsa.com

- **F**lorens O., 2000, *« Développement d'un dispositif de Vélocimétrie Doppler Globale à trois composantes »*, Stage de fin d'étude, ENSICA.

- **L**empereur C., Barricau P., Mathé J.M., Mignosi A., Condis J., Aubry Y., Bouzinac J.P., 1999, *« Développement d'un Système de Vélocimétrie Doppler Globale »*, Rapport n°5670.03 ONERA DMAE/TME, Janvier 1999.

Chapitre 4

- **B**orn M., Wolf E., *« Diffraction by a conducting sphere : Theory of Mie »,* Principles of Optics : Electromagnetic Theory of Propagation, Interference, and Diffraction of Light (Sixth Edition), chap 13.5 p633-664.

- **D**urst F., Melling A., Whitelaw J.H., 1976, *« Principles and Practice of Laser Doppler Anemometry »*, Academic Press, 1976.

- **V**an de Hulst, *« Light Scattering by Small Particles »*, Dover Publications, New York.

Chapitre 5

- **K**eane R.D., Adrian R.J., 1992, *« Theory of Cross-correlation Analysis of PIV Images »*, Applied Scientific Research, Vol.49, p191-215, 1992.

Annexes

- **R**affel M., Willert C.E., Kompenhans J., *« Particle Image Velocimetry, a pratical guide »*, Springer.

- **H**ough P. V. C., 1962, *« Method and Means for Recognizing Complex Patterns »*, US Patent 3069654.

- **D**uda R.O., Hart P.E., 1972, *« Use of the Hough Transformation to Detect Lines and Curves in Pictures »*, Communication ACM, 15, 1, p11-15.

1. Les principes physiques de la vélocimétrie laser

La vélocimétrie laser est une méthode de mesure couramment utilisée en aérodynamique. Son rôle est de détecter le mouvement de particules traceurs submicroniques. Ces particules sont supposées suivre suffisamment bien le mouvement du fluide pour qu'une mesure de leur vitesse permette de déduire la vitesse de l'écoulement lui-même. Pour mettre en œuvre ce principe, le vélocimètre est composé d'un dispositif d'émission de la lumière laser permettant d'éclairer une zone de mesure de l'écoulement, appelée volume de mesure. Il est équipé d'un système de réception qui recueille la lumière diffusée par les particules traversant cette zone et la traite de manière à en déduire des informations sur la vitesse moyenne, ou instantanée, ainsi que sur le niveau de turbulence de l'écoulement.
Il existe deux grandes catégories de vélocimètre laser : la première est basée sur l'effet Doppler (VLF ou LDV), la seconde sur la mesure du temps de vol (L2F, PIV).

1.1. Principe de l'effet Doppler

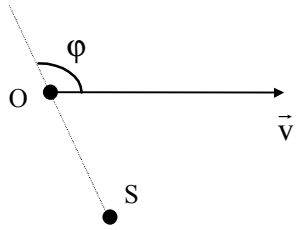
Une onde électromagnétique éclairant une particule en mouvement est diffusée par celle-ci avec une fréquence différente de la fréquence incidente : c'est l'effet Doppler. Cette propriété est utilisée dans de nombreux domaines pour mesurer la vitesse d'objets de toutes sortes : planètes, voitures, particules microscopiques…
La vélocimétrie laser Doppler est fondée sur la mesure du décalage en fréquence de la lumière laser incidente éclairant les particules.

1.1.1. Historique

Chacun a pu constater, lors de son déplacement rapide par rapport à une source sonore, que le son perçu change de fréquence lorsque l'on croise la source. Il en est de même pour une source mobile par rapport à un observateur fixe.
Dans le cas d'un observateur mobile de vitesse $\vec{v}$ par rapport à une source fixe, la fréquence perçue sera :

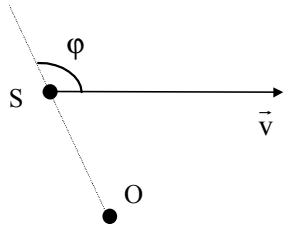
$$f' = f.\left(1 - \frac{v.\cos\varphi}{a}\right)$$

a : célérité de l'onde



Dans le cas d'une source mobile de vitesse $\vec{v}$ par rapport à un observateur fixe, la nouvelle fréquence sera :

$$f' = \frac{f}{\left(1 - \frac{v.\cos\varphi}{a}\right)}$$



1.1.2. Applications aux ondes lumineuses - Mise en équation

Considérons une particule animée d'une vitesse $\vec{v}$, éclairée par une onde monochromatique de fréquence f_0 (figure 118).

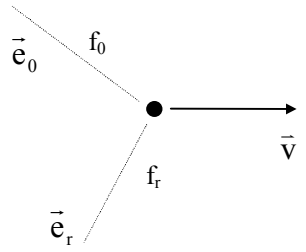


figure 118 : principe.

La particule diffuse de la lumière dans toutes les directions avec une fréquence dépendante de l'angle d'observation. Les fronts d'onde se déplaçant à la vitesse de la lumière $c = f_0\lambda_0$, la composante de la vitesse de la particule dans la même direction est $\vec{v}\cdot\vec{e}_0$.
Il en résulte une vitesse relative de l'onde : $v' = f_0\lambda_0 - \vec{v}.\vec{e}_0$. La fréquence de réémission de la lumière dans tout l'espace après diffusion par la particule est alors :

$$f' = \frac{v'}{\lambda_0} = f_0.\left(1 - \frac{\vec{v}.\vec{e}_0}{c}\right) \tag{1}$$

L'observateur, fixe, recevra dans la direction $\vec{e}_r$ cette lumière avec une fréquence :

$$f_r = \frac{f'}{\left(1 - \frac{\vec{v}\cdot\vec{e}_r}{c}\right)} \tag{2}$$

La différence de fréquence enregistrée par hétérodynage des faisceaux incident et diffusé s'exprime donc par :

$$\Delta f = f_r - f_0 = f_0\left(\frac{1 - \frac{\vec{v}\cdot\vec{e}_0}{c}}{1 - \frac{\vec{v}\cdot\vec{e}_r}{c}} - 1\right) \tag{3}$$

soit finalement

$$\Delta f = \frac{f_0}{c}.\frac{\vec{v}.\left(\vec{e}_r - \vec{e}_0\right)}{\left(1 - \frac{\vec{v}.\vec{e}_r}{c}\right)} \tag{4}$$

Cette expression se simplifie si la vitesse de la particule est supposée petite devant la vitesse de la lumière (ce qui est le cas de la plupart des écoulements fluides…) ($\vec{v}\cdot\vec{e}_r << c$).

La fréquence Doppler sera donc :

$$\boxed{f_D = f_r - f_0 = \frac{\vec{v}\cdot\left(\vec{e}_r - \vec{e}_0\right)}{\lambda_0}} \tag{5}$$

Sous cette forme l'effet Doppler n'est pas utilisable pratiquement car il faudrait mesurer une fréquence λ de l'ordre de 10^{14} Hz avec une précision absolue de l'ordre du MHz. Divers montages ont été utilisés pour résoudre ce problème. Le plus utilisé est appelé « Doppler différentiel » ou à Franges.

1.1.3. Méthode du montage Doppler différentiel ou à Franges

Dans ce système, la particule va diffuser de la lumière monochromatique cohérente provenant de deux faisceaux (figure 119) :

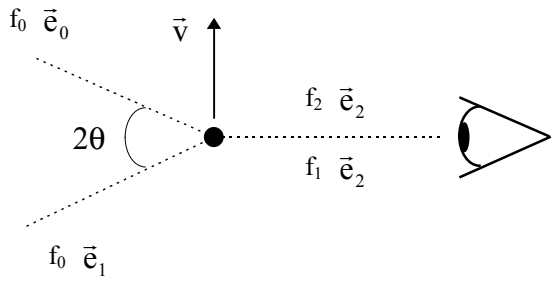


figure 119 : principe optique du montage dit « Doppler à Franges ».

La fréquence diffusée relative aux deux faisceaux sera :

$$f_1 = f_0 + \frac{\vec{v}}{\lambda_0}\left(\vec{e}_2 - \vec{e}_0\right) \qquad f_2 = f_0 + \frac{\vec{v}}{\lambda_0}\left(\vec{e}_2 - \vec{e}_1\right) \tag{6}$$

D'où la fréquence Doppler :

$$f_D = f_2 - f_1 = \frac{\vec{v}}{\lambda_0}\left(\vec{e}_0 - \vec{e}_1\right) = \frac{2v\sin\theta}{\lambda_0} \tag{7}$$

La fréquence f_D est indépendante de la direction d'observation, ce qui autorise l'utilisation de récepteur de grande ouverture. Notons cependant que l'intensité de la lumière diffusée dépend fortement de la direction d'observation et passe par un maximum sur la bissectrice des deux faisceaux.

1.2. Principe du temps de vol

La deuxième méthode pour déterminer la vitesse des particules est basée sur la technique du temps de vol. L'équation s'écrit simplement :

$$\boxed{\text{vitesse} = \frac{\text{distance}}{\text{temps}}} \tag{8}$$

La mesure consiste alors, soit à déterminer le temps mis par les particules pour parcourir une distance connue, soit au mesurer le déplacement effectué par ces particules pendant un intervalle de temps donné. La première méthode correspond à la vélocimétrie Bipoint (L2F), la seconde à la vélocimétrie par image de particule (PIV).

2. Définition des caractéristiques de mesure

Parmi les trois systèmes, deux sont dits ponctuels car le volume de mesure est localisé en un point précis de l'écoulement : ce sont la VLF et la L2F. Ces systèmes se composent de plusieurs éléments optiques, ainsi que de dispositifs mécaniques permettant d'assurer le déplacement du volume de mesure dans la zone d'écoulement tout en conservant les qualités optiques (notamment la focalisation des faisceaux…). La PIV est quant à elle une technique globale de mesure de vitesse.

2.1. La Vélocimétrie Laser à Franges (LDV)

Le volume de mesure est obtenu à l'intersection de deux faisceaux focalisés de lumière monochromatique et cohérente, issue de l'émission. Les deux faisceaux interfèrent et créent un réseau de franges d'interférences planes et parallèles (figure 120). Une particule de petite dimension devant la distance interfrange (Δx), traversant cette zone, va diffuser de la lumière au passage de chaque frange brillante. Un photomultiplicateur (PM), placé généralement en rétrodiffusion sur l'axe optique, va capter le signal lumineux nécessaire au traitement.

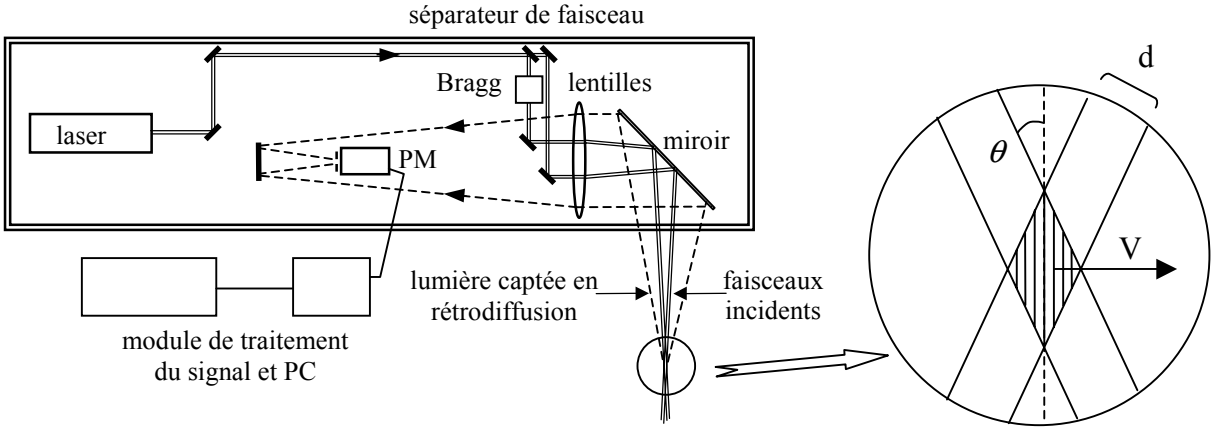


figure 120 : dispositif optique de la VLF monocomposante, et volume de mesure.

Les caractéristiques du volume de mesure sont définies par :

- le diamètre des faisceaux d (50 μm< d <200 μm),
- la distance interfrange Δx (plusieurs dizaines de franges dans le volume),
- la longueur du volume dans l'axe optique L (0,5 mm< L <1,5 mm), ou le demi-angle θ.

La composante de vitesse mesurée est perpendiculaire au réseau de franges.

Les relations donnant la fréquence Doppler vues précédemment montrent que seul le module de la vitesse intervient dans le décalage de la fréquence. Deux particules traversant le volume de mesure suivant la même direction, mais selon des sens opposés fourniront le même signal en sortie du photo-détecteur. Il est donc nécessaire de trouver une méthode levant toute ambiguïté. Pour déterminer le signe de la vitesse, une méthode simple consiste à faire défiler des réseaux de franges à la vitesse constante u_d, qui se compose alors avec la vitesse de la particule, de telle sorte que la vitesse résultante soit toujours positive. Le croisement de deux faisceaux de fréquences légèrement différentes permet d'obtenir un tel résultat.

L'écart de fréquences entre les deux faisceaux laser incidents est réalisé en faisant passer l'un d'eux au travers d'une cellule de Bragg, système opto-acoustique constitué d'un cristal vibrant à une fréquence donnée (40 MHz).

2.2. La Vélocimétrie Bipoint (L2F)

Le volume de mesure est généré par deux faisceaux laser parallèles focalisés dans le même plan et dont les taches de convergence dans le plan de focalisation ont un diamètre d. Leurs centres sont séparés par une distance s connue, appelée distance inter-taches. Le faisceau situé en amont dans le sens de l'écoulement est nommé start et celui situé en aval est nommé stop (figure 121). Une particule diffusante passant successivement par le start puis par le stop réémet deux impulsions lumineuses qui sont recueillies par deux photo-détecteurs associés chacun à un des faisceaux. Connaissant la distance séparant les deux taches, l'intervalle de temps (temps de vol) séparant ces deux impulsions permet de déduire le module de la vitesse des particules dont la direction est alignée avec l'intersection du plan de focalisation et du plan des faisceaux.

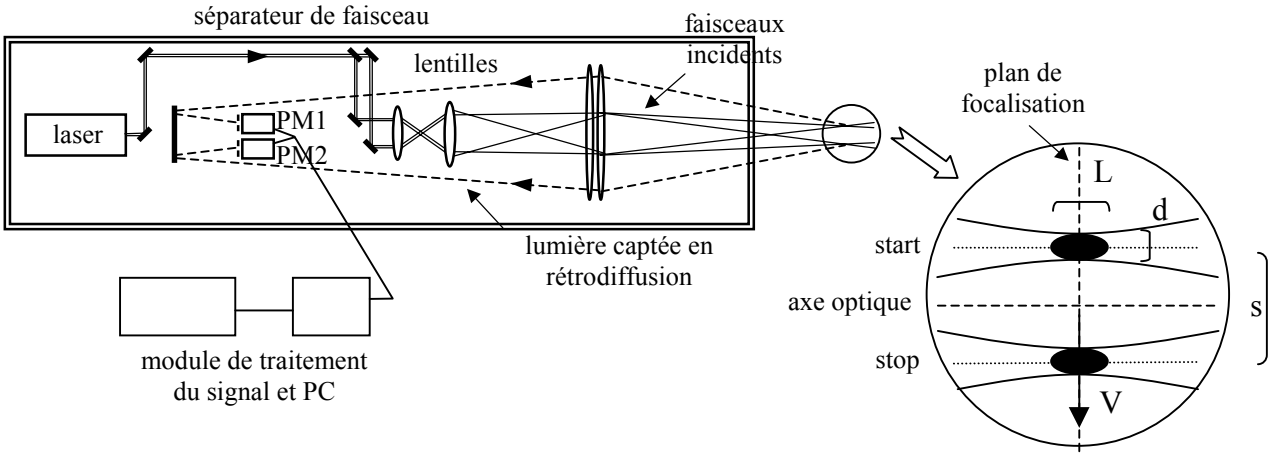


figure 121 : dispositif optique de la L2F monocomposante, volume de mesure.

Les caractéristiques du volume de mesure en L2F sont définies par :

- le diamètre des faisceaux focalisés d (5 μm< d <10 μm),
- la distance inter-taches s (0,1 mm< s <0,5 mm),
- et la longueur dans la direction de l'axe optique L.

Ce dernier paramètre dépend de la distribution d'intensité des faisceaux lasers autour du plan focal et de la résolution spatiale des systèmes optiques de réception. Le rapport d/s influence la précision sur la mesure de l'angle. Plus il est grand, plus la précision est importante, mais l'acquisition devient très longue car peu de particules traversent convenablement le volume de mesure.

La mesure du module de vitesse à l'aide de la procédure précédente a alors un sens, si d'une part le plan de focalisation est tangent aux surfaces de courant, et si d'autre part la direction joignant le centre des deux taches de convergence est orientée selon la direction de l'écoulement. Dans le cas des écoulements turbulents, pour prendre en compte les fluctuations du vecteur vitesse, il devient nécessaire d'enregistrer le passage d'un nombre important de particule à travers le volume de mesure, et ce, pour plusieurs de ses orientations, afin de

couvrir entièrement le domaine des vitesses rencontrées dans l'écoulement. Cette démarche doit permettre de restituer les propriétés statistiques du champ turbulent étudié.

2.3. La Vélocimétrie par Images de Particules (PIV)

La PIV est une technique permettant d'obtenir le champ de déplacement d'un écoulement ensemencé entre deux instants. Les particules sont illuminées par une tranche laser suivant un plan (figure 122). La source de lumière génère deux pulses ($\geq$100 mJ/pulse) de très courte durée ($\approx$10 ns), « figeant » la position des particules. L'intervalle de temps entre deux pulses est directement lié à la vitesse locale de l'écoulement moyen (de 0,1 µs à 1 s). La lumière réfléchie par les particules est enregistrée sur deux trames d'un capteur CCD, placé perpendiculairement au plan de lumière. Connaissant la durée entre les deux impulsions, la technique consiste à déterminer le déplacement des particules, donc d'en déduire la direction et le module de la vitesse dans le plan de la nappe.

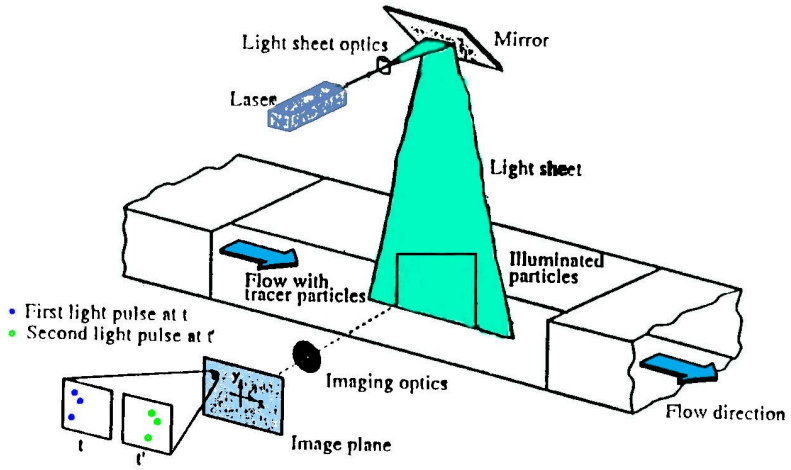


figure 122: dispositif optique de la PIV (Raffel et al.).

