

55376  
1986  
21

N° d'ordre : 1370



55376  
1986  
21

T H E S E

présentée à

L'UNIVERSITE DES SCIENCES ET TECHNIQUES DE  
LILLE FLANDRES ARTOIS

pour obtenir

Le grade de Docteur de 3ème cycle  
en MECANIQUE

par

François BELUCHE

ETUDE DU SILLAGE INSTATIONNAIRE D'UN CYLINDRE A  
NOMBRE DE REYNOLDS MODERE PAR DES TECHNIQUES DE  
VISUALISATION ET DE VELOCIMETRIE OPTIQUE COMPLEMENTAIRES.

*Exemplaire corrigé*

Soutenue le 28 Novembre 1986

Président : J. CHAUVIN, Professeur à l'Université de Paris VI.  
Rapporteur : A. DYMENT, Professeur à l'U.S.T.L.F.A.  
Examineurs : M. HA MINH, Professeur à l'I.N.P., Toulouse.  
P. MICHEAU, Professeur à l'U.S.T.L.F.A.  
B. MASURE, Ingénieur en Chef de l'Armement (D.R.E.T.)  
M. STANISLAS, Ingénieur O.N.E.R.A.- I.M.F.L.



Ce travail a été effectué pour la plus grande partie à l'Institut de Mécanique des Fluides de Lille. Je tiens à remercier M. Dymont, qui m'a accueilli dans son équipe, et qui a assuré la direction de cette étude. Son aide, ainsi que son soutien m'ont été extrêmement précieux.

Michel Stanislas a fortement contribué à ce travail, qu'il a suivi pendant tout son déroulement; je le remercie sincèrement pour tout l'appui et l'amitié qu'il m'a apportés.

Ma reconnaissance va à M. Chauvin, qui me fait l'honneur et le grand plaisir d'être présent aujourd'hui, et de présider ce jury; ainsi qu'à M. Ha-Minh, qui dirige l'équipe de recherches en calcul numérique, avec laquelle nous avons collaboré. Je remercie également MM. Micheau et Masure, d'avoir accepté de faire partie du jury.

Je veux aussi exprimer ma gratitude pour tous les membres du groupe aérodynamique de l'IMFL, et tout particulièrement à Thierry Laden, Jean-Marc Fourmoy, Jacques Pruvost, et à mon camarade de thèse Mohamed Dadi.

Je dois également remercier le personnel de l'IMFL, à travers la section locale CFDT, pour tout le soutien qu'il m'a apporté, et qui m'a permis d'achever ainsi cette thèse. Pour ces mêmes raisons, je remercie maître Eric Bondue.

Je n'oublie pas non plus le comité d'établissement de l'IMFL, qui m'a permis de disposer de ses moyens informatiques, et en particulier Dominique Bulté, qui m'a toujours reçu avec beaucoup de gentillesse.

Enfin, je remercie les dirigeants de l'ONERA-CERT, ainsi que les responsables du DERMES, de m'avoir reçu dans leur établissement pour achever ce travail.





## TABLE DES MATIERES

LISTE DES PRINCIPALES NOTATIONS.....	3
REFERENTIEL UTILISE.....	5
RESUME.....	7
INTRODUCTION.....	9
1. ETUDE BIBLIOGRAPHIQUE.....	11
1.1 EVOLUTION DE L'ECOULEMENT EN FONCTION DU NOMBRE DE REYNOLDS... 14	14
1.2 PARAMETRES MOYENS.....	20
1.3 NOMBRE DE REYNOLDS DE TRANSITION.....	21
1.4 EVOLUTION DE LA FREQUENCE TOURBILLONNAIRE.....	22
1.5 STRUCTURE DE L'ALLEE ALTERNEE.....	24
1.6 TRANSITION VERS LA TURBULENCE.....	29
1.7 EFFETS TRIDIMENSIONNELS.....	30
1.8 EFFETS DE L'ALLONGEMENT.....	34
1.9 COEFFICIENT DE BLOCAGE.....	37
1.10 INFLUENCE DE LA RUGOSITE.....	38
1.11 NOMBRE DE STROUHAL UNIVERSEL.....	39
1.12 PHENOMENES TRANSITOIRES LORS DU DEBUT DE L'ECOULEMENT.....	40
1.13 ETUDES NUMERIQUES - POSITION DU PROBLEME.....	41
FIGURES.....	45
2. DISPOSITIF EXPERIMENTAL.....	47
2.1 TUNNEL HYDRODYNAMIQUE.....	49
2.2 MAQUETTE DU CYLINDRE ET INSTALLATION.....	50
2.3 VISUALISATIONS.....	51
3. TECHNIQUES DE MESURES.....	55
3.1 METHODE HOLOGRAPHIQUE.....	57
3.1.1 PRINCIPE.....	57
3.1.2 ASPECT THEORIQUE.....	58
3.1.3 METHODE A QUATRE EXPOSITIONS.....	61
3.1.4 ENSEMENCEMENT.....	63
3.1.5 SUIVI DES PARTICULES.....	66
3.1.6 LASERS.....	70
3.1.7 EMULSION HOLOGRAPHIQUE.....	71
3.1.8 MESURE DE LA DENSITE D'ENERGIE.....	71
3.1.9 DEPOUILLEMENT DES HOLOGRAMMES.....	75
3.1.10 CONTROLE DU DEBIT.....	76
3.1.11 HOLOGRAPHIE DE FILETS COLORES.....	76
3.2 CHAINE DE MESURE PAR ANEMOMETRIE LASER.....	77
3.2.1 PRINCIPE.....	77
3.2.2 TRAITEMENT DES CORRELOGRAMMES.....	80