Afin d'analyser l'acquisition, chaque image enregistrée est subdivisée en sous-domaines de petite taille, appelés fenêtres d'interrogation. Le vecteur déplacement local entre deux trames successives est alors déterminé pour chaque fenêtre à partir de la position des particules visibles aux deux instants. Une méthode de corrélation est appliquée afin de déterminer le déplacement le plus probable de l'ensemble des particules présentes dans la fenêtre. En reproduisant le processus sur l'ensemble des fenêtres, une carte de vecteurs déplacements statistiques est obtenue. La cartographie des vecteurs vitesses est finalement déterminée en connaissant l'intervalle de temps entre les deux impulsions. Le traitement d'une paire d'images correspond à une cartographie du champ de vitesse instantanée de l'écoulement. L'acquisition successive d'un nombre important de ces paires images permet alors d'obtenir le champ moyen de vitesse ainsi que les composantes fluctuantes.

La résolution spatiale de la technique PIV dans l'espace objet, permettant d'évaluer les plus petites structures de l'écoulement, dépend de trois paramètres :

- le rapport de taille (Objet/Image) fixé par les conditions expérimentales,
- l'intervalle spatial entre chaque pixel sur le capteur fixé par la caméra,
- la taille des fenêtres d'interrogation en pixels.

1. Technologie de transfert des charges

L'architecture de la matrice dépend de la technologie de transfert des charges. Les deux principaux modes de transfert sont détaillés ci-dessous. Il s'agit des modes dits « à transfert de trame » et « à interlignage ».

1.1. Le processus à transfert de trame (figure 123)

Il existe deux matrices CCD : à la fin de la période d'intégration, les registres CCD à décalage transfèrent les charges accumulées dans la zone photosensible vers les lignes correspondantes de la zone mémoire, insensible à la lumière (a)→(b). Quand ce processus est terminé, les charges de chaque ligne de la mémoire sont transférées dans un registre horizontal unique (c), puis transmises vers l'extérieur du composant (d) à (f).
Pendant la durée des transferts de la zone de stockage vers l'étage de sortie, l'intégration des charges relatives à la trame suivante a lieu dans la zone image qui reste toujours photosensible. Ce phénomène est schématisé par l'accroissement de la taille des lettres dans la zone photosensible entre les étapes (c) et (f).

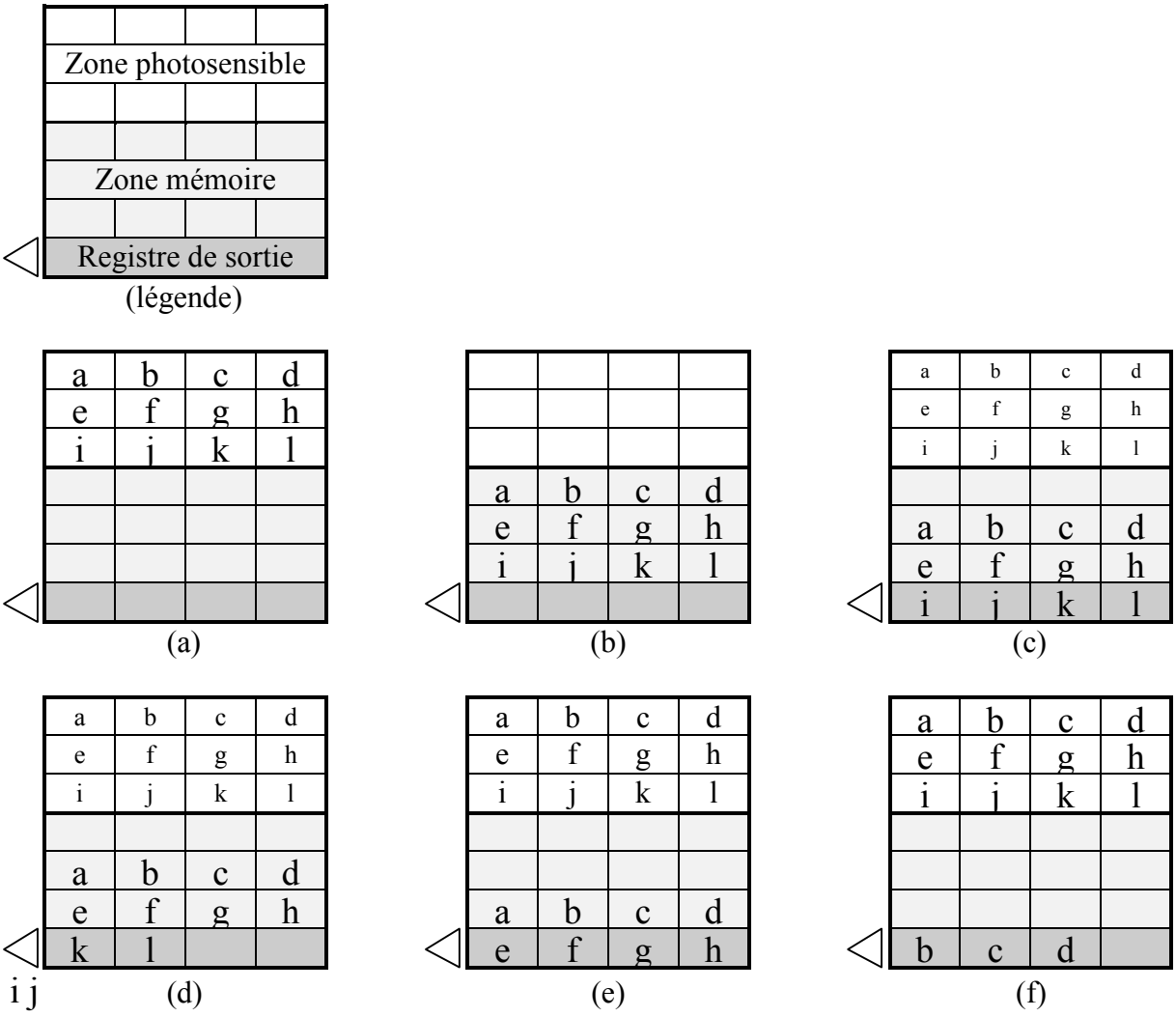


figure 123 : Principe du CCD à transfert de trame

1.2. Les dispositifs à interlignage

Ils intègrent des registres verticaux à décalage entre chaque colonne de la matrice CCD qui ici est unique (figure 124). A la fin du temps d'intégration, les charges sont translatées par colonne vers les registres à décalage voisins (a)→(b), qui jouent le rôle de mémoires et sont protégés de la lumière. Ceux-ci sont ensuite vidés ligne à ligne (c), et séquentiellement sur chaque ligne (c)→(d), dans le registre horizontal de sortie pour créer le signal électrique. L'intégration de la trame suivante débute après le premier transfert (c), de la zone photosensible vers les registres à décalage verticaux et se poursuit donc pendant les transferts concernant le registre horizontal de sortie. Cette technologie permet généralement de transférer plus rapidement les charges et augmenter ainsi la cadence d'acquisition.

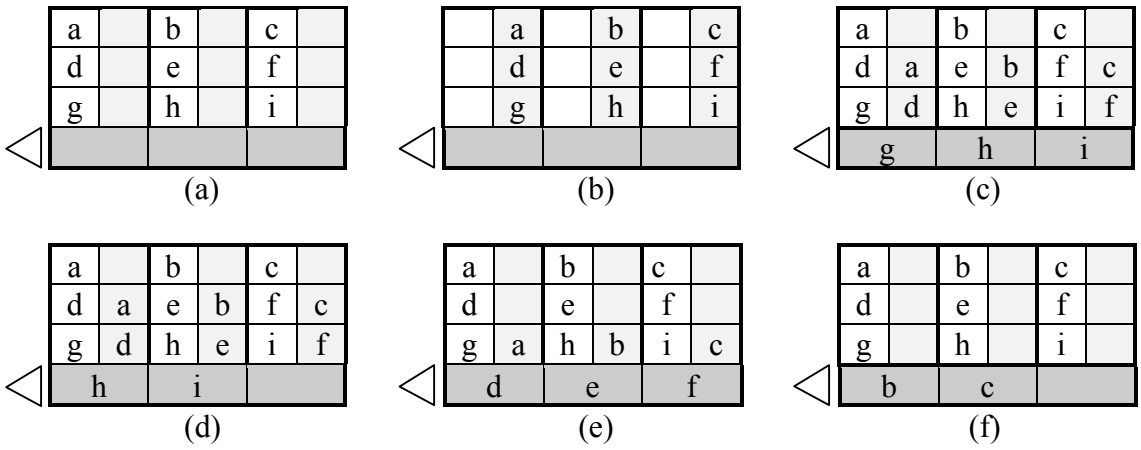


figure 124 : Principe du CCD à interlignage

1.2.1. Conséquence 1 : phénomène de smear

Dans les deux cas, des charges parasites peuvent être accumulées et apparaître sur des colonnes de l'image à partir de pixels très lumineux. Ce phénomène, connu sous le nom de *smear* (traînée), a une origine différente selon la technologie utilisée.

- Dans la technologie dite à transfert de trame, les charges sont transférées de la zone active à la zone mémoire, à la fin de la période d'intégration, selon le processus décrit sur la figure 123. Pendant ce laps de temps, le capteur reste actif : les photons qui impactent sur un pixel donné, produisent des charges qui s'ajoutent aux charges en cours de transfert, provenant pour leur part de lignes antérieures sur l'image. Pour minimiser cet effet parasite, il faut que le temps de transfert soit le plus court possible. Or, il est de l'ordre de la milliseconde dans les caméras actuelles, ce qui est loin d'être négligeable lorsque les temps d'intégration sont faibles.
- Pour les capteurs à interlignage, le *smear* provient de photons qui entrent dans les registres à décalage, après diffraction et/ou réflexion sur les interfaces des différentes couches qui constituent le capteur. Des électrons, générés sous la zone photosensible, peuvent aussi diffuser dans ces registres.

Remarque DGV : Il est tout à fait indispensable de s'affranchir de ce phénomène pour assurer la précision de la mesure en DGV. Des avancées technologiques permettent de le réduire par construction même : diminution des temps de transfert, optimisation des structures silicium, ... Pour les caméras à transfert de trame, la solution *anti-smear* la plus radicale consiste à protéger le capteur de la lumière pendant la durée du transfert de charges. Il est possible d'obturer la lumière soit au niveau de la réception, soit au niveau de l'émission. Dans un

premier temps, il paraît plus simple d'obturer le faisceau laser à la source, car sa section géométrique est plus faible que celle du faisceau lumineux entrant dans la pupille de la caméra. De plus, lors de la mise en œuvre du dispositif DGV complet utilisant trois paires de caméras, la synchronisation de la prise d'images sera ainsi naturellement assurée.

1.2.2. Conséquence 2 : microlentilles

Pour les capteurs à interlignage, la surface active est réduite par la présence des registres à décalage. Le facteur de remplissage *(Fill Factor)* correspond au rapport de la surface active par la surface totale du capteur et est de l'ordre de 25% à 45% pour les matrices à interlignage alors qu'il est voisin de 75% pour le capteur à transfert de trame (la surface totale n'est jamais entièrement active).

Pour augmenter la sensibilité et ne pas réduire la résolution spatiale des capteurs à interlignage, des microlentilles sont déposées à la surface du capteur, qui focalisent vers la zone sensible du pixel, la lumière arrivant sur les registres. On obtient ainsi un accroissement du rapport dans un facteur deux à trois. Il y a cependant un inconvénient à cette technologie : si l'ouverture de la pupille de sortie de l'objectif de la caméra est importante, les rayons qui arrivent sur la microlentille peuvent être focalisés sur une surface plus étendue que la surface sensible du pixel (figure 125).

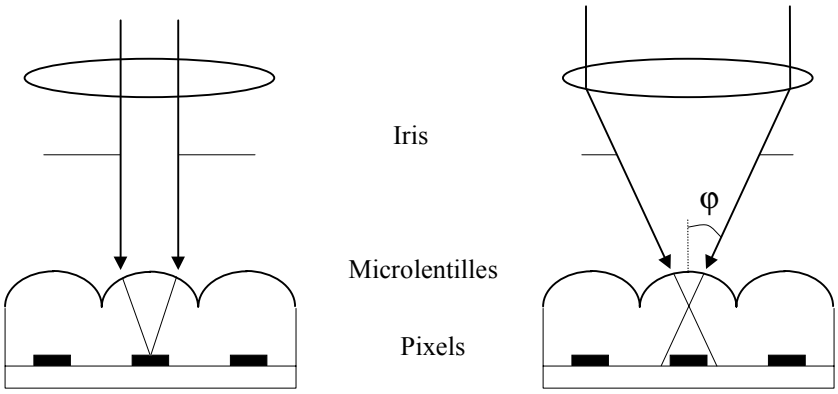


figure 125 : Effet de l'ouverture géométrique sur le chemin optique à travers la microlentille.

La sensibilité relative du pixel s'effondre alors avec l'ouverture, jusque dans un facteur deux à pleine ouverture (figure 126).

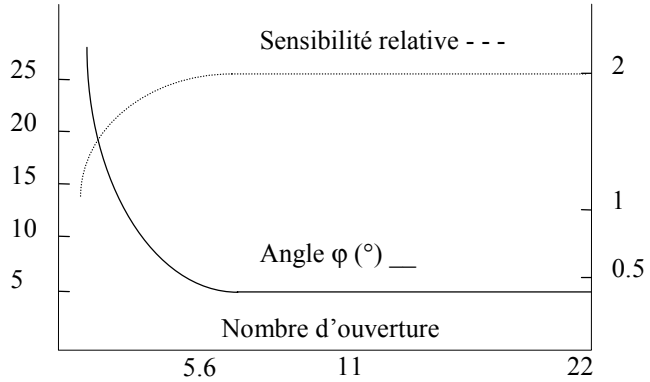


figure 126 : Influence du nombre d'ouverture sur la sensibilité relative.

En outre, plus le pixel est éloigné du centre de l'image, plus la zone de focalisation est décalée par rapport au centre du pixel (figure 127), ce qui induit également une variation de sensibilité.

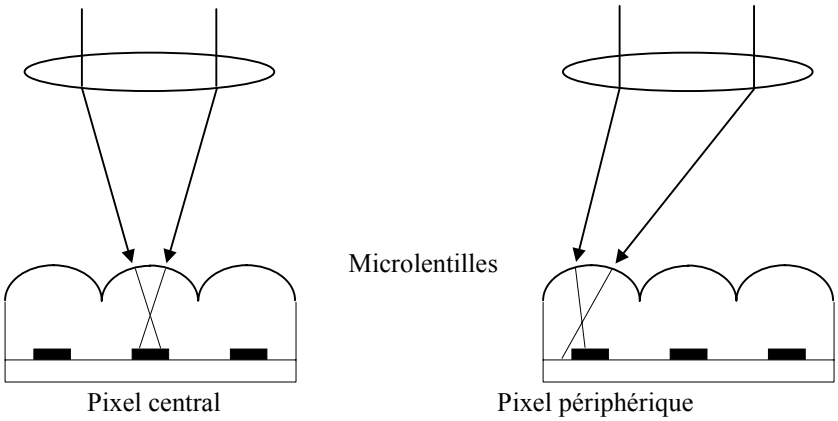


figure 127 : Effet de l'angle d'incidence du rayon lumineux

Remarque DGV : Pour minimiser ce phénomène, il serait préférable de travailler avec une ouverture géométrique faible. Toutefois, ce sont principalement les paramètres suivants : puissance du laser, hauteur de la nappe, qualité de l'ensemencement et angle de réception, qui imposent l'ouverture minimale nécessaire pour assurer un niveau de signal vidéo donné.

2. Signal vidéo analogique ou numérique

Le capteur CCD fournit un signal électrique qui véhicule une tension représentant l'énergie reçue pendant le temps d'intégration. Cette tension varie d'une manière continue (au sens macroscopique) : on dira de ce signal qu'il est analogique. L'opération suivante, nécessaire au traitement de l'information par le calculateur, code la donnée en valeur numérique, donc discontinue. L'opération de quantification engendre une perte d'information qui devra être minimale, c'est-à-dire être compatible avec le niveau de bruit du signal analogique.

Il existe dans le commerce les deux versions de sortie, ou plutôt deux types de caméras : les caméras « analogiques » et les caméras « numériques ».

- Les caméras dites « analogiques » ont une sortie analogique dont la numérisation est prise en charge par un dispositif externe, une carte de codage en général intégrée au calculateur. Elles ont un rapport signal sur bruit faible, de l'ordre de 40 à 50 dB. Une numérisation sur 8 bits est donc parfaitement adaptée et la mise en œuvre est aisée. La caméra peut être de petites dimensions puisque le nombre de composants est limité. Le transport de l'information, respectant l'un des standards CCIR ou RS170, s'effectue par un câble coaxial ne présentant pas de particularité. La distance entre le capteur et le calculateur peut être importante (plusieurs dizaines de mètres). Si le transport de l'information ne pose pas de problème majeur à 40 dB, il en va différemment à 60-70 dB.
Les désagréments ne sont pas très nombreux, mais rendent ce type de caméra peu exploitable pour un objectif de mesure quantitative de l'intensité. Des mesures de nature géométrique

dans une image (recherche de contours, position de points singuliers, ...) ne souffrent pas - ou à un degré moindre - de cette faible dynamique.
De plus, une chaîne de mesure qui exploite un signal analogique a recours à un dispositif dit de *« clamping »* qui ajoute de l'imprécision. Son emploi tient à la nécessité de restaurer un signal de référence qui définit le niveau du noir devant être affiché sur un moniteur, ou encore utilisé pour le calcul. En effet, le signal fourni par la caméra possède une bande passante limitée à ses extrêmes par l'électronique de la caméra, et notamment une fréquence de coupure basse de quelques Hz. Ainsi, la composante continue n'est pas transmise. Pour la restaurer, un circuit réalise l'opération de *clamping* qui consiste à mémoriser la tension de début de ligne (ou se trouve la référence « noir ») puis à la soustraire au signal analogique entrant.… Cette opération se réalise au moyen d'un filtre passe-bas qui intègre le signal image et restitue ainsi une information représentative du niveau noir, compatible avec une exploitation à niveau de quantification limitée. Toutes les caméras possédant une dynamique supérieure à 8 bits intègrent un codeur numérique.
Pour terminer, il faut préciser que l'échantillonnage des pixels est réalisé au moyen d'une horloge dont la fréquence est fonction de la définition du capteur. Cette horloge de synthèse est fabriquée au moyen d'un circuit nommé PLL (*Phase Locked Loop*) asservi sur la fréquence ligne. Cette dernière doit être d'une stabilité parfaite pour éviter tout *jitter*. En outre, certaines cartes proposent à l'utilisateur de jouer sur la phase de l'horloge. En effet, la fréquence seule ne suffit pas à échantillonner précisément le signal du CCD.

- Les caméras dites « numériques » ont les inconvénients de leurs avantages. La présence du codeur nécessite des composants supplémentaires : la caméra est plus lourde, de dimensions supérieures, et consomme plus d'énergie. En sortie, véhiculer un signal numérique à haute cadence (20 MHz) sur des distances importantes nécessite un câblage spécifique et de longueur définie. Il reste à préciser que l'interface numérique, sans poser de problème incontournable, est à définir car aucune norme ne vient faciliter le travail d'interfaçage.

On ne parle plus ici de *clamping*. Le codeur opère à la source la soustraction de la référence « noir » fournie par le composant CCD même.
Enfin, le constructeur n'a aucune difficulté pour préciser la fréquence et la phase de l'horloge d'échantillonnage. Il connaît bien l'instant précis où doit avoir lieu la conversion analogique-numérique.

3. Cadence

Le système DGV utilise un couple de caméras qui travaillent en synchronisme absolu lors de la phase de prise d'images. La lecture des informations, qui pourrait se faire de manière séquentielle, ne peut elle aussi qu'être traitée en parallèle. A cela, deux raisons de fond et de forme :

- de forme : acquérir en séquence conduit à augmenter la durée des essais d'un facteur deux; on comprend dès lors que cet aspect ne dictera pas le fonctionnement du processus.
- de fond : acquérir en séquence conduit à retarder la lecture des informations qui par conséquent restent mémorisées sous forme *analogique* dans la caméra. Transférer un million de pixels nécessite au minimum 20 ms (tA). La constante de temps équivalente pour que ce délai n'entraîne pas une chute de tension supérieure à 1/4096 de la tension dans chaque cellule analogique (hypothèse d'un codage sur 12 bits) est donnée par $T = tA \times \ln 4096 = 166$ ms. Avec des capacités typiques de 150 fF, la résistance doit être au minimum de 1 TΩ !

Remarque : l'acquisition des images, numérisées par les caméras en leur sein même, doit être réalisée sans délai pour ne pas perdre de l'information. On peut alors faire une saisie par l'intermédiaire de deux systèmes d'acquisition/traitement indépendants. Cette approche risque de poser problème avec un système de trois paires de caméras. La seconde approche consiste à synchroniser les caméras avant d'échantillonner leur signal sur une même carte au moyen d'une horloge commune. Cela peut paraître trivial puisque la presque totalité des caméras analogiques supporte un mode de lecture synchrone. Par malheur, les caméras numériques ne proposent pas cette option. Aussi, il faudra développer une interface qui resynchronise les flux de données, et simule une caméra 32 bits.

4. Etude théorique des sources de bruit

La courbe théorique de transfert de photons d'un capteur CCD en fonction de l'illumination est reproduite sur la figure 128.

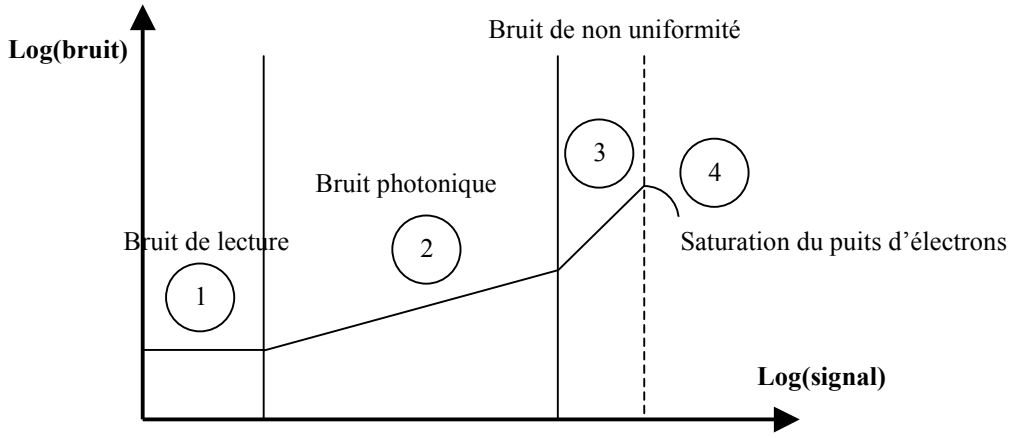


figure 128 : Courbe de transfert de photons.

- zone 1 : le bruit de lecture représente un bruit intrinsèque du système, lié à l'amplificateur de sortie du CCD et à l'électronique de traitement du signal. On peut l'évaluer sous très faible illumination et avec des temps d'intégration très faible.

- zone 2 : quand l'illumination du capteur augmente, le bruit photonique Bp, proportionnel à la racine carrée du signal d'illumination, devient prépondérant.

$$B_p \propto \sqrt{S} \tag{1}$$

- zone 3 : pour de très hauts niveaux d'illumination, la non uniformité de réponse des photoéléments (NUP) vient s'ajouter aux précédentes sources de bruit.

$$B_{nu} \propto S \times NUP \tag{2}$$

- zone 4 : si le niveau de luminance est tel que le puits d'électrons arrive à saturation, les charges vont se distribuer sur les pixels voisins, créant ainsi un effet de moyenne, qui fait

décroître le bruit. Cependant l'image présentera des défauts autour de la zone surexposée. Ce phénomène se nomme le *blooming*. En pratique, la caméra est conçue pour que la valeur maximale du signal de sortie soit obtenue juste avant la saturation des puits, ce qui supprime ce phénomène.

A ces sources de bruit peuvent s'ajouter trois effets qui perturbent la précision de la mesure :
- la non efficacité de transfert, liée au fait que le temps alloué au transfert est fini et dépend des imperfections des matériaux. Lors du passage des charges de pixel à pixel, tous les électrons ne sont pas transportés. Deux coefficients de non efficacité, vertical et horizontal, sont définis égal au nombre d'électrons transportés sur le nombre d'électrons à transporter. Toutefois, ce phénomène est nul pour une scène uniforme et reste mineur s'il n'existe pas de gradient important d'intensité lumineuse entre pixels voisins.
- les courants d'obscurité générés par effet thermique au niveau des imperfections des matériaux. Ils introduisent une composante continue sur le signal. Pour les corriger il suffit d'acquérir une image de noir avec le temps d'intégration souhaité puis de la soustraire à l'image de la scène observée.
- le phénomène de *blooming* : si l'illumination est telle que les puits à électrons sont pleins avant la fin de la période d'intégration, l'impact de photons supplémentaires peut tout de même donner naissance à un électron qui va alors passer dans un puits voisin, et dégrader localement l'image. Néanmoins, la majorité des caméras sont équipées d'un dispositif *anti-blooming*, permettant de limiter ce phénomène.

Les expériences de qualification ont été menées en collaboration avec le DOTA (*Département Optique Théorique et Appliquée*) de *l'Onera-Toulouse*. La caméra a été placée devant une sphère intégrante qui fournit un champ lumineux constant dans le temps et uniforme à 1% près sur un disque de diamètre 100 mm (figure 129). Un filtre centré autour de 514 nm a été fixé devant l'objectif de la caméra.

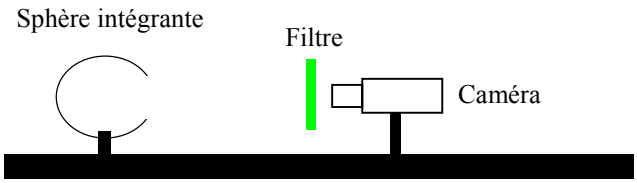


figure 129 : Schéma de principe de l'expérience.

Les acquisitions d'une séquence d'images d'une même scène vont permettre d'évaluer le bruit de quantification, en faisant varier le principal paramètre que constitue le niveau de luminance. Pour faire varier l'intensité lumineuse, trois méthodes ont été employées : variation du temps d'intégration des caméras, pilotage de l'intensité des lampes de la sphère intégrante, utilisation de densités optiques qui ne transmettent qu'une partie du flux lumineux.

Les traitements réalisés s'intéressent à la différence D, effectuée pixel à pixel, entre deux images de type S d'une même scène. Les effets de la non uniformité sont donc annulés. Seuls le bruit de lecture et le bruit photonique (annexe B, § 4, zones 1 et 2) subsistent. La moyenne renseigne sur la constance de la source et la variance (divisée par deux, puisque l'on travaille sur une différence) sur la puissance de bruit du système. Ces résultats sont calculés sur des imagettes de 40×40 pixels².

1. Calcul des paramètres du système

La variance est une fonction affine du niveau de luminance. L'ordonnée à l'origine des courbes obtenues renseigne sur le bruit de lecture du système. La pente représente l'inverse du gain du système. Celui-ci est exprimé en nombre d'électrons convertis par niveau de quantification du signal. Il peut s'écrire :

$$G = \frac{S}{\sigma_S^2 - \sigma_L^2} \qquad (1)$$

où σ_S^2 est la variance du signal S (exprimé en niveaux), et σ_L^2 la variance du bruit de lecture. La formule est valable pour des longueurs d'onde supérieures à 300 nm, pour lesquelles chaque photon génère une seule paire électron/trou. En deçà de 300 nm, plusieurs paires peuvent être créées et la formule ne s'applique plus.

La capacité des puits d'électrons se déduit de G par la formule suivante, à condition que le gain de la caméra soit ajusté de façon à ce que le signal maximal soit atteint à plein remplissage des puits.

$$Cpe = G.S_{max} \qquad (2)$$

où S_{max} est le niveau maximal du signal (par exemple 4095, pour une sortie codée sur 12 bits).

Le rapport signal sur bruit est calculé à pleine dynamique, en fonction du bruit de lecture, mesuré dans l'obscurité.

$$RSN = 20.\log\left(\frac{S_{max}}{\sigma_L}\right) \quad (3)$$

Le nombre de bits effectifs s'en déduit par la formule suivante :

$$Nbe = \left(\frac{RSN}{20.\log(2)}\right) \quad (4)$$

1.1. Présentation et interprétation des résultats

- Les grandeurs statistiques de la différence entre deux paires d'images quelconques d'une même séquence sont constantes : une paire d'image prise au hasard dans la série est donc représentative.
- La moyenne de la différence D est toujours proche de zéro, de l'ordre de quelques dixièmes de niveau. Ce résultat confirme la stabilité globale de la source pendant la durée de la séquence. Les mesures ont été réalisées avec une cadence de 15 images à la seconde en pleine résolution (1024×1024 pixels).

Luminance	3983	3442	3080	2693	1937	1637	1034	650	375	207
Moyenne de D	0,093	-0,014	0,141	2,752	2,306	1,667	-0,949	-0,319	-0,009	-0,399

- La variance de D caractérise essentiellement le bruit de mesure, et accessoirement le bruit venant des conditions mêmes d'expérience. La valeur portée sur les courbes pour un signal maximal de 4095 niveaux résulte d'un calcul théorique utilisant la capacité des puits d'électrons indiquée dans la fiche technique. Dans la courbe présentée ci-dessous (figure 130), le terme « variance » est un raccourci pour désigner la variance de la différence entre deux images d'une même scène.

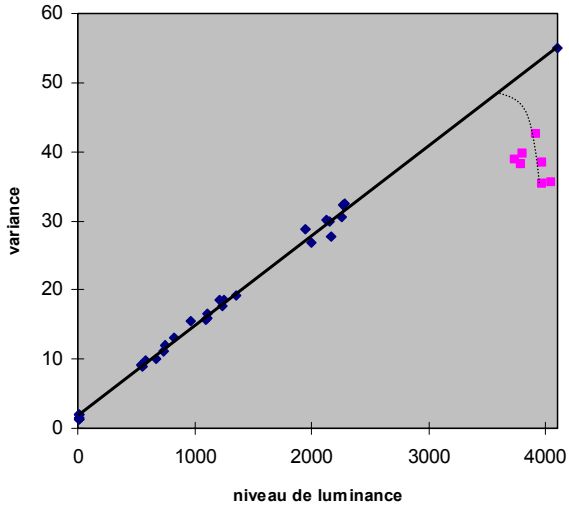


figure 130 : Puissance de bruit du système en fonction du niveau de luminance.

La courbe de variance en fonction de la luminance (figure 130) montre une linéarité satisfaisante, pour des niveaux de luminance inférieurs à 3500, et une pente en parfait accord avec la capacité théorique de 300000 électrons. La chute de la courbe à très forte luminance provient du phénomène de saturation des puits (annexe B, § 4, zone 4).

- Le calcul de l'écart type rapporté au niveau de luminance donne une mesure de l'erreur relative.

L'erreur rms relative (figure 131) est comprise entre 0,2% et 0,25% entre la pleine dynamique et la moitié de la dynamique. Elle reste inférieure à 0,5% jusqu'à des niveaux de l'ordre de 500 soit 1/8 de la dynamique totale.
Le rapport signal sur bruit (RSN), obtenus dans l'obscurité, est de 67 dB et donc satisfaisant pour la caméra. Le nombre de bits réel est donc de 11.

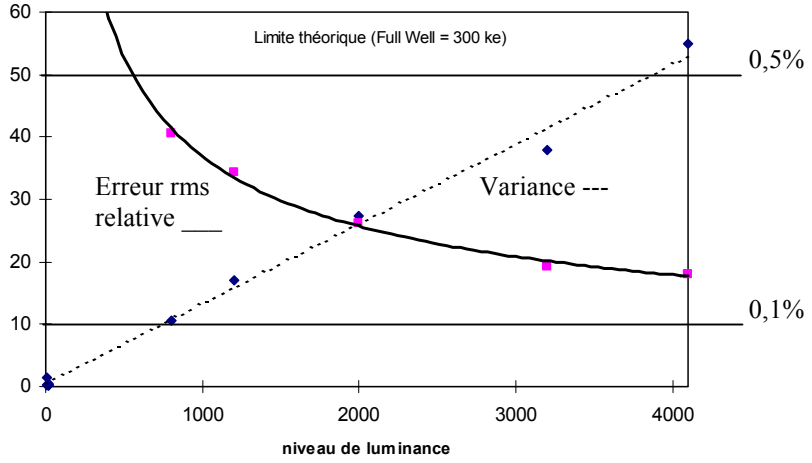


figure 131 : Erreur rms relative (σ/N) en fonction du niveau de luminance

Ces mêmes tests ont été réalisés en activant le mode *binning* (512×512 pixels) ou en activant le gain de la caméra. Les résultats sont rapportés par *Chedas (1999)*.

2. Défauts des capteurs

Durant ces expériences, des défauts ont été constatés sur les matrices CCD. Les images acquises dans l'obscurité mettent en évidence des pixels défectueux, dont le niveau est saturé ou très différent de celui de la moyenne de l'image. Il convient de réaliser une cartographie de ces pixels pour ne pas en tenir compte dans les traitements d'images et obtenir l'information finale de vitesse en ces points par interpolation sur les valeurs voisines.

La figure 132 a été obtenue par binarisation d'une image prise dans l'obscurité avec un temps d'intégration de 3 secondes. Le seuil a été choisi suffisamment bas pour mettre en évidence :

- L'existence de pixels défectueux, visibles sous forme d'une colonne saturée.
- Le phénomène de *smear,* qui induit une augmentation progressive des niveaux de bas en haut de la matrice.
- L'apparition de franges, dont l'origine n'est pas encore clairement établie à ce jour, mais pourrait provenir d'un bruit de quantification des caméras.

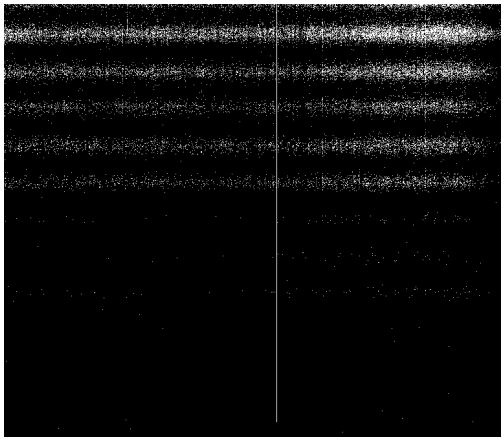


figure 132 : Binarisation d'une image de noir.

2.1. Pixels défectueux

Le tableau ci-dessous résume les statistiques concernant les pixels ayant un fonctionnement erratique, en l'absence de signal lumineux. Même si ces valeurs paraissent importantes, il faut les ramener au nombre total de pixels présents sur le capteur, à savoir 1024^2 (1048576). Le temps d'intégration des caméras était fixé à 400 ms.
Les différents défauts constatés sont :

- des pixels (ou colonnes) sont saturées même pour des niveaux très bas,
- des pixels restent « noirs » lorsque le niveau augmente,
- des pixels ont un comportement normal jusqu'à un certain niveau mais ne peuvent aller au-delà : leur niveau de saturation est anormalement faible.

Caméra n°	1	2	3	4	5	6
Moyenne	44	61	39	81	39	87
Ecart type σ	6.9	6.1	2.4	3.4	2.2	2.8
Nombre de pixels défectueux, ayant un niveau supérieur à :						
5 σ	548	121	78	81	82	98
10 σ	93	47	23	18	16	17
20 σ	28	22	2	1	2	1
25 σ	19	13	2	1	2	0

Les caméras 3, 4, 5, 6 ont un comportement homogène et sont de meilleure qualité que les deux premières (elles sont issues d'une commande plus récente, donc d'un lot de fabrication différent et seront choisies pour équiper le système à deux composantes).

Ces défauts peuvent, dans certains cas, avoir des conséquences importantes sur le calcul du taux de transmission. Pour un pixel relatif au champ d'observation, l'erreur commise sera localisée sur ce pixel et pourra être facilement corrigée par filtrage. Par contre, s'il s'agit d'un pixel qui permet de traiter les sources de référence c'est l'interpolation entière de la courbe de réponse qui sera erronée, entraînant une erreur sur tous les points du champ ! Il faut donc s'assurer que les pixels relatifs au traitement des sources aient des réponses correctes.

Pour compléter ces résultats, il faut cartographier les pixels dont le comportement s'avère défectueux en présence d'un apport lumineux extérieur. Certains sont aisément repérables,

comme ceux qui arrivent à saturation à moitié dynamique par exemple. Cependant, en toute rigueur, il est intéressant de travailler avec une sphère intégrante qui présente une scène homogène pour différents niveaux de luminance. Les écarts à la moyenne peuvent être analysés pour identifier les pixels défectueux. Ce type d'expérimentations sera prochainement conduit de façon systématique sur toute la dynamique du capteur mais n'a pas été réalisé pour les expériences.

2.2. Phénomène de smear

Ce phénomène est produit par la lumière incidente pendant le transfert de l'image de la zone sensible à la zone mémoire. Le dépouillement des images acquises pour la cartographie des défauts a permis de mettre en évidence l'existence d'un phénomène que l'on peut rapprocher du *smear*. Dans notre cas, les images ont été prises dans l'obscurité : il n'existe pas de zone recevant un important signal lumineux sur le capteur. Bien que le temps de transfert entre la zone sensible et la zone mémoire soit réduit au minimum afin d'éviter les perturbations (850 µs), les lignes en cours de transfert restent encore sensibles donc leur niveau augmente.

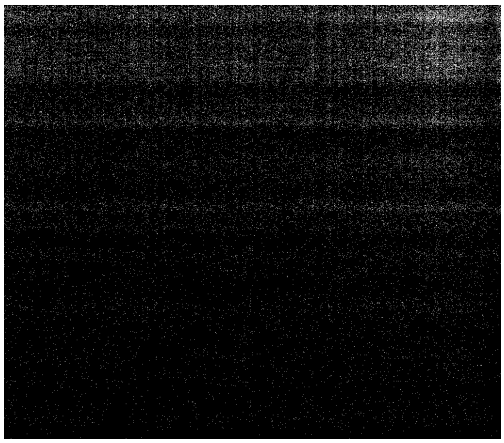


figure 133 : Visualisation du smear.

L'image de la figure 133 est une image binaire obtenue pour un seuil faible (2 niveaux au-dessus de la moyenne). Le temps d'intégration de la prise de vue est de 50 ms. L'augmentation des niveaux est visible par le nombre de pixels au-dessus du seuil.
Le schéma suivant (figure 134) rend bien compte de l'effet du *smear*. Le transfert des charges s'effectuant de haut en bas, les lignes supérieures sont exposées plus longtemps dans la zone sensible à la lumière (augmentation de la taille des lettres).