3.2.3	APPAREILLAGE.....	81
3.2.4	REGLAGE DE L'OPTIQUE, MESURE DE L'INTERFRANGE.....	83
3.2.5	FLUCTUATION DES MESURES.....	84
<b>4.</b>	<b>QUALIFICATION DE LA VEINE.....</b>	<b>89</b>
4.1	VISUALISATIONS.....	91
4.2	DEBITS CHOISIS POUR L'ETUDE.....	93
4.3	MESURES EN VEINE LIBRE.....	94
<b>5.</b>	<b>RESULTATS EXPERIMENTAUX AVEC LE CYLINDRE.....</b>	<b>99</b>
5.1	VISUALISATIONS.....	101
5.1.1	VUES EN COUPE.....	102
5.1.2	VUES EN PLAN.....	104
5.2	RESULTATS PAR HOLOGRAPHIE.....	106
5.2.1	CHAMPS DE VITESSE.....	106
5.2.2	CHAMP DES VITESSES DANS LE PROCHE SILLAGE.....	110
5.2.3	CHAMPS DE VITESSES ENTRE LES DIFFERENTES IMPULSIONS..	111
5.2.4	FILET COLORE.....	112
5.3	CHAMPS DE VITESSE PAR ANEMOMETRIE LASER.....	114
<b>6.</b>	<b>DISCUSSION DES RESULTATS.....</b>	<b>117</b>
	REFERENCES.....	131
	ANNEXE.....	141
	FIGURES	
	PLANCHES	

## LISTE DES PRINCIPALES NOTATIONS

B	coefficient de blocage
Cp	coefficient de pression
Cx	coefficient de traînée
Cpb	coefficient de pression au culot
D	diamètre du cylindre
e	densité d'énergie laser
$e_0$	densité d'énergie laser au centre du faisceau
E	énergie laser
f	fréquence des tourbillons
F	fréquence des tourbillons adimensionnée = $St \cdot Re$
hp	épaisseur des couches de parois
H(t)	fonction d'autocorrélation
I(t)	intensité lumineuse
L	envergure du cylindre = largeur de la veine carrée
Ls	largeur du sillage
Lf	longueur de formation de l'allée alternée
Ls	largeur du sillage
M	nombre de Mach
n	indice de réfraction
Q	débit de l'écoulement
$Re = V_0 \cdot D / \nu$	nombre de Reynolds
Ret	nombre de Reynolds de transition
$St = f \cdot D / V_0$	nombre de Strouhal
T	période d'échantillonnage du corrélateur
V <sub>0</sub>	vitesse amont
V <sub>c</sub>	vitesse de convection des tourbillons