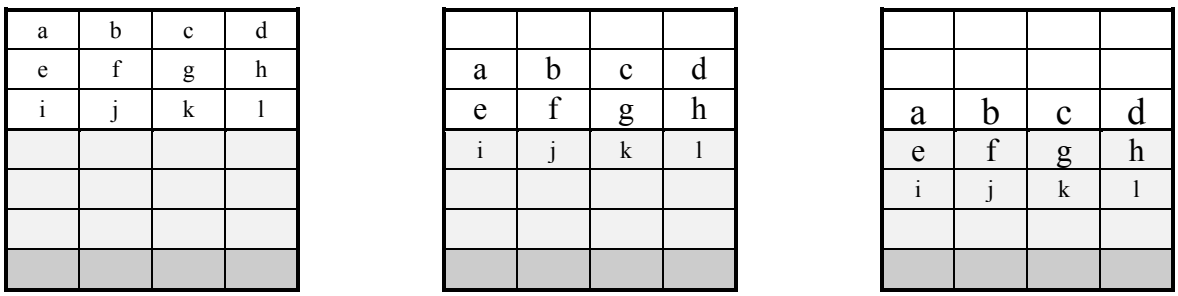


figure 134 : Principe de l'effet smear.

La figure 135 présente le niveau moyen de chaque ligne de la matrice afin d'obtenir un profil vertical moyen d'intensité. Ce résultat correspond à l'image de la figure 133 et montre bien le phénomène décrit figure 134. Sur le profil, il apparaît des fluctuations pseudo-périodiques. La pente de la courbe est calculée par interpolation . On peut ainsi visualiser l'effet attribué au *smear*. Il représente quelques niveaux dans l'obscurité (environ un dixième du niveau moyen de l'image pour un temps d'intégration de 50ms), mais peut devenir important lorsque la scène est lumineuse.

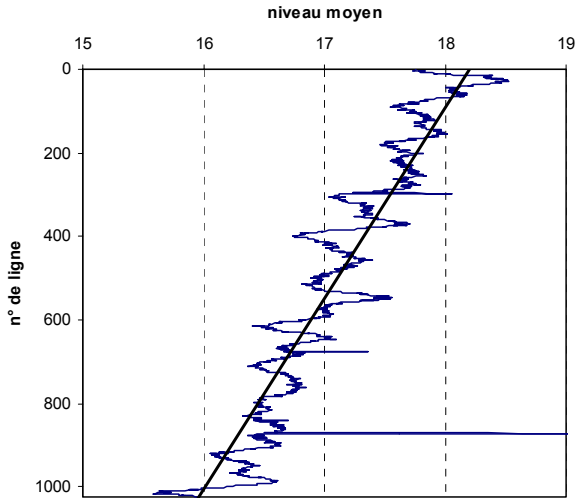


figure 135 : Profil moyen d'une colonne de pixels.

Le *smear* ne dépend pas du temps d'intégration : lorsque ce dernier augmente les niveaux qui s'ajoutent lors du temps de transfert deviennent négligeable devant ceux accumulés durant la prise de vue.
L'allure des profils d'intensité varie selon la caméra utilisée, mais les amplitudes de variation restent équivalentes. De même, lorsque l'on fait varier le temps d'intégration sur une même caméra, ce bruit n'est pas reproductible. L'origine de ce bruit est supposée électronique.

2.3. Bruit d'obscurité

Ces manipulations ont permis d'étudier l'évolution des niveaux d'obscurité en fonction du temps d'intégration et de la température. Les expériences se sont déroulées sous la forme de trois séries d'acquisitions correspondant chacune à une paire de caméras. Les caméras CCD sont obturées et placées dans la boîte de réception DGV. Une série d'images est acquise en faisant varier le temps d'intégration de 1 ms à 4 s, avec un échantillonnage plus dense de 100 ms à 800 ms. Une étude préalable avait montré que les seuls courants d'obscurité suffisent à saturer la caméra dans le pire des cas (mode *binning*, gain = 4, temps d'intégration = 3 s).

2.3.1. Sans régulation de température

L'obscurité a été obtenue en obturant simplement les caméras avec le cache des objectifs. La figure 136 montre l'évolution affine des niveaux d'intensité en fonction du temps d'intégration. Il apparaît deux familles de caméras que l'on nommera « paire » (2, 4 et6) et « impaire » (1, 3 et 5). Les valeurs à l'origine et les pentes de ces courbes sont comparables pour une même famille comme le montre le tableau ci-dessous :

n° caméra	1	3	5	2	4	6
Niveau (t = 0)	10	8	12	31	37	50
pente	0.09	0.09	0.087	0.12	0.13	0.12

Cette différence semble s'expliquer par le fait que les images des caméras impaires ne sont pas acquises avec la même carte que celles des caméras paires (respectivement carte GENESIS et carte Matrox METEOR). Une inversion des caméras a confirmé cette hypothèse.

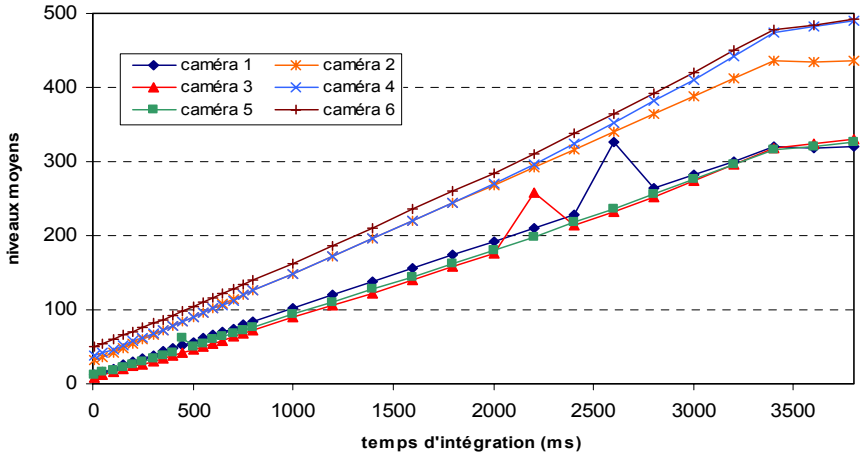


figure 136: Evolution des niveaux d'obscurité en fonction du temps d'intégration (ms)

La non-répétabilité des résultats obtenus en fonction du moment où l'expérience est réalisée, a permis de vérifier que la température a une influence non négligeable sur le niveau d'obscurité. En effet, la boîte de réception est un milieu clos qui monte rapidement en température par la chaleur dégagée par les caméras. C'est pourquoi ces mêmes expériences ont été reproduites dans une enceinte thermostatée.

2.3.2. Mise en œuvre de la régulation et résultats

Les caméras ont donc été placées dans l'enceinte, régulée en température par azote liquide. Lorsque la température dans l'enceinte est stabilisée, une séquence d'acquisitions permet de mesurer l'évolution des niveaux d'obscurité en fonction du temps d'intégration.

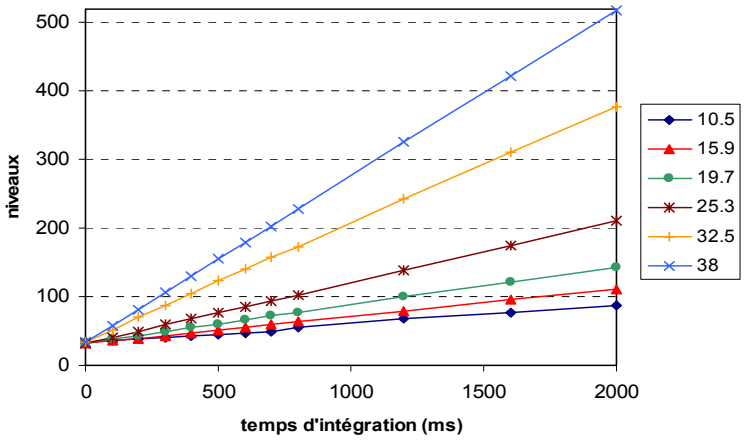


figure 137: Influence de la température sur les bruits d'obscurité

La figure 137 montre l'évolution de ces niveaux en fonction du temps d'intégration pour plusieurs températures. Il est intéressant de remarquer que, pour un temps d'intégration faible, le niveau est indépendant des conditions de température.
La pente des droites N(temps d'intégration) varie fortement : elle est de 0,03 à 10°C et atteint 0,24 pour 38°C.

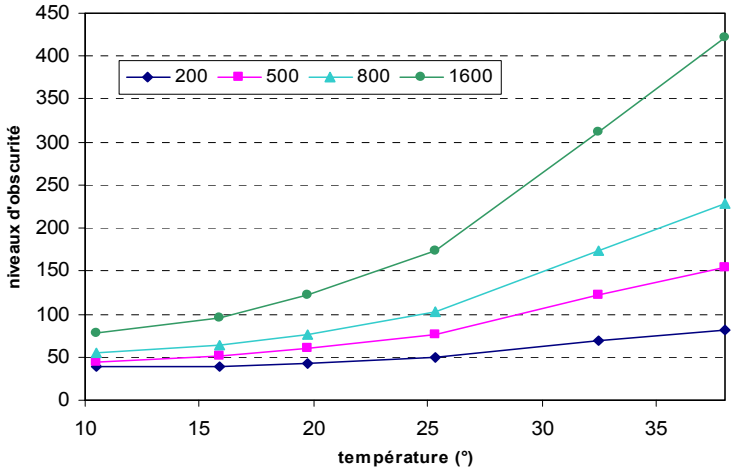


figure 138 : Evolution des niveaux d'obscurité avec la température.

La figure 138 montre ces mêmes résultats portés en fonction de la température, pour différents temps d'intégration (ms). A titre d'exemple, voici les équations des courbes interpolées :

temps d'intégration : 500 ms $N = 0,13 \times T^2 - 2,4 \times T + 55$
temps d'intégration : 1600 ms $N = 0,44 \times T^2 - 8,65 \times T + 12$

Le temps d'intégration utilisé dans les expériences est de 500 ms. La variation des niveaux avec la température peut être considérée comme faible jusqu'à 15°C. Or, la température à l'intérieur de la boîte de réception atteint 35°C. Il est donc souhaitable de la réguler aux alentours de 15 à 20°C, pour maintenir un bon rapport signal sur bruit.

Etalonnage de la réception

1. Modélisation de la prise de vue

La modélisation géométrique d'une prise de vue permet de relier les coordonnées des objets d'une scène dans un repère physique lié au site, à leurs coordonnées dans l'image. Elle met en évidence un certain nombre de paramètres intrinsèques et extrinsèques liés non seulement à la caméra elle-même mais aussi à la chaîne d'acquisition.

1.1. La projection perspective (figure 139)

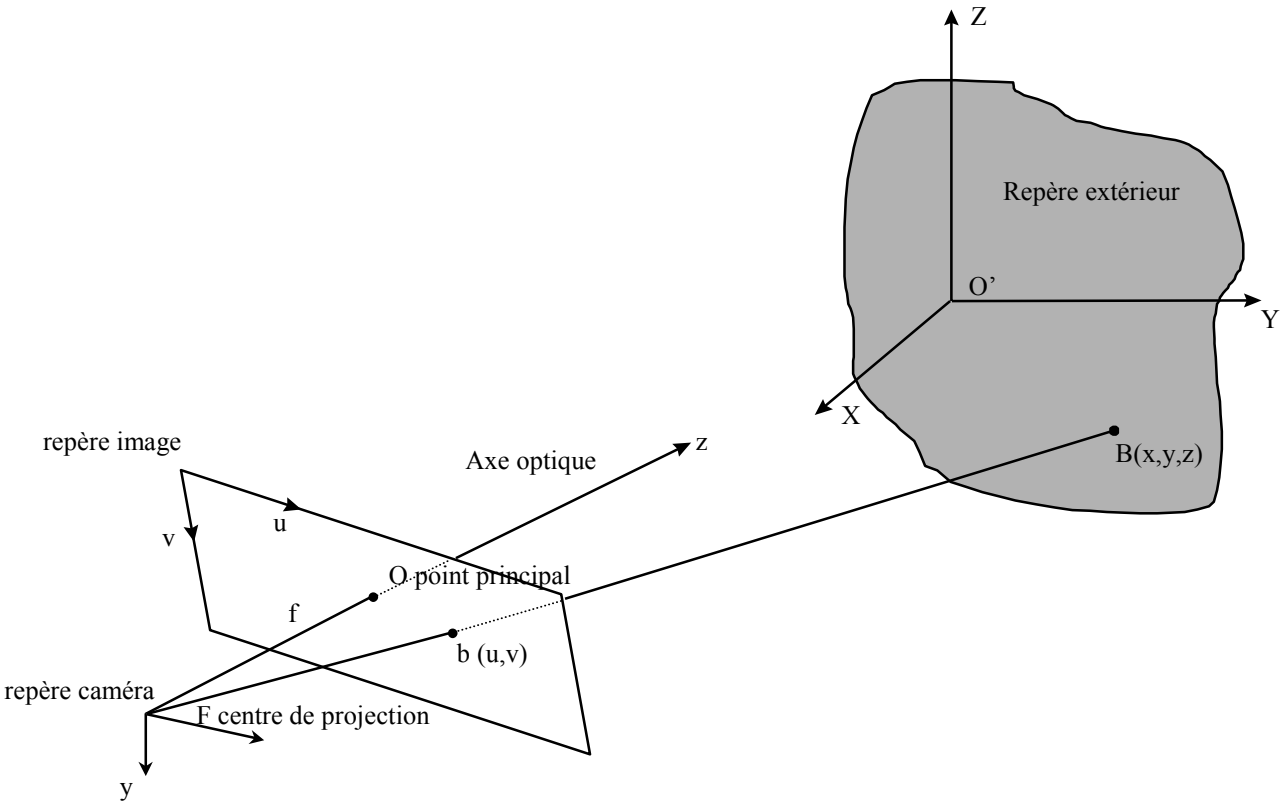


figure 139 : Modélisation de la prise de vue et définition des repères caméra, image et objet.

Soit (Oz) l'axe optique de la caméra. Cet axe est perpendiculaire au plan image et passe par le centre de projection F. Il coupe le plan image en O appelé point principal. Le centre de projection F peut être représenté indifféremment devant ou derrière le plan image. Il est séparé du plan image d'une distance appelée distance principale, très voisine de la distance focale f quand celle-ci est petite devant la distance d'observation.
Soit un point B de l'espace, de coordonnées dans le repère caméra (x,y,z). Ce point B se projette sur le plan image en b de coordonnées, toujours dans le repère caméra, (x',y',z'). Cette projection est définie comme l'intersection de la droite (FB) et du plan image. On peut aisément déduire les coordonnées de b à partir de celles de B :

$$x' = \frac{fx}{z} \quad y' = \frac{fy}{z} \quad z' = f \tag{1}$$

Pour une écriture matricielle, on introduit une nouvelle variable s :

$$\begin{pmatrix} sx' \\ sy' \\ sz' \\ s \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1/f & 0 \end{pmatrix} . \begin{pmatrix} x \\ y \\ z \\ 1 \end{pmatrix} \tag{2}$$

1.2. Transformation du repère caméra vers le repère image

Le repère image s'appuie sur le coin haut gauche de l'image et a pour base {u,v,w}. Dans ce repère, les coordonnées sont exprimées en pixel alors que dans le repère caméra, les coordonnées sont en unités de longueur (ex : le mm).
Soient (u_o,v_o,w_o) les coordonnées du point principal O (projeté orthogonal de F sur le plan image). Si l'on note k_u le facteur d'échelle horizontal et k_v le facteur d'échelle vertical, c'est-à-dire le nombre de pixels par millimètre dans ces deux directions, il vient, en notant (u,v,w) les coordonnées de b dans le repère image :

$$\begin{pmatrix} u \\ v \\ w \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} k_u & 0 & 0 \\ 0 & k_v & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} . \begin{pmatrix} x' \\ y' \\ z' \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} u_o \\ v_o \\ w_o \end{pmatrix} \tag{3}$$

Ou encore, sous forme matricielle, et puisque $w = w_o = 0$:

$$\begin{pmatrix} u \\ v \\ 1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} k_u & 0 & 0 & u_o \\ 0 & k_v & 0 & v_o \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} . \begin{pmatrix} x' \\ y' \\ z' \\ 1 \end{pmatrix} \tag{4}$$

1.3. Les paramètres intrinsèques

Il est maintenant possible de déduire les coordonnées image du point b (u,v) à partir des coordonnées caméra du point B (x,y,z). En effet :

$$(4).s \Rightarrow \quad \begin{pmatrix} su \\ sv \\ s \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} k_u & 0 & 0 & u_o \\ 0 & k_v & 0 & v_o \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} . \begin{pmatrix} sx' \\ sy' \\ sz' \\ s \end{pmatrix} \tag{5}$$

Ce qui donne d'après (2)

$$\begin{pmatrix} su \\ sv \\ s \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} k_u & 0 & 0 & u_o \\ 0 & k_v & 0 & v_o \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} . \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1/f & 0 \end{pmatrix} . \begin{pmatrix} x \\ y \\ z \\ 1 \end{pmatrix} \tag{6}$$

$$\begin{pmatrix} su \\ sv \\ s \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} k_u & 0 & u_o/f & 0 \\ 0 & k_v & v_o/f & 0 \\ 0 & 0 & 1/f & 0 \end{pmatrix} . \begin{pmatrix} x \\ y \\ z \\ 1 \end{pmatrix} \tag{7}$$

En multipliant les coefficients de la dernière matrice par f, il vient :

$$\begin{pmatrix} fsu \\ fsv \\ fs \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} fk_u & 0 & u_o & 0 \\ 0 & fk_v & v_o & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \end{pmatrix} . \begin{pmatrix} x \\ y \\ z \\ 1 \end{pmatrix} \tag{8}$$

d'où

$$\begin{cases} u = fk_u \dfrac{x}{z} + u_o \\ v = fk_v \dfrac{y}{z} + v_o \end{cases} \tag{9}$$

En notant :

$$\begin{cases} \alpha_u = fk_u \\ \alpha_v = fk_v \end{cases} \tag{10}$$

Les coordonnées (u,v) s'écrivent matriciellement sous la forme :

$$\begin{pmatrix} su \\ sv \\ s \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \alpha_u & 0 & u_o & 0 \\ 0 & \alpha_v & v_o & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \end{pmatrix} . \begin{pmatrix} x \\ y \\ z \\ 1 \end{pmatrix} \tag{11}$$

On définit ainsi la matrice

$$I_c = \begin{pmatrix} \alpha_u & 0 & u_o & 0 \\ 0 & \alpha_v & v_o & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \end{pmatrix} \tag{12}$$

Cette matrice I_c est la matrice des **paramètres intrinsèques** de la caméra (quatre paramètres).

1.4. Les paramètres extrinsèques

Après avoir établi un modèle reliant les coordonnées image aux coordonnées caméra, il est maintenant nécessaire de fournir les coordonnées image (u,v) du projeté d'un point B de

l'espace sur l'image en fonction des coordonnées de ce même point prises dans un repère connu de l'espace. Aussi, faut-il mettre en évidence la transformation permettant de passer de ce repère connu de l'espace au repère caméra.
Dans le repère objet, B a pour coordonnées (X,Y,Z) et (x,y,z) dans le repère caméra centré en F. On peut passer de la base du repère caméra à la base du repère objet par une rotation R.

$$FB = FO' + O'B \tag{13}$$

d'où, dans la base du repère objet :

$$FB = FO' + \begin{pmatrix} X \\ Y \\ Z \end{pmatrix} \tag{14}$$

En passant dans la base du repère caméra et en appelant t le vecteur FO'

$$\begin{pmatrix} x \\ y \\ z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} t_x \\ t_y \\ t_z \end{pmatrix} + R \begin{pmatrix} X \\ Y \\ Z \end{pmatrix} \tag{15}$$

cette dernière relation peut également s'écrire sous forme matricielle :

$$\begin{pmatrix} x \\ y \\ z \\ 1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} r_{11} & r_{12} & r_{13} & t_x \\ r_{21} & r_{22} & r_{23} & t_y \\ r_{31} & r_{32} & r_{33} & t_z \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} . \begin{pmatrix} X \\ Y \\ Z \\ 1 \end{pmatrix} \tag{16}$$

(A)

La matrice A définit la transformation rigide qui permet de passer du repère caméra au repère objet : elle contient l'ensemble des **paramètres extrinsèques,** qui sont donc au nombre de 12.

1.5. Relation entre coordonnées image et coordonnées objet

Les coordonnées image sont données en fonction des coordonnées objet par :

$$\begin{pmatrix} su \\ sv \\ s \end{pmatrix} = I_c \begin{pmatrix} x \\ y \\ z \\ 1 \end{pmatrix} = I_c.A \begin{pmatrix} X \\ Y \\ Z \\ 1 \end{pmatrix} \tag{17}$$

En notant $M = I_c.A = m_{ij}$

$$\begin{cases} u = \dfrac{m_{11}X + m_{12}Y + m_{13}Z + m_{14}}{m_{31}X + m_{32}Y + m_{33}Z + m_{34}} \\ v = \dfrac{m_{21}X + m_{22}Y + m_{23}Z + m_{24}}{m_{31}X + m_{32}Y + m_{33}Z + m_{34}} \end{cases} \tag{18}$$

Pour exprimer I_c et A en fonction de M, notons :

$$\mathbf{r}_i = \begin{pmatrix} r_{i1} \\ r_{i2} \\ r_{i3} \end{pmatrix} \qquad A = \begin{pmatrix} \mathbf{r}_1^{\,t} & t_x \\ \mathbf{r}_2^{\,t} & t_y \\ \mathbf{r}_3^{\,t} & t_z \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \qquad M = \begin{pmatrix} \mathbf{m}_1^{\,t} & m_{14} \\ \mathbf{m}_2^{\,t} & m_{24} \\ \mathbf{m}_3^{\,t} & m_{34} \end{pmatrix} \tag{19}$$

En supposant que les axes images sont perpendiculaires ($\theta = 0$), et compte tenu des notations précédemment utilisées, M s'écrit sous la forme :

$$M = \begin{pmatrix} \alpha_u.\mathbf{r}_1^{\,t} + u_o.\mathbf{r}_3^{\,t} & \alpha_u.t_x + u_o.t_z \\ \alpha_v.\mathbf{r}_2^{\,t} + v_o.\mathbf{r}_3^{\,t} & \alpha_u.t_y + v_o.t_z \\ \mathbf{r}_3^{\,t} & t_z \end{pmatrix} \tag{20}$$

On peut alors exprimer les paramètres intrinsèques et extrinsèques en fonction des éléments de M :

$$\begin{cases} \mathbf{r}_3 = \mathbf{m}_3 \\ u_o = \mathbf{m}_1.\mathbf{m}_3 \\ v_o = \mathbf{m}_2.\mathbf{m}_3 \\ \alpha_u = \left\| \mathbf{m}_1 \times \mathbf{m}_3 \right\| \\ \alpha_v = \left\| \mathbf{m}_2 \times \mathbf{m}_3 \right\| \\ \mathbf{r}_1 = \dfrac{1}{\alpha_u}(\mathbf{m}_1 - u_o.\mathbf{m}_3) \\ \mathbf{r}_2 = \dfrac{1}{\alpha_v}(\mathbf{m}_2 - v_o.\mathbf{m}_3) \\ t_x = \dfrac{1}{\alpha_u}(m_{14} - u_o.m_{34}) \\ t_y = \dfrac{1}{\alpha_v}(m_{24} - v_o.m_{34}) \\ t_z = m_{34} \end{cases} \tag{21}$$

1.6. Modélisation de la distorsion (figure 140)

Le modèle présenté jusqu'alors suppose la colinéarité des rayons perspectifs image et objet : le point b, image de B, est l'intersection de la droite (FB) avec le plan image. En réalité, l'optique introduit toujours des aberrations par rapport à ce modèle. Les coordonnées (u,v) doivent être corrigées d'une quantité (Δu,Δv).

$$\begin{cases} u' = u - \Delta u(u, v) \\ v' = v - \Delta v(u, v) \end{cases} \tag{22}$$

où u' et v' sont les coordonnées rectifiées. La relation établie entre (u,v) et (X,Y,Z), via la matrice M en considérant une image non distordue, est en fait entre (u',v') et (X,Y,Z). En pratique, on observe deux types de distorsion suivant le signe de Δu et Δv, dites en barillet ou en coussinet.

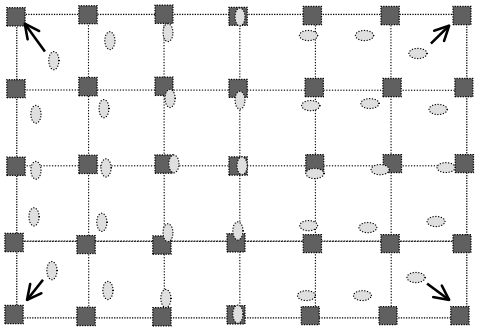


figure 140 : Schématisation d'une distorsion en barillet. Les carrés représentent la position attendue en l'absence de distorsion.

Le modèle de distorsion le plus couramment utilisé distingue deux composantes :

$$\begin{cases} \Delta u = \delta u_r + \delta u_t \\ \Delta v = \delta v_r + \delta v_t \end{cases} \quad (23)$$

- la composante radiale :

On définit : $r^2 = (u - u_o)^2 + (v - v_o)^2$

$$\begin{cases} \delta u_r = (u - u_o)(k_1 r^2 + k_2 r^4 + k_3 r^6) \\ \delta v_r = (v - v_o)(k_1 r^2 + k_2 r^4 + k_3 r^6) \end{cases} \quad (24)$$

- la composante tangentielle

$$\begin{cases} \delta u_t = \left[a_1(r^2 + 2(u - u_o)^2) - 2a_2(u - u_o)(v - v_o) \right](1 + a_3 r^2) \\ \delta v_t = \left[a_2(r^2 + 2(v - v_o)^2) - 2a_1(u - u_o)(v - v_o) \right](1 + a_3 r^2) \end{cases} \quad (25)$$

Il y a alors 10 paramètres intrinsèques à estimer. On effectue une première résolution sans distorsion, et on introduit ensuite les expressions des corrections Δu et Δv dans un processus de résolution récursive qui converge très rapidement.

2. Etalonnage géométrique des prises de vue

La modélisation d'une prise de vue « classique », qui met en œuvre un simple objectif constitué d'une lentille mince sphérique solidaire du corps de la caméra est rappelée précédemment. Elle suppose la colinéarité des rayons perspectifs image et objet. Dans la pratique, les composants optiques (diaphragmes, lentilles) introduisent des aberrations géométriques qui peuvent être corrigées, si nécessaire, dans le cadre de cette modélisation.

2.1. Traversée des différents composants de la réception

La technique d'imagerie mise en œuvre dans la Vélocimétrie Doppler Globale nécessite d'exploiter deux images d'une même scène, vues à travers des chemins optiques différents.

Une première caméra dite « de référence » visualise directement la scène, alors que la caméra « signal » observe à travers la cellule à iode. Selon ce montage, l'image est scindée à l'entrée du cube séparateur : l'intensité réfléchie est dirigée sur la caméra « référence », et l'intensité transmise traverse la cellule, avec des coefficients de réflexion et transmission respectivement égaux à 0,4 et 0,6. Plusieurs composants optiques sont donc présents entre l'objet et l'image :

- pour les deux caméras :
  - deux lentilles minces
  - un cube séparateur
- en plus, pour la caméra signal
  - la cellule à iode.

La modélisation de la traversée de ces éléments sur un plan strictement géométrique a été entreprise en détail par *Lempereur et al. (1999)*. Les principales conclusions sont rappelées ici : l'insertion de la cellule à iode sur le trajet optique peut être considérée comme une simple diminution de la distance focale équivalente. En pratique, pour superposer les champs images des deux caméras, il suffira d'adapter le trajet optique sur la voie « référence » en déplaçant la caméra. L'étalonnage pour chaque caméra sera alors ramené à une formulation classique de projection de l'espace objet sur le plan image par rapport à un centre optique.

2.2. Traversée d'un hublot de visualisation

Outre les composants présents à l'intérieur du module de réception, la lumière va devoir traverser le hublot d'observation. Ce phénomène peut être parfaitement pris en compte dans le cadre d'un étalonnage 3D *(Lempereur and Mathé 1995)* : une première mesure des points de référence sans hublot permet de déterminer les caractéristiques géométriques et optiques de la prise de vue. Puis, connaissant l'indice de réfraction du matériau, l'épaisseur du hublot, et la direction de la normale au hublot, exprimée dans le repère d'étalonnage, une correction de la marche des rayons est apportée. Une nouvelle phase de mesure en présence du hublot valide ce calcul. Pour éviter les montages et démontages du hublot, des calculs ont été réalisés pour vérifier si la modélisation linéarisée prend bien compte la traversée d'un hublot *(Lempereur et al. 1999)*.

Une observation à incidence nulle par rapport à la normale au hublot montre que la traversée diminue le champ objet visualisé (figure 141).

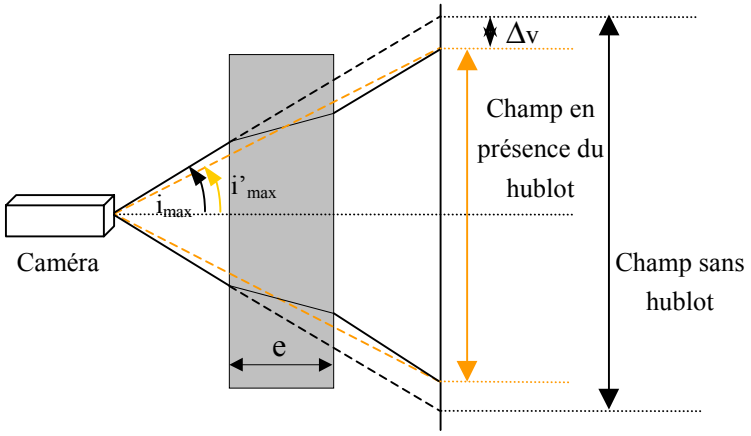


figure 141 : Traversée d'un hublot dans le cas d'une visée à incidence moyenne nulle.

Si l'épaisseur e est voisine de 30 mm, et l'angle maximal d'incidence égal à 5°, le décalage Δv en extrémité de champ atteint 0,9 mm. Pour ces faibles valeurs de l'incidence, la

modélisation corrige ce phénomène avec une précision meilleure que le pixel, en proposant une caméra « équivalente » de focale plus importante. La correspondance image/objet est donc assurée avec précision. Cependant, la direction calculée des rayons perspectifs est différente de la direction réelle : la détermination de ce paramètre constitue la cartographie du vecteur réception, qui est essentielle dans le calcul de la vitesse. Dans l'application, pour un champ total de 100 mm et une distance d'observation de 500 mm, la traversée entraîne une diminution de 0,1° sur l'angle d'incidence i_{max}, qui n'affecte pas significativement la mesure de vitesse.

Sont présentés maintenant les résultats concernant la configuration expérimentale des essais réalisés (figure 142). L'angle d'incidence i_0 de l'axe optique par rapport à la normale au hublot est voisin de 24°. Outre le phénomène géométrique précédemment évoqué, l'axe optique est translaté d'une quantité Δd_0 égale à 4,5 mm. Δy_0, projection selon la direction Y contenue dans le plan de mesure, atteint 11 mm.

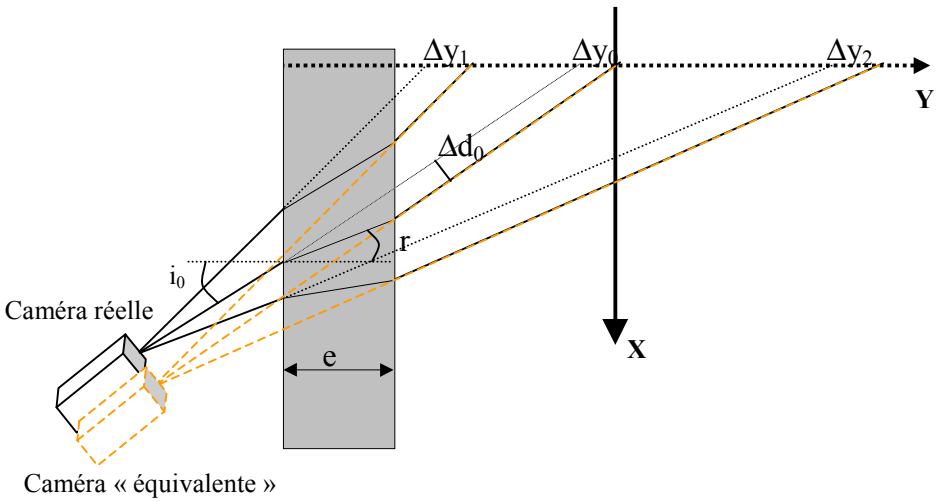


figure 142 : Traversée du hublot en configuration : vue de dessus dans le plan horizontal XY.

Pour une ouverture angulaire de la prise de vue de ± 5°, les rayons extrêmes sont décalés par le changement de milieu, de Δy_1 = 11,52 mm et Δy_2 = 10,63 mm selon la direction Y.

i	Incidence (°)	Δd (mm)	Δd_i-Δd_0 (mm)	Δy (mm)	Δy_i-Δy_0 (mm)
2	19	3,5	-1	10,63	-0,39
0	24	4,5		11,02	
1	29	5,6	1,1	11,52	0,50

La symétrie de la prise de vue n'est plus conservée. La caméra équivalente proposée par la modélisation présentera également une rotation de l'axe optique par rapport à la caméra réelle pour compenser cette dissymétrie. Cependant, cette rotation est négligeable, de l'ordre du centième de degré, pour une distance d'observation de 500mm.
En résumé, les traversées de hublots sont prises en compte sans perte de précision dans une modélisation linéarisée, si l'angle d'ouverture de la prise de vue est limité à quelques degrés. De manière générale, il faut toujours évaluer l'ordre de grandeur de l'angle d'ouverture de la

prise de vue et l'épaisseur du hublot pour s'assurer de la validité de la modélisation choisie, et recourir, le cas échéant à des phases d'étalonnage plus complètes *(Lempereur and Mathé 1995)*.

2.3. Etalonnage 2D

Dans le cas de la mesure en DGV, l'observation s'effectue selon un plan. Pour modéliser les relations entre coordonnées-image (u,v) et objet (X,Y,Z), il faut identifier les coefficients de la matrice M.

$$\begin{pmatrix} su \\ sv \\ s \end{pmatrix} = M \begin{pmatrix} X \\ Y \\ Z \\ 1 \end{pmatrix} \tag{26}$$

L'observation de points de repère permet de résoudre le système. En pratique, plus le nombre d'observations est important plus la précision augmente; la résolution se fait alors au sens des moindres carrés. Ces points de repère constituent la mire d'étalonnage. Il s'agit d'une simple plaque plane sur laquelle sont placés une centaine de points noirs sur fond blanc, répartis sur une surface de 100×150 mm² environ. Pour faciliter les mesures, un espacement régulier entre les points est choisi. Cet espacement peut être différent selon Y et Z. Un des points est rendu singulier par un diamètre plus important, ce qui permet sa reconnaissance automatique par le programme de traitement des images. Il est considéré comme l'origine du repère objet. Il est alors possible d'effectuer la mise en correspondance entre images et objets, numérotés selon le canevas proposé sur la figure ci-dessous (figure 143). La mesure des coordonnées-objet est faite avec une précision meilleure que 0,1 mm.

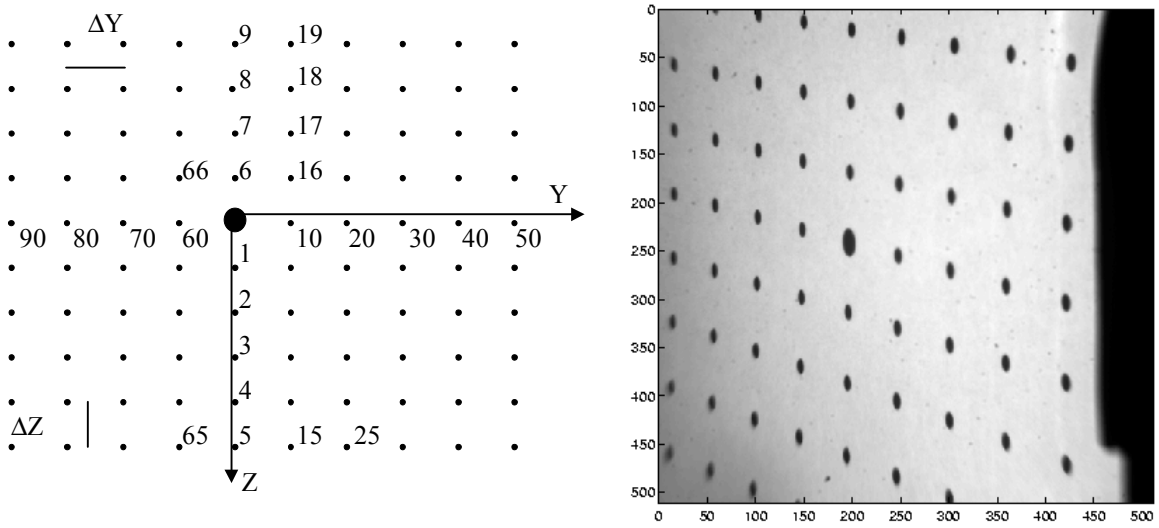


figure 143 : Schéma de la mire d'étalonnage et exemple d'image.

2.4. Détection des cibles

Les points de repère sont détectés et leur centre de gravité est calculé en pondérant chaque pixel par son intensité lumineuse. La précision est inférieure au pixel pour la détermination

des coordonnées-image. Compte tenu d'un niveau moyen de luminance assez faible, dû à l'absorption par le cube séparateur de la lumière blanche non polarisée, et d'une forte variation d'un point à l'autre de la scène, la détection des repères est assez difficile. Un algorithme spécifique a été développé pour s'adapter aux conditions expérimentales les plus délicates.

2.5. Identification image/objet

Après cette phase de détection, il convient d'associer à chaque point image le point objet dont il est issu. L'identification s'effectue automatiquement à partir du point central, en recherchant les alignements de points.

2.6. Calcul des coefficients descriptifs de la prise de vue

Ce calcul consiste à résoudre la matrice M. La validation est faite dans un premier temps en recalculant les coordonnées-image des points objet à partir de ces coefficients, et en les comparant aux coordonnées-image mesurées. Les statistiques sur ces écarts renseignent sur la précision de la modélisation effectuée (σ_y et σ_z). L'introduction d'éventuelles corrections de distorsion n'améliore pas les résultats. Cependant, la possibilité de mettre en œuvre ces corrections est conservée dans la mesure où elles peuvent s'avérer utiles en cas d'ouverture angulaire plus importante du champ, ou en présence de composants optiques générateurs d'aberrations géométriques. Les coefficients d'étalonnage dits « 2D », puisqu'il s'agit d'établir les correspondances entre un plan objet et le plan image, permettent de calculer de manière biunivoque les coordonnées-objet de tout pixel.