$\lambda$  longueur d'onde

$\mu$  viscosité dynamique

$\nu$  viscosité cinématique

$\rho$  masse volumique

$\gamma$  accélération

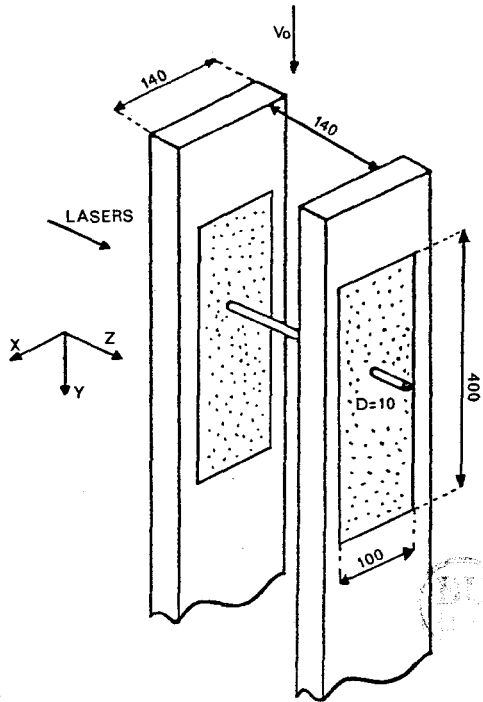
$\Delta T$  intervalle de temps entre deux enregistrements

REFERENTIEL UTILISE

- \* L'axe longitudinal Y est pris parallèle à la direction de l'écoulement amont
- \* L'axe lateral Z est parallèle à l'envergure du cylindre
- \* Et l'axe transversal X complète le trièdre.

Ces notations seront utilisées durant tous les chapitres, à l'exception des paragraphes 3.1.1 et 3.1.2, concernant l'exposé de la méthode holographique, où "longitudinal" désignera la direction parallèle à l'axe optique (=axe Z); et transversal, les directions perpendiculaires (=X ou Y).

u v w : composantes de la vitesse suivant x y z



ORIGINE DU REPERE AU  
CENTRE DU CYLINDRE ET  
AU MILIEU DE LA VEINE

(==> COTES DES PAROIS:  
X/D=+/-7 ET Z/D=+/-7)

SCHEMA DE L'INSTALLATION DU CYLINDRE DANS LA VEINE  
AVEC LE REFERENTIEL UTILISE POUR LES MESURES



## RESUME

L'écoulement instationnaire autour d'un cylindre circulaire immobile, placé perpendiculairement à un écoulement uniforme, est étudié expérimentalement pour des nombres de Reynolds variant de 140 à 500. L'installation utilisée est un tunnel hydrodynamique à veine verticale, fonctionnant par rafales. Des visualisations sont présentées pour les différents nombres de Reynolds; pour  $Re=210$  et 500, des mesures sont effectuées dans le sillage par anémométrie laser, et par une méthode holographique permettant de reconstituer le champ des vitesses instantanées de l'écoulement. Ces résultats sont ensuite comparés à des champs de vitesses obtenus numériquement par d'autres chercheurs, pour des nombres de Reynolds voisins.





## INTRODUCTION

Les études de sillages pour les faibles nombres de Reynolds ("faible", signifiant ici quelques centaines), ont peut être été quelques peu délaissées, car de tels écoulements sont peu fréquents dans la nature: la moindre petite brise sur un petit obstacle donnera tout de suite un nombre de Reynolds de 100000, et des valeurs de plusieurs millions sont courantes. C'est pourtant à ces faibles Reynolds que se produit la transition qui rend l'écoulement instationnaire, et les mécanismes fondamentaux qui entrent en jeu alors vont continuer à régir l'écoulement, même s'ils sont parfois masqués par la turbulence, qui elle, va faire son apparition un peu plus tard. Et il s'agit là justement de l'un des obstacles qui gênent les modélisations à des nombres de Reynolds élevés; les limitations des plus gros ordinateurs actuels ne permettent pas encore d'effectuer des simulations numériques d'écoulements turbulents, et encore moins tridimensionnels, dès lors que l'on cherche à en obtenir une description détaillée. En attendant le moment où cette barrière sera levée, de nombreux codes de calculs ont déjà été mis au point, qui permettent de décrire les écoulements instationnaires autour d'obstacles, pour les faibles nombres de Reynolds, et dont bien évidemment, le cylindre circulaire a été parmi les premiers testés. Ces algorithmes, qui procèdent directement à partir des équations de Navier Stokes, permettent d'obtenir les champs de pression et de vitesse dans l'écoulement. L'un des buts qui ont motivé cette étude, a donc été de chercher à obtenir des résultats expérimentaux sous la même forme (pour les vitesses seulement), et en se plaçant dans des conditions expérimentales les plus proches de celles supposées dans les calculs, afin de

procéder à des comparaisons entre les deux types de résultats.

Pour obtenir de faibles vitesses d'écoulement, il a été choisi de travailler dans l'eau qui, bien que présentant une viscosité cinématique environ dix fois plus petite que celle de l'air, permet d'obtenir les plus faibles nombres de Reynolds à l'aide d'installations somme toute assez simples. Ce fluide permet également de procéder très aisément à des visualisations assez fines de l'écoulement, et surtout, il est possible de choisir des traceurs possédant une densité qui lui est voisine, ce qui est fondamental pour les méthodes de mesure que nous avons utilisées. C'est surtout le cas pour la méthode d'holographie à expositions multiples de micro particules, qui permet d'obtenir les champs des vitesses instantanées de l'écoulement, c'est à dire des résultats directement comparables aux calculs. La condition sur les masses volumiques est d'autant plus importante pour cette méthode, que les particules utilisées doivent avoir des diamètres suffisants pour être détectées, ce qui est beaucoup plus restrictif que pour l'anémométrie laser, avec laquelle nous avons mesuré les vitesses moyennes de notre écoulement, où les traceurs employés ont des diamètres de l'ordre de 1 à 10  $\mu\text{m}$ .

Enfin, il faut remarquer que si le cylindre a été choisi pour cette étude, cela ne constitue en aucune manière une contrainte, car puisque notre maquette n'a pas été instrumentée, des travaux analogues pourraient être menés aisément pour d'autres types de sillages, sans que le dispositif expérimental ait à subir de modification.

\*\*\*\*\*  
\*  
\* ETUDE BIBLIOGRAPHIQUE \*  
\*  
\*\*\*\*\*



## 1. ETUDE BIBLIOGRAPHIQUE

La documentation sur "le cylindre" est déjà plus qu'abondante, et une recherche de documents avec ce simple mot clef fait apparaître plusieurs milliers de publications. Ainsi donc, si une étude bibliographique supplémentaire ne peut faire qu'augmenter ce nombre, on risque surtout d'omettre un article important sur le sujet après avoir passé au crible des publications qui traitent toutes plus ou moins de la même chose. Nous allons essayer de présenter ici les différents types d'écoulements que l'on peut rencontrer en nous cantonnant dans le domaine dynamique, c'est à dire en faisant abstraction des phénomènes thermiques. De même, nous resterons dans le cas où le cylindre est immobile et placé perpendiculairement à la direction de la vitesse en amont et nous insisterons plus particulièrement sur le domaine des faibles nombres de Reynolds.

Dans un premier temps, nous allons rappeler la configuration de l'écoulement en fonction principalement du nombre de Reynolds, mais en mentionnant aussi le rôle du nombre de Mach lorsque l'écoulement devient compressible. Nous évoquerons quelques points particuliers de son évolution comme la transition vers le régime instationnaire, la variation de la fréquence tourbillonnaire, la transition vers la turbulence, l'apparition de phénomènes tridimensionnels, la variation des paramètres moyens, et nous donnerons une description plus détaillée de la structure du sillage lorsqu'il existe une allée alternée. Nous mentionnerons aussi les principaux paramètres qui peuvent avoir beaucoup d'importance sur l'organisation de l'écoulement, suivant les conditions expérimentales

## 1.1 EVOLUTION DE L'ÉCOULEMENT EN FONCTION DU NOMBRE DE REYNOLDS

On sait que pour un écoulement incompressible, le nombre de Reynolds est le seul paramètre pour définir les différents régimes de l'écoulement. Nous avons choisi de suivre ici une classification analogue à celle de ROSHKO qui est surtout basée sur les variations du coefficient de traînée, elles mêmes liées à celles du nombre de Strouhal, du coefficient de pression au culot et de la position du décollement. La figure 1 résume les différents aspects de l'écoulement correspondant à cette énumération.

\*Re < 5 : écoulement rampant; il n'y a pas de décollement. Une solution de ce type d'écoulement a été proposée par OSEEN et LAMB <41>.