2.7. Superposition du champ des deux caméras

Outre la modélisation de la prise de vue, l'observation de la mire permet de régler la mise en correspondance des champs vus par les caméras référence et signal. En effet, le calcul de la transmission à travers la cellule n'a de sens que si la superposition des images des deux caméras est réalisée. Le logiciel détecte les cibles en temps réel, et affiche sur la même image les résultats en provenance des deux caméras. Une fois le positionnement correct des caméras, des écarts entre les deux images sont observés en translation (orientation du miroir de renvoi sur la voie référence), en rotation (problème de positionnement d'une matrice sur un des capteurs CCD) et en homothétie (différence de chemin optique entre les deux caméras). Même un montage mécanique précis ne permettrait pas une superposition exacte pixel à pixel sur toute la surface du capteur (1024×1024 pixels^2 soit 1048576 surfaces élémentaires) à cause des aberrations géométriques. La correspondance entre les deux images va donc s'effectuer à partir du calcul des coefficients de la matrice de passage entre coordonnées images et coordonnées objet pour les deux caméras. L'image de la caméra référence peut alors être superposée à l'image signal avec une précision inférieure au pixel.

2.8. Passage dans le plan objet (« dewarping »)

Une fois l'étalonnage 2D réalisé, l'équation 26 permet de déterminer de manière biunivoque les coordonnées-image (u,v) de tout point du plan objet de coordonnées (X,Y,Z). Ici, une grille de points-objet, régulièrement espacés de 1 mm selon les directions Y et Z est générée, puis leurs coordonnées-image sont calculées. Celles-ci ne coïncident généralement pas avec la position exacte d'un pixel (figure 144). Pour associer une intensité au point (Y,Z), une moyenne pondérée des intensités des pixels voisins est réalisée, sur une matrice 2×2 (pixels entourés) ou 4×4 (zone encadrée) ; les pondérations sont inversement proportionnelles à la distance entre le point image calculé et les pixels du voisinage considéré. Le maillage du plan

objet doit être choisi en accord avec la résolution spatiale de la prise de vue, bien que celle-ci varie sensiblement d'un bord à l'autre de l'image. Un pas trop fin conduit à suréchantillonner l'image sans apporter pour autant de l'information. Dans notre cas, un maillage du mm² conduit à une image utile de l'ordre de 300×100 pixels ; il y a donc un effet de moyenne spatiale dans un facteur 2,5 environ selon Y et 5 selon Z. Un pas de 0,5mm aurait été préférable selon Z, au détriment de la conservation visuelle de l'échelle. D'autre part, compte tenu de la perspective, des zones du maillage objet initialement rectangulaire n'ont pas d'image et sont représentées en noir sur la figure 145.

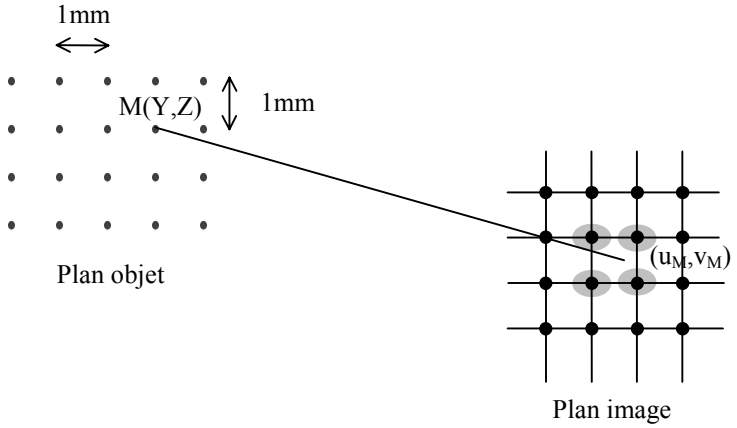


figure 144 : Génération des images dans le plan objet.

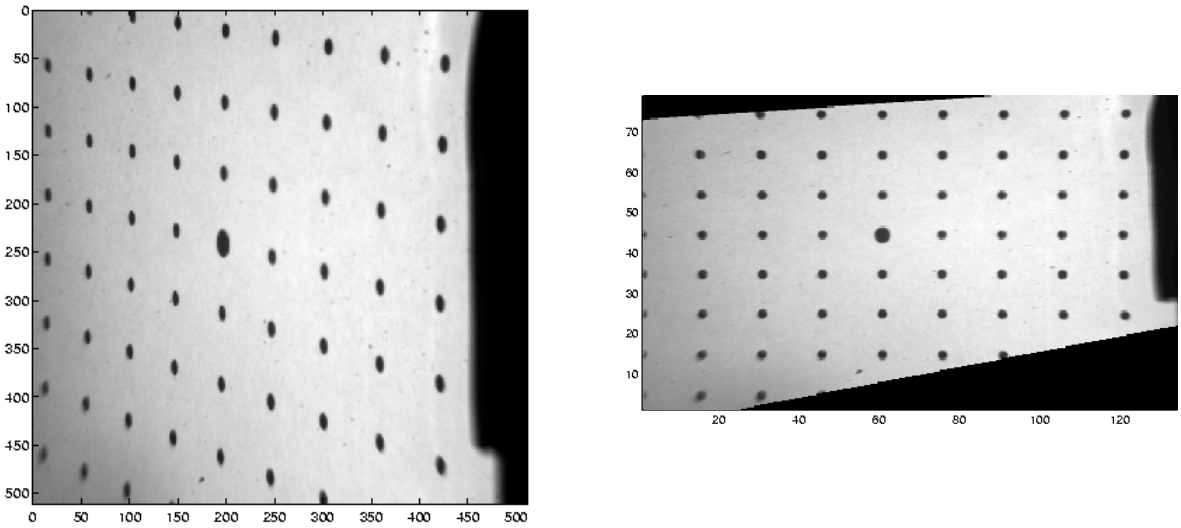


figure 145 : mire dans le repère image (à gauche), dans le repère objet (à droite).

Pour les images de la mire, il est possible de vérifier la validité de l'étalonnage en recalculant l'espacement des points et en le comparant aux distances effectives, mesurées avec une précision de l'ordre de 0,1 mm. L'écart moyen est de l'ordre de 0,3 mm en Y et Z entre les coordonnées-objet calculées et mesurées.
Lors du calcul du rapport d'intensité entre les images d'entrée et de sortie de la cellule à iode, on met ainsi naturellement en correspondance les images de la même zone.

Dans la perspective du système 3C, l'étalonnage de chaque caméra sera fait dans un repère unique lié à la veine d'essai et les images ainsi redressées se prêteront directement aux calculs des trois composantes de la vitesse.

2.9. Etalonnage 3D : cartographie du vecteur réception

Pour déterminer en chaque pixel de l'image la direction du vecteur réception, il faut exprimer les composantes de l'axe optique et de chaque rayon perspectif dans le repère d'étalonnage. La procédure d'étalonnage 2D, telle qu'elle est présentée précédemment, ne suffit pas à elle seule. Il existe par exemple une infinité de combinaisons entre la distance d'observation et la focale qui fournissent la même image d'une scène, bien que les vecteurs réceptions soient différents. Plutôt que d'évaluer la focale, une procédure d'étalonnage 3D complète est réalisée, consistant à observer une mire tridimensionnelle pour mesurer les paramètres intrinsèques et extrinsèques de la prise de vue.

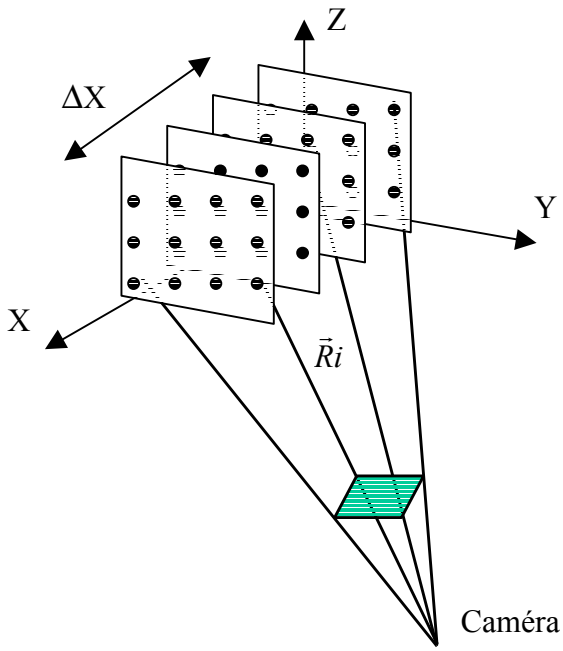


figure 146 : Procédure d'établissement de la cartographie de réception.

Une mire « pseudo-tridimensionnelle » est obtenue en translatant la mire plane perpendiculairement à elle-même (figure 146). Ce déplacement s'effectue par une platine de translation motorisée, offrant une course de 150 mm, avec une précision de positionnement de 0,01 mm. La mire est observée en quatre plans situés de part et d'autre de la position centrale. La course ΔX est limitée par le champ des caméras : au-delà, la mire n'est plus suffisamment incluse dans l'image. A chaque position X de la mire, la détection et l'identification des cibles sont effectuées. Au final plusieurs dizaines de correspondances entre points-image et points-objet sont obtenues, cette fois dans un espace 3D. Le calcul d'étalonnage 3D restitue la position et l'orientation de la caméra dans le repère d'étalonnage. En chaque pixel de l'image, il est alors possible de calculer le vecteur réception, dans ce même repère.

Une fois l'acquisition des quatre plans faite, le logiciel établit les cartographies des trois composantes R_x, R_y, R_z du vecteur unitaire réception dans le repère lié à la mire d'étalonnage.

Etalonnage de l'émission

La nappe laser étant divergente, la direction du vecteur émission incidente aux particules dans le zone du champ observé diffère d'un point à un autre de l'image. Ces différences peuvent être matérialisées par l'observation des ombres formées par un *« peigne »* placé dans le chemin lumineux de la nappe. De nombreuses transformations sont couramment utilisées dans les techniques d'imagerie afin de déterminer la direction de droites caractéristiques sur une image. Celle programmée dans le logiciel est la transformée de Hough *(Hough 1962)*.

3. Principe de la transformée de Hough

Le principe consiste à transformer une droite décrite dans un espace cartésien en un point en coordonnées polaires. La figure 147 montre trois exemples de transformée de Hough.

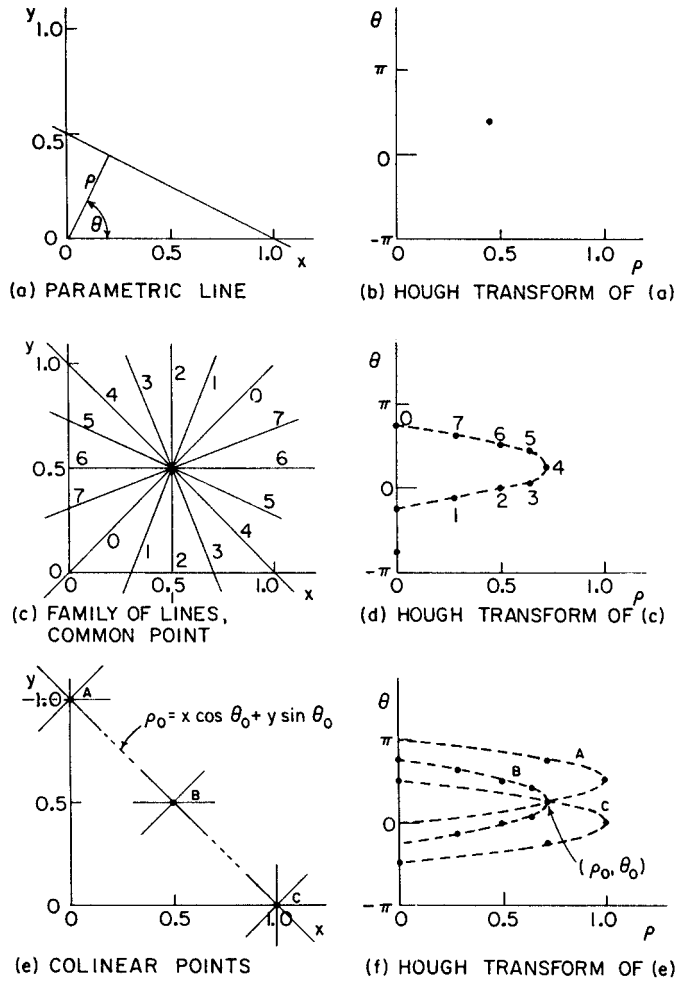


figure 147 : exemples de transformée de Hough.

L'équation paramétrique de la droite (a) s'écrit :

$$\rho = x.\cos\theta + y.\sin\theta \qquad (27)$$

où ρ est la distance normale de la droite à l'origine du repère, et θ l'angle entre la normale à la droite et la direction axiale x. La transformation de Hough de cette droite est un point de coordonnées (ρ, θ). Une famille de droites passant par un unique point (c) est représentée par la courbe (d) en coordonnées polaires. Enfin, considérons trois points colinéaires (e). La famille des droites passant par ces trois points est représentée par trois courbes paramétriques (f). L'intersection unique de ces trois courbes au point (ρ_0, θ_0) permet de définir la droite passant par les trois points dans le repère cartésien.

4. Application au traitement d'images

Duda and Hart (1972) ont adapté la transformée de Hough pour la détection des droites et des courbes sur les images. Chaque point de l'image en coordonnées pixels est transformé en une courbe paramétrique dans le domaine (ρ, θ), discrétisé en cellules. A chaque fois qu'un élément de la courbe passe par une cellule, son niveau est incrémenté d'une unité. Lorsque toute l'image est transformée, les cellules sont examinées. Celles dont le niveau est élevé correspondent à des points alignés permettant de déterminer des droites de paramètres (ρ, θ). Les cellules dont le niveau est faible indiquent généralement des points isolés et peuvent être supprimées.

Dans le système développé, deux traitements sont envisagés :

- lorsque les droites à détecter sont suffisamment distinctes entre elles l'image est d'abord seuillée par niveau pour ne calculer la transformée de Hough que pour les pixels appartenant aux zones d'ombres de l'image brute (figure 148), pour des raisons de temps de calcul. Pour l'image seuillée, les niveaux des pixels à l'extérieur du *peigne* sont nuls, et à l'intérieur du *peigne* sont fonctions de leur niveau sur l'image brute (plus sombre au centre qu'aux extrémités). Ceci permet de pondérer les pixels de façon à optimiser la direction des droites calculées.
- Lorsque les droites sont pratiquement parallèles, comme c'est le cas sur les images précédentes, la détection ne peut pas se faire correctement. Il est alors possible de sélectionner manuellement la direction de chaque droite à l'aide d'un curseur.

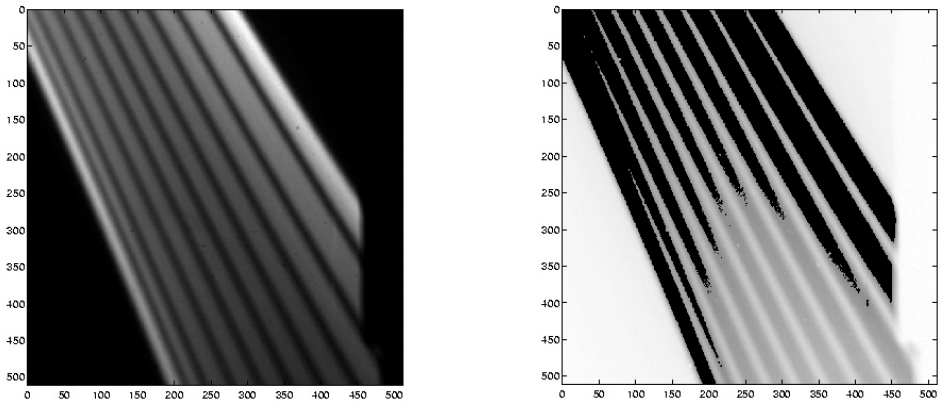


figure 148 : exemple d'une image brute et d'une image seuillée.

La théorie de la diffusion, appelée aussi théorie de Mie, consiste à calculer la dispersion de l'onde provoquée par une sphère représentant une particule en résolvant les équations de Maxwell.
Considérons la diffusion d'une onde plane progressive monochromatique polarisée rectilignement de vecteur d'onde $\vec{k}$, par une sphère de rayon a (milieu conducteur (II)) immergée dans un milieu (I) non conducteur (figure 149). Les deux domaines sont considérés comme étant linéaires, homogènes, isotropes et non magnétiques.

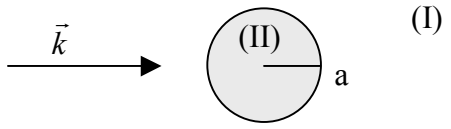


figure 149 : définition de la particule et du milieu.

Dans le cas général les équations de Maxwell peuvent s'écrire :

$$\begin{cases} \mathrm{rot}\vec{H} - \dfrac{1}{c}\dot{\vec{D}} = \dfrac{4\pi}{c}\vec{j} \\ \mathrm{rot}\vec{E} + \dfrac{1}{c}\dot{\vec{B}} = 0 \\ \mathrm{div}\vec{D} = 4\pi\rho \\ \mathrm{div}\vec{B} = 0 \end{cases} \qquad (1)$$

où $\vec{H}$ est le vecteur champ magnétique, $\vec{D}$ le vecteur déplacement électrique, $\vec{j}$ la densité de courant électrique, $\vec{E}$ le vecteur champ électrique, $\vec{B}$ le vecteur induction magnétique, c la célérité, ρ la densité de charge électrique, rot et div sont respectivement les opérateurs rotationnel et divergence et $\partial x/\partial t = \dot{x}$.
Il s'agit d'un système de quatre équations à cinq inconnues. Afin de fermer le problème il existe trois relations constitutives :

$$\begin{cases} \vec{j} = \sigma\vec{E} \\ \vec{D} = \varepsilon\vec{E} \\ \vec{B} = \mu\vec{H} \end{cases} \qquad (2)$$

où σ représente la conductivité spécifique, ε la constante diélectrique ou permittivité, et μ la perméabilité magnétique.

Le remplacement des relations constitutives dans le système des équations de Maxwell donne :

$$\begin{cases} \mathrm{rot}\vec{H} - \dfrac{\varepsilon}{c}\dot{\vec{E}} = \dfrac{4\pi\sigma}{c}\vec{E} \\ \mathrm{rot}\vec{E} + \dfrac{\mu}{c}\dot{\vec{H}} = 0 \\ \mathrm{div}(\varepsilon\vec{E}) = 4\pi\rho \\ \mathrm{div}(\mu\vec{H}) = 0 \end{cases} \tag{3}$$

L'onde incidente à la particule est considérée comme une onde plane monochromatique polarisée rectilignement. Dans le cadre d'un éclairage par faisceau laser, cette hypothèse ne se vérifie qu'au centre du *waist*, à condition que la largeur de ce dernier soit grande devant la taille des particules. Alors, le vecteur champ électrique et magnétique s'écrit sous la forme complexe suivante :

$$\begin{cases} \vec{E} = \vec{E}_0 e^{i\vec{k}.\vec{r}} e^{-i\omega t} \\ \vec{H} = \vec{H}_0 e^{i\vec{k}.\vec{r}} e^{-i\omega t} \end{cases} \qquad \begin{cases} \dot{\vec{E}} = -i\omega\vec{E} \\ \dot{\vec{H}} = -i\omega\vec{H} \end{cases} \tag{4}$$

En supposant que le milieu est électriquement neutre ($\rho = 0$), le système se réécrit :

$$\begin{cases} \mathrm{rot}\vec{H} + i\dfrac{\omega}{c}(\varepsilon + i\dfrac{4\pi\sigma}{\omega})\vec{E} = 0 \\ \mathrm{rot}\vec{E} - i\dfrac{\mu\omega}{c}\vec{H} = 0 \qquad + \quad \text{C.L} \\ \mathrm{div}\vec{E} = 0 \\ \mathrm{div}\vec{H} = 0 \end{cases} \tag{5}$$

Les conditions aux limites (C.L) imposent la continuité des composantes tangentielles du champ électrique et du champ magnétique à travers la surface de discontinuité (surface de la sphère) :

$$\begin{cases} \vec{E}_{tg}^{(I)} = \vec{E}_{tg}^{(II)} \\ \qquad\qquad \text{en } r = a \\ \vec{H}_{tg}^{(I)} = \vec{H}_{tg}^{(II)} \end{cases} \qquad \begin{array}{l} \text{(I) : milieu extérieur} \\ \text{(II) : sphère} \\ \text{a : rayon de la sphère} \end{array} \tag{6}$$

Afin de satisfaire ces conditions aux limites, en plus du champ incident $(\vec{E}^{(i)}, \vec{H}^{(i)})$ et du champ transmis $(\vec{E}^{(w)}, \vec{H}^{(w)})$ à l'intérieur de la sphère, il existe un champ diffusé $(\vec{E}^{(s)}, \vec{H}^{(s)})$ dans le milieu extérieur environnant la sphère. Les champs électrique total et magnétique total s'écrivent alors :

$$\begin{cases} \vec{E} = \vec{E}^{(i)} + \vec{E}^{(s)} \\ \quad = \vec{E}^{(w)} \end{cases} \qquad \begin{cases} \vec{H} = \vec{H}^{(i)} + \vec{H}^{(s)} \\ \quad = \vec{H}^{(w)} \end{cases} \tag{7}$$

Puisque les conditions sont les mêmes quel que soit le temps, les six vecteurs ont la même dépendance temporelle $e^{-i\omega t}$. Les champs incident, transmis et diffusé ont donc la même pulsation ω.

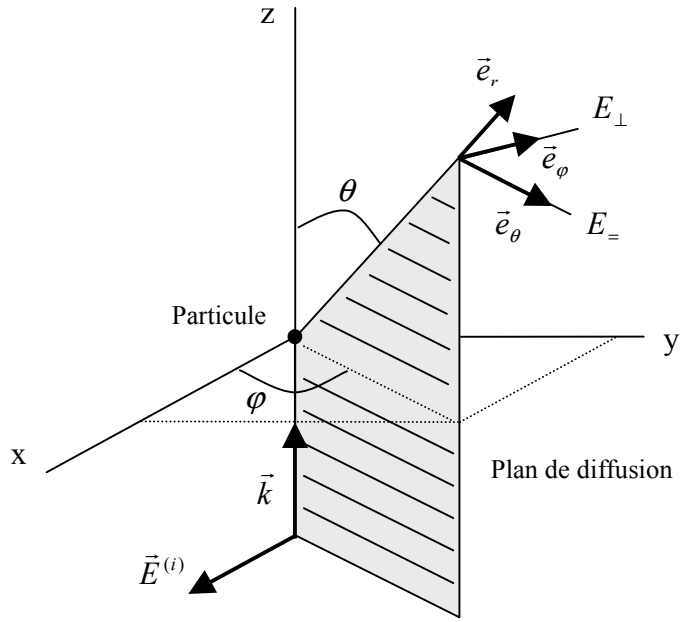


figure 150 : définition du repère lié à la particule, notations

Soit un repère cartésien (O,x,y,z), centré sur la sphère, la direction Pz est alignée avec le vecteur d'onde $\vec{k}$ incident à la particule et la direction Px avec le vecteur champ électrique incident $\vec{E}^{(i)}$ d'après la définition de l'onde (figure 150). Le but du problème étant de calculer le champ électromagnétique à l'extérieur de la sphère, il convient de chercher des solutions en coordonnées sphériques (r,θ,φ).

Un repère sphérique $(\vec{e}_r, \vec{e}_\theta, \vec{e}_\varphi)$ dont l'origine correspond au point d'observation est défini :

$\vec{e}_r$ est aligné avec la direction d'observation,

$\vec{e}_\theta$ est dans le plan de diffusion,

$\vec{e}_\varphi$ est perpendiculaire à ce plan.

En raison de la linéarité des équations, la solution du problème peut s'exprimer sous la forme d'une superposition de deux champs linéairement indépendants $({}^e\vec{E}, {}^e\vec{H})$ et $({}^m\vec{E}, {}^m\vec{H})$, appelés respectivement l'onde électrique et l'onde magnétique, vérifiant chacun les équations de Maxwell en coordonnées sphériques tel que :

$$\begin{aligned} {}^eE_r &= E_r, & {}^eH_r &= 0 & &\text{onde électrique} \\ {}^mE_r &= 0, & {}^mH_r &= H_r & &\text{onde magnétique} \end{aligned} \qquad (8)$$

Les conditions aux limites se réécrivent, en coordonnées sphériques :

$$\begin{cases} E_\theta^{(I)} = E_\theta^{(II)}, & E_\varphi^{(I)} = E_\varphi^{(II)} \\ H_\theta^{(I)} = H_\theta^{(II)}, & H_\varphi^{(I)} = H_\varphi^{(II)} \end{cases} \quad \text{en } r = a \tag{9}$$

Dans ce cas, ces deux champs dérivent de potentiels scalaires, ${}^{e}\Pi$ et ${}^{m}\Pi$ appelés potentiels de Debye. Ces derniers vérifient l'équation des ondes :

$$\nabla^2 \Pi + k^2 \Pi = 0 \tag{10}$$

La solution de cette équation peut être exprimée sous la forme d'un produit de trois fonctions indépendantes (fonction de r, de θ et de φ).

$$\Pi = R(r)\Theta(\theta)\Phi(\varphi) \tag{11}$$

Les fonctions $R(r)$, $\Theta(\theta)$ et $\Phi(\varphi)$ sont calculées en remplaçant l'expression de Π donnée par (11) dans (10). Il advient :

$$\begin{cases} R(r) = \dfrac{1}{\sqrt{kr}} Z_{l+1/2}(kr) \\ \Theta(\theta) = P_l^{(m)}(\cos\theta) \\ \Phi(\varphi) = a_m \cos(m\varphi) + b_m \sin(m\varphi) \end{cases} \tag{12}$$

$Z_{l+1/2}(x)$ est la fonction sphérique de Bessel d'ordre $l+1/2$,

$P_l^{(m)}(\cos\theta)$ est la fonction de Legendre de degré l et d'ordre m,

a_m et b_m sont des coefficients constants déterminés à partir des conditions limites (9).

Finalement, la solution des équations de Maxwell en coordonnées sphériques, pour le champ électrique diffusé $\vec{E}^{(s)}$ s'écrit :

$$\begin{cases} E_r^{(s)} = \dfrac{\cos\varphi}{k^{(I)^2} r^2} \displaystyle\sum_{l=1}^{\infty} l(l+1) B_l^e \zeta_l^{(1)}\left(k^{(I)} r\right) P_l^{(1)}(\cos\theta) \\ E_\theta^{(s)} = -\dfrac{\cos\varphi}{k^{(I)} r} \displaystyle\sum_{l=1}^{\infty} \left\{ B_l^e \zeta_l^{(1)\prime}\left(k^{(I)} r\right) P_l^{(1)\prime}(\cos\theta)\sin\theta - iB_l^m \zeta_l^{(1)}\left(k^{(I)} r\right) \frac{P_l^{(1)}(\cos\theta)}{\sin\theta} \right\} \\ E_\varphi^{(s)} = -\dfrac{\sin\varphi}{k^{(I)} r} \displaystyle\sum_{l=1}^{\infty} \left\{ B_l^e \zeta_l^{(1)\prime}\left(k^{(I)} r\right) \frac{P_l^{(1)}(\cos\theta)}{\sin\theta} - iB_l^m \zeta_l^{(1)}\left(k^{(I)} r\right) P_l^{(1)\prime}(\cos\theta)\sin\theta \right\} \end{cases} \tag{13}$$

et pour le champ magnétique $\vec{H}^{(s)}$:

$$\begin{cases} H_r^{(s)} = \dfrac{i}{k^{(I)}k_2^{(I)}}\dfrac{\sin\varphi}{r^2}\displaystyle\sum_{l=1}^{\infty} l(l+1)\,B_l^m\zeta_l^{(1)}\left(k^{(I)}r\right)P_l^{(1)}(\cos\theta) \\ H_\theta^{(s)} = -\dfrac{\sin\varphi}{k_2^{(I)}r}\displaystyle\sum_{l=1}^{\infty}\left\{B_l^e\zeta_l^{(1)}\left(k^{(I)}r\right)\dfrac{P_l^{(1)}(\cos\theta)}{\sin\theta} + iB_l^m\zeta_l^{(1)}\left(k^{(I)}r\right)P_l^{(1)'}(\cos\theta)\sin\theta\right\} \\ H_\varphi^{(s)} = \dfrac{\cos\varphi}{k_2^{(I)}r}\displaystyle\sum_{l=1}^{\infty}\left\{B_l^e\zeta_l^{(1)}\left(k^{(I)}r\right)P_l^{(1)'}(\cos\theta)\sin\theta + iB_l^m\zeta_l^{(1)'}\left(k^{(I)}r\right)\dfrac{P_l^{(1)}(\cos\theta)}{\sin\theta}\right\} \end{cases} \quad (14)$$

Dans ces expressions $k^{(I)}$ correspond au nombre d'onde à l'extérieur de la sphère :

$k^{(I)} = \dfrac{2\pi}{\lambda^{(I)}} = \dfrac{2\pi}{\lambda_0}$ (λ_0 : longueur d'onde d'émission du laser)

$k_2^{(I)} = i\dfrac{\mu\omega}{c} = i\dfrac{2\pi\mu}{\lambda_0}$

B_l^e et B_l^m sont les coefficients électrique et magnétique. Ils sont donnés par les conditions aux limites et ont pour expression :

$$\begin{cases} B_l^e = i^{l+1}\dfrac{2l+1}{l(l+1)}\dfrac{\hat{n}\psi_l'(q)\psi_l(\hat{n}q) - \psi_l(q)\psi_l'(\hat{n}q)}{\hat{n}\zeta_l^{(1)'}(q)\psi_l(\hat{n}q) - \zeta_l^{(1)}(q)\psi_l'(\hat{n}q)} \\ B_l^m = i^{l+1}\dfrac{2l+1}{l(l+1)}\dfrac{\hat{n}\psi_l(q)\psi_l'(\hat{n}q) - \psi_l'(q)\psi_l(\hat{n}q)}{\hat{n}\zeta_l^{(1)}(q)\psi_l'(\hat{n}q) - \zeta_l^{(1)'}(q)\psi_l(\hat{n}q)} \end{cases} \quad (15)$$

$\psi_l(x) = \sqrt{\dfrac{\pi x}{2}}J_{l+1/2}(x)$ (J est la fonction de Bessel à l'ordre $l+1/2$),

$\zeta_l^{(1)}(x) = \sqrt{\dfrac{\pi x}{2}}H_{l+1/2}^{(1)}(x)$ (H est la fonction de Hankel à l'ordre $l+1/2$),

$\hat{n}$ est l'indice complexe de réfraction des particules relativement au milieu (air),
q est le paramètre de taille.
Le caractère «'» correspond à la dérivée de la fonction par rapport à la variable entre parenthèse.
Les coefficients électrique et magnétique ne sont fonction que de ces deux derniers paramètres.

En supposant la distance d'observation r très supérieur à la longueur d'onde λ_0 du laser les composantes $E_r^{(s)}$ et $H_r^{(s)}$ du champ électrique et magnétique sont négligeables devant les autres. Les champs électrique et magnétique diffusés s'écrivent finalement :

$$\begin{cases} \vec{E}^{(s)} = E_\theta^{(s)}\vec{e}_\theta + E_\varphi^{(s)}\vec{e}_\varphi \\ \vec{H}^{(s)} = H_\theta^{(s)}\vec{e}_\theta + H_\varphi^{(s)}\vec{e}_\varphi \end{cases} \quad (16)$$

1. Histogramme des diamètres des particules utilisées

Une mesure granulométrique de l'ensemencement a été effectuée en sortie du générateur de fumée d'huile employé lors des différentes campagnes de validation de la DGV afin de caractériser la distribution en taille des particules. L'appareil utilisé est un granulomètre Malvern Spraytec RTS 5000, mis à notre disposition au Fauga (unité MH). Cet instrument mesure les angles des lobes de diffusion des particules qui traversent un faisceau collimaté émis par une diode laser, à partir d'un ensemble de photodiodes disposées sur une barrette comme le montre la figure 151 :

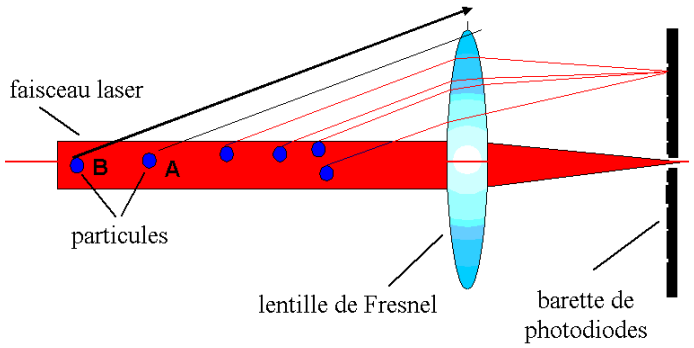


figure 151 : principe de mesure du granulomètre Malvern Spraytec RTS 5000.

Le dépouillement des données nécessite de connaître l'indice complexe de réfraction du milieu qui constitue les particules, pour la longueur d'onde du faisceau émis par la diode laser (670 nm). La méthode permettant d'obtenir cette caractéristique est décrite après.

L'histogramme des tailles de particules obtenu à l'aide du granulomètre est présenté ci-dessous (figure 152) :

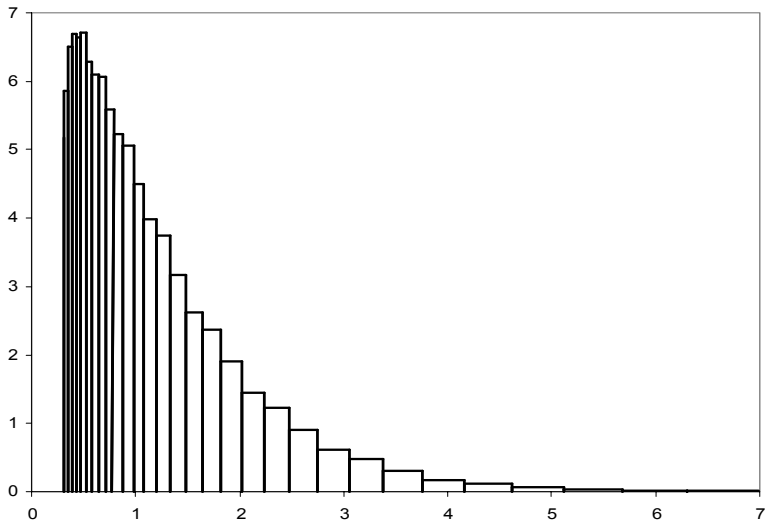


figure 152 : répartition en taille des particules en sortie du générateur.

Cet histogramme donne une répartition en pourcentage de volume entre deux diamètres sélectionnés. L'écart entre deux diamètres suit une progression géométrique, augmentant avec la taille des particules, ce qui induit des classes dans l'histogramme de plus en plus large. Le calcul de la théorie de la diffusion montre qu'il apparaît de nombreux lobes de diffusion. Ces lobes varient d'une taille à l'autre avec des orientations différentes dans l'espace. Puisque la mesure DGV est faite à partir de la contribution d'un ensemble de particules, il est important de prendre en compte le plus grand nombre de diamètres possible afin de ne pas privilégier des directions particulières qui pourraient fausser le bilan radiométrique. Il a donc été nécessaire de modéliser l'histogramme de répartition par une fonction dont le pas d'échantillonnage est fixé et constant. La contribution d'une taille de particule sera alors donnée par la valeur en pourcentage de volume dans la classe considérée, pondérée par le nombre de particules dans cette classe.
Un échantillonnage tous les 0,05 microns prend en compte l'information sur tous les diamètres. Il est à noter que seule la partie comprise entre 0,524 et 6,99 microns a été modélisée par une fonction polynomiale du 4ème degré. Son équation est la suivante :

$$y = 0.0081x^4 - 0.1955x^3 + 1.7275x^2 - 6.6917x + 9.763 \quad (1)$$

Pour les diamètres inférieurs à 0,524 microns, la progression géométrique donnant un écart inférieur à 0,05 microns, la valeur en pourcentage de volume pour le diamètre au centre de la classe est considérée.

Remarque : il est important de noter que la lentille de focale 200 mm qui compose le granulomètre limite l'étendue des mesures pour les petits diamètres. Seules les particules supérieures à 0,3 µm sont prises en compte. Une lentille de focale 100 mm aurait permis de descendre la résolution de l'instrument à 0,1 µm.

2. Mesure de l'indice complexe de réfraction des particules

Par définition, l'indice complexe de réfraction est donné par :

$$\hat{n} = n + i.n' \quad (2)$$

- n : est l'indice de réfraction du milieu des particules,
- n′ : est l'indice d'absorption (ou d'extinction) du milieu.

L'indice de réfraction permet de décrire le comportement d'une onde électromagnétique à la traversée d'un dioptre (réflexion, réfraction : lois de Snell-Descartes). L'indice d'extinction traduit l'absorption de l'onde au sein du milieu qu'elle traverse. En effet, considérons une onde plane progressive monochromatique se propageant selon l'axe des z dans un milieu d'indice $\hat{n}$, l'expression complexe du champ électrique au point M situé à l'abscisse « z » au temps « t » s'écrit :

$$\vec{E} = \vec{E}_0.e^{-i(\omega t - kz)} = \vec{E}_0.e^{-i(2\pi\nu t - \frac{2\pi\nu(n+in')z}{c})} = \vec{E}_0 e^{-(\frac{2\pi\nu n'z}{c})} e^{-i(2\pi\nu(t-\frac{nz}{c}))} \quad (3)$$

$\vec{E}_0$ est le vecteur champ électrique à l'origine, ω la pulsation de l'onde, ν la fréquence de l'onde, c la célérité de l'onde, $\vec{k}$ le vecteur d'onde.

Puisque l'intensité est proportionnelle à $\left|\vec{E}\right|^2$ on obtient la loi de Beer :

$$I = I_0 e^{-\frac{4\pi\nu n' z}{c}} = I_0 e^{-\alpha z} \tag{4}$$

Il est intéressant d'introduire la notion de profondeur de pénétration de l'onde « δ », qui représente la distance que doit parcourir cette onde pour voir l'amplitude du champ électrique diminuer d'un facteur « e ». On obtient donc $\delta = 2/\lambda$. On peut ainsi calculer n' à partir de l'absorption linéique α du milieu à l'aide de la formule suivante :

$$\boxed{n' = \frac{\alpha\lambda}{4\pi}} \tag{5}$$

On comprend aisément l'importance du rôle que doivent jouer ces paramètres dans le phénomène de diffusion de la lumière par une particule sphérique ; réflexion au niveau de la surface de la sphère, réfraction et éventuellement atténuation de l'onde à l'intérieur de la particule.

2.1. Mesure de l'indice « n »

L'indice du milieu « n » a été mesuré à l'aide d'un réfractomètre OPL (prêté par le laboratoire de chimie de *l'Université Paul Sabatier*), basé sur la mesure de l'angle de réfraction limite. Il permet d'obtenir l'indice d'un liquide avec une précision de l'ordre du millième pour la longueur d'onde $\lambda = 589{,}3$ nm, correspondant à une raie caractéristique du Sodium.
Des mesures ont été effectuées sur deux liquides utilisés pour l'ensemencement : une solution d'huile pure et un mélange « eau+huile » pour deux températures ambiantes différentes (22°C et 27°C). L'indice du liquide a été mesuré directement, puis en sortie du générateur de fumée. Le réfractomètre a été préalablement étalonné en déterminant l'indice de l'eau.

Les résultats obtenus sont présentés dans le tableau 15 :

T = 22°C		T = 27°C	
eau n = 1,333		eau n = 1,333	
huile (direct) n = 1,467	huile (générateur) n = 1,467	huile (direct) n = 1,465	huile (générateur) n = 1,4645
eau+huile (direct) n = 1,396	eau+huile (générateur) n = 1,4215	eau+huile (direct) n = 1,395	eau+huile (générateur) n = 1,419

tableau 15 : indice de l'eau et des huiles pour deux températures.

Une variation de température ambiante de 5°C modifie très peu l'indice du milieu. Cependant, dans le cadre des mesures réalisées sur le mélange « eau+huile » une différence notable

apparaît au niveau des résultats, selon que l'échantillon a été prélevé directement ou en sortie du générateur de fumée. Ceci traduit bien la modification de la composition chimique du liquide qui a traversé le four du générateur de particules.

2.2. Mesure de l'indice « n′ »

L'indice d'absorption « n′ » a été estimé à l'aide d'un spectrophotomètre CARY 2300 au DESP (Département d'Etude Spatiale) de l'Onera-Toulouse. L'expérience mise en œuvre consiste à déterminer la transmission à travers une cuve préalablement remplie avec le liquide (figure 153). La présence d'un réseau de diffraction au sein de l'instrument permet de réaliser des mesures de transmission de la cuve pour différentes valeurs de longueur d'onde λ, s'échelonnant de 350 nm à 750 nm. Un lissage polynomial de la fonction obtenue ($T = f(\lambda)$) assure le filtrage des oscillations apparaissant au voisinage de 650 nm, qui témoignent de la présence de raies d'absorption caractéristiques de l'atmosphère du laboratoire (figure 4). Afin d'exploiter au mieux ces données, il est nécessaire de connaître la partie réelle de l'indice complexe de réfraction, pour corriger les mesures d'absorption obtenues, des coefficients de transmission de Fresnel au niveau des dioptres d2 et d3 définis sur la figure suivante.

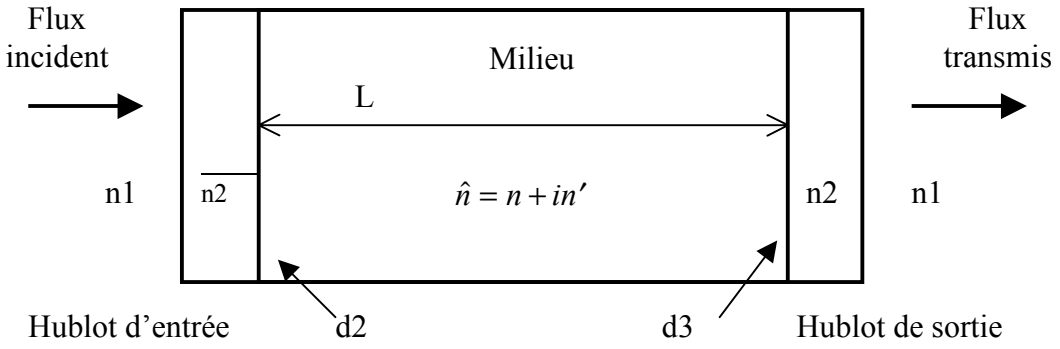


figure 153 : modélisation de la cuve

La transmission de la cuve remplie peut s'exprimer sous la forme :

$$T_{cuve} = T_1.T_2.T_3.T_4.e^{(-\alpha L)} \tag{6}$$

T_i représente le coefficient de transmission en intensité au niveau du dioptre di, α l'absorption linéique du milieu et L la longueur interne de la cuve. Les expressions des quatre coefficients de transmission sont les suivantes :

$$T_1 = T_4 = \frac{4.n1.n2}{(n1 + n2)^2} \qquad T_2 = T_3 = \frac{4.n.n2}{(n + n2)^2} \tag{7}$$

n1 est l'indice de réfraction de l'air ambiant (n1 = 1), n2 est estimée à partir de la mesure de la transmission de la cuve à vide. Celle-ci est donnée par :

$$T_{cuve\ vide} = T_1^4 \tag{8}$$

L'expression de $T_{cuve\ vide}$ permet de déterminer n2. Connaissant n1, n2 et n on peut calculer le produit $T_1.T_2.T_3.T_4$. La mesure du spectrophotomètre donne $T_{cuve\ remplie}$. Sachant que la longueur intérieure de la cuve est L = 10 mm, α puis « n′ » se déduisent de la relation :

$$n' = \frac{\lambda\alpha}{4\pi} = \frac{\lambda}{4\pi L}\ln\left(\frac{T_1.T_2.T_3.T_4}{T_{cuve\ remplie}}\right) \tag{9}$$

Les résultats des mesures obtenues sont présentés ci-dessous.

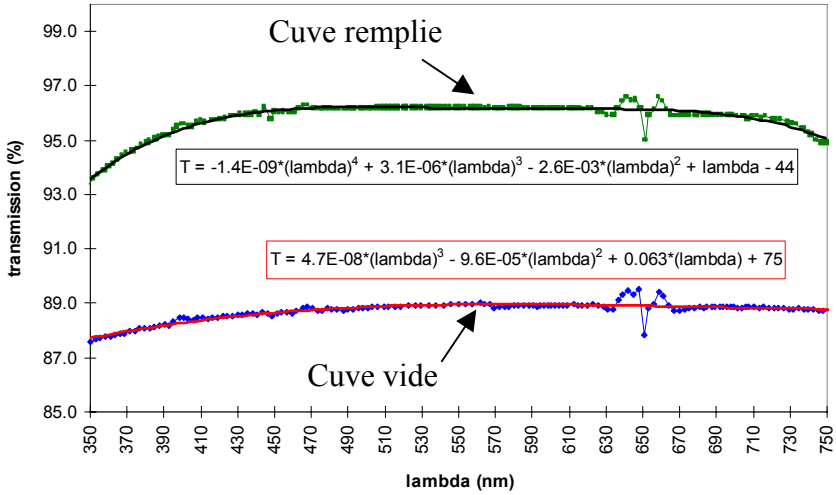


figure 154 : évolution de la transmission de la cuve vide et de la cuve remplie en fonction de la longueur d'onde.

Pour les deux longueurs d'onde qui nous intéressent (λ=514,5 nm et 670 nm), le résultat est :

$$n1 = 1 \quad n2 = 1{,}41 \quad n = 1{,}47 \tag{10}$$

L'indice d'absorption « n′ » est alors inférieur à 10^{-7} en prenant en compte les incertitudes relatives (1%) obtenues sur les mesures radiométriques du spectrophotomètre CARY. Les deux profondeurs de pénétration qui en découlent sont alors données par $\delta_{514,5} > 80\,\text{cm}$ et $\delta_{670} > 1\,\text{m}$, lesquelles sont bien plus grandes que les diamètres des particules. L'absorption de l'onde électromagnétique est donc considérée nulle dans la particule et on posera :

$$\boxed{\hat{n} = 1.47 + 0i} \tag{11}$$

Remarque : les mesures effectuées pour déterminer l'indice complexe de réfraction ont été faites à différentes longueurs d'onde :
- l'indice du milieu « n » à 589,3 nm (raie caractéristique du Sodium),
- l'indice d'absorption « n′ » à 514,5 nm,
- l'indice complexe de réfraction « n̂ » obtenu a été utilisé pour le dépouillement du granulomètre à 670 nm.

1. Description du matériel de PIV *Dantec*

Le système utilisé est commercialisé par la société *Dantec* (source laser, caméra, calculateur, électronique de commande des différents modules). Il permet l'acquisition et le stockage des images afin de procéder au traitement ultérieurement. Le dépouillement des clichés a été effectué avec un logiciel de calcul développé au DAAP/MMH (Département Aérodynamique Appliquée, unité Mécanique des fluides industrielle, Mesures, Hydrodynamique de Lille). Un logiciel convivial de post traitement des fichiers instantanés en vue d'une analyse statistique a été utilisé. Il permet notamment de trier les vecteurs vitesses selon différents critères : gamme de vitesse, rapports Signal sur Bruit, filtrage médian…. Les champs de vitesse instantanés obtenus étant d'assez bonne qualité (peu de vecteurs à recalculer) tous ces critères n'ont pas été utilisés pour le traitement des images.

1.1. Caractéristique de la source laser

Il s'agit d'un laser Nd:YAG de chez *Big Sky Laser* (modèle Ultra CFR Nd:YAG Laser). Il se compose de deux cavités équipées chacune d'un barreau de Nd :YAG, fonctionnant en Q-switching (figure 155). Elles émettent des impulsions lumineuses à la longueur d'onde de 1064 nm, avec une cadence de répétition limitée à 20 Hz. Un cristal non linéaire permet d'effectuer le doublage de fréquence (532 nm) des faisceaux émis par ces deux cavités. Un dispositif optique permet de les recombiner à la sortie de la source. On obtient ainsi des impulsions de 120 mJ, d'une durée de 10 ns. Le retard entre deux impulsions homologues est ajustable sur une plage de 200 ns à 110 ms. Le déclenchement du laser peut être piloté en externe (le délai de déclenchement du premier pulse est fixé à 185 µs (figure 156)). La nappe laser est générée à l'aide d'un système optique composé de lentilles permettant une divergence totale de la nappe d'environ 10°. Pour l'expérience la cadence de répétition du laser est fixée à 8 Hz.

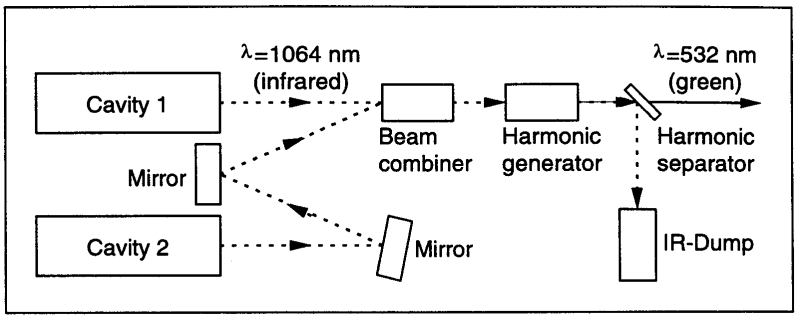


figure 155 : double cavité laser pour la PIV.

1.2. Caméra PIV/PLIF 80C60 HiSense

Elle est équipée d'un capteur CCD de 1280×1024 pixels de 3,4 µm de côté avec un espacement *(pixel pitch)* de 6,7 µm. Les intensités sont codées sur 12 bits. La fréquence trame en simple exposition est de 9 Hz (4,5 Hz en double exposition). Elle est refroidie par effet Peltier. Un objectif Nikon Micro-Nikkor de focale 60 mm avec huit ouvertures possibles est monté sur la caméra. Un filtre interférentiel (filtre 80C41) centré sur la longueur d'onde d'émission du laser est situé devant l'objectif afin de limiter le flux lumineux parasite présent sur la zone d'essais, pouvant faire varier fortement les niveaux de bruit en raison de la

différence de temps d'intégration inhérents à chacune des trames. En effet, la durée d'intégration de la première image est limitée à 132 µs, celle de la deuxième image est fixée à 110 ms.
Une électronique de commande permet de générer l'ensemble des signaux nécessaires au pilotage de la source laser (Q-Switch laser 1; lampe laser 1; Q-Switch laser 2; lampe laser 2) ainsi que de la caméra. Le diagramme de synchronisation entre le laser et l'acquisition en double exposition est le suivant (figure 156) :

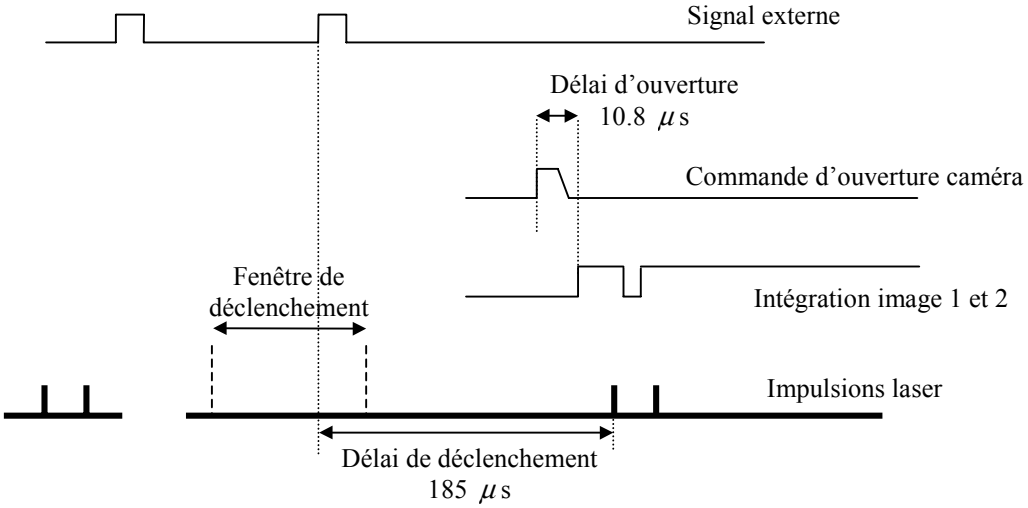


figure 156 : diagramme de synchronisation entre l'émission et l'acquisition vidéo pour une paire d'images.

1.3. Traitement des images

Le traitement s'effectue par paires d'images et consiste tout d'abord à découper chaque image en régions, appelées fenêtres d'interrogation. Au final, un vecteur vitesse est calculé par fenêtre. Dans chacune des régions un certain nombre de particules sont visibles aux deux instants. Un algorithme d'inter-corrélation va être appliqué entre les deux images consécutives de façon à déterminer le déplacement le plus probable de l'ensemble des particules présentes dans la fenêtre. En reproduisant le processus sur l'ensemble des fenêtres, une carte de vecteurs déplacements statistiques est obtenue. Connaissant l'intervalle de temps entre les deux impulsions, la carte des vecteurs vitesses est finalement obtenue.
La résolution spatiale de la technique PIV, permettant d'évaluer les plus petites structures de l'écoulement, est liée à la taille des fenêtres d'interrogation vue dans l'espace objet. Trois paramètres interviennent :

- le rapport de taille (Objet/Image),
- la taille des fenêtres en pixels,
- l'intervalle d'espace entre chaque pixel sur la matrice (*pixel pitch*).

Le rapport de taille est fixé par les conditions expérimentales (distance d'observation et taille du champ observé) et l'espacement entre les pixels est fixé par les caractéristiques techniques de la matrice de la caméra. Seule la taille des fenêtres est donc variable (16×16, 32×32, 64×64 ou 128×128 pixels). Pour obtenir les corrélations avec un bon rapport signal sur bruit dans chaque fenêtre, il faut une répartition de la vitesse la plus homogène possible, ce qui implique que la taille des fenêtres doit être la plus petite possible pour détecter des phénomènes de petites échelles. Néanmoins, la dynamique de réponse des valeurs de déplacement mesurée va augmenter avec la taille des fenêtres. Pour optimiser les mesures, le

déplacement maximum des particules entre les deux images successives doit être inférieur au ¼ de la taille de la fenêtre. Il faut donc trouver un compromis entre la résolution spatiale et la dynamique de réponse. En général, un bon compromis consiste à déterminer des fenêtres de 32×32 pixels mais cela dépend évidemment de la nature de l'écoulement.
Un autre paramètre important influençant la résolution spatiale et le rapport signal sur bruit est le nombre de particules présentes dans chaque fenêtre d'interrogation. Il est recommandé d'avoir au minimum cinq particules/fenêtre. Plus le nombre est important plus le signal sera important et donc meilleur sera le traitement.
Pour améliorer la précision, il est aussi recommandé de défocaliser légèrement le système de façon à repérer chaque particule sur un ensemble de deux ou trois pixels. Cela permet notamment de déterminer la position de particules « tombant » entre les pixels, et d'éviter le phénomène de *« peak locking »*. En théorie, si le pic de corrélation est connu, il est possible de déterminer par interpolation le déplacement des particules entre les deux images avec une précision inférieure au *pixel pitch* (espacement entre deux pixels).
La technique du recouvrement partiel des fenêtres permet de récupérer l'information sur les particules *entrant* ou *sortant* de chaque fenêtre entre les deux images (figure 157). Par recouvrement horizontal ou vertical, les particules éliminées vont pouvoir à nouveau être traitées (le recouvrement s'effectue généralement sur 50% de la surface de la fenêtre). Cette méthode va finalement produire plus de vecteurs déplacements mais ne va pas augmenter la résolution spatiale.

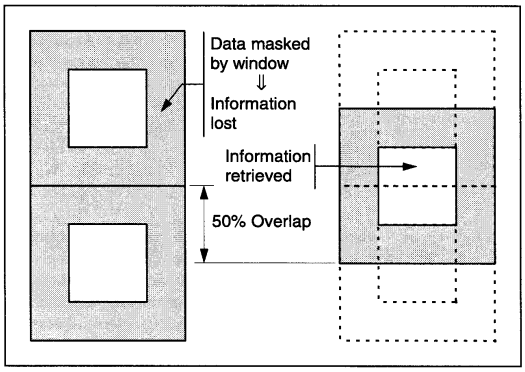


figure 157 : illustration de la perte d'information sur les bords et récupération de l'information par un recouvrement partiel vertical.

1.4. Critère retenu pour le tri des vecteurs

Un logiciel de post traitement des champs de vitesse instantanés a été utilisé, permettant, via une interface graphique, de lire un ou plusieurs fichiers résultats issus du calcul obtenu par le programme développé au DAAP/MMH. Il permet de trier les vecteurs selon les critères suivants :

- gamme de vitesse autorisée pour U et V, définie par l'opérateur : choix du meilleur pic ou exclusion du point de mesure testé,
- rejet des vecteurs pour lesquels l'énergie du 1er pic de corrélation est inférieure à un seuil défini par l'opérateur,
- rejet des vecteurs pour lesquels le rapport S1/B est inférieur à une valeur définie par l'opérateur (S1 : énergie du 1er pic de corrélation, B : niveau de bruit dans la fonction de corrélation),

- rejet des vecteurs pour lesquels S1/S2 est inférieur à un seuil défini par l'opérateur (S2 : énergie du 2ème pic de corrélation),
- filtrage médian conditionnel : celui-ci permet de choisir parmi les trois pics de corrélation, celui qui génère un vecteur vitesse qui se rapproche le plus du vecteur médian calculé sur un voisinage 3×3. Si les deux vecteurs ainsi définis sont trop différents (écart relatif maximum autorisé défini par l'opérateur), on affecte la valeur médiane au point central de la fenêtre glissante.

Les images brutes obtenues étant d'assez bonne qualité, seul le dernier traitement des champs a été retenu. De plus, pour améliorer encore le rapport signal sur bruit le traitement permet à l'opérateur de choisir un déplacement arbitraire de l'ensemble des fenêtres de la seconde image par rapport aux fenêtres de la première image pour conserver le maximum de particules dans chaque fenêtre. Ce traitement est intéressant lorsque le champ est relativement uniforme et que l'une des composantes est très importante par rapport à l'autre, ce qui est notre cas. Le décalage spatial des fenêtres a été fixé à 7 pixels, compte tenu de la taille des fenêtres d'inter-corrélation et de la vitesse supposée.