\*5 Re < 40 : l'écoulement décolle sur l'arrière du cylindre: il y a formation de deux tourbillons stationnaires, symétriques et contrarotatifs qui restent attachés derrière le cylindre, et il y a recollement en aval. FARGUES <27> a mesuré les positions de ces tourbillons pour Re= 89 (l'écoulement était fortement confiné avec un rapport d'allongement du cylindre de 10, ce qui explique qu'il était encore stationnaire pour ce Re), et il trouve leur abscisse à  $Y/D = 3,5$ . Les dimensions de ces tourbillons augmentent avec le nombre de Reynolds; en particulier, leur longueur suit une variation linéaire <50, 27> (fig 2).

\*40 < Re < 80 : les deux tourbillons symétriques demeurent, mais ils deviennent instables et leur extrémité se met à

osciller, ce qui engendre la formation d'une allée de tourbillons alternés; l'écoulement est devenu instationnaire. FARGUES a observé que les fluctuations de vitesse sont très faibles juste en aval du cylindre et qu'elles se développent au delà des tourbillons attachés, soit environ 3 diamètres en aval du cylindre, d'après ses mesures <27>. Pour  $Re = 70$  et  $127$ , il trouve des valeurs du nombre de Strouhal de  $0,134$  et  $0,141$ . D'après BERGER <8>, il n'y a pas d'entraînement de fluide irrotationnel vers l'intérieur du sillage juste en aval du cylindre, dans ce cas où l'allée alternée résulte d'une instabilité de sillage,

Lorsque l'allée alternée existe (et pour toute sa gamme de Reynolds), on note sur l'axe une fréquence tourbillonnaire double de la fréquence de Strouhal <12,54>. Ceci est dû à l'influence simultanée des deux files de tourbillons de l'allée. Lorsque l'on s'écarte de l'axe, l'effet du premier harmonique diminue progressivement.

#### \*REGIME DE TRANSITION $80 < Re < 300$

les tourbillons attachés disparaissent et l'allée alternée est alors directement provoquée par l'enroulement des couches cisailées émises par le cylindre. Contrairement au cas précédent ( $40 < Re < 80$ ), il y a entraînement de fluide irrotationnel à l'intérieur du sillage, provoqué par l'enroulement de la couche cisailée. La couche limite sur le cylindre est laminaire, et les structures de l'allée alternée deviennent peu à peu turbulentes lorsque  $Re$  augmente, et en particulier à partir de  $Re \approx 150$  à  $200$ : cela se traduit par le fait que les signaux périodiques de vitesse montrent des fluctuations à grandes fréquences, c'est à dire à des échelles de grandeurs petites par rapport aux





nombre de Strouhal augmente. Le sillage est devenu entièrement turbulent et il n'y a plus d'échappement tourbillonnaire régulier mais au contraire émission aléatoire de tourbillons. LOISEAU et SZECHENYI <44> présentent des spectres de la puissance de la portance pour des nombres de Reynolds variant de  $2,7 \cdot 10^5$  à  $6,5 \cdot 10^6$ . Alors qu'en régime subcritique un pic important est observé à la fréquence de Strouhal, les spectres obtenus au delà présentent un étalement plus grand caractérisant une répartition d'énergie à toutes les fréquences inférieures à celle de l'échappement tourbillonnaire, exception faite de la persistance du deuxième harmonique pour certains nombres de Reynolds (fig 3).

\*REGIME SUPERCRITIQUE  $5 \cdot 10^5 < Re < 3,5 \cdot 10^6$

Il peut lui même se subdiviser en deux intervalles. Dans un premier temps, pour  $Re < 10^6$ , le coefficient de traînée reste constant et vaut environ 0,3; puis, pour  $10^6 < Re < 3,5 \cdot 10^6$ , le  $C_x$  augmente jusqu'à une valeur voisine de 0,7. Comme en régime critique, il n'y a toujours pas d'échappement tourbillonnaire régulier. Un bulbe de décollement laminaire se forme vers  $\theta = 105^\circ$ , suivi d'un recollement, puis d'un décollement turbulent vers  $\theta = 147^\circ$  <2>.

\*REGIME TRANSCRITIQUE  $Re > 3,5 \cdot 10^6$  la limite supérieure de ce régime ne semble pas encore précisée.

Il y a cette fois réapparition d'une fréquence tourbillonnaire caractérisée par un pic net dans les spectres de fréquences. D'après ROSHKO <57>, l'apparition de ce pic est brusque et il n'est pas détectable pour  $Re < 3,5 \cdot 10^6$ . On serait cependant plutôt en présence d'une oscillation du sillage que d'une allée alternée comme celle observée en régime subcritique.

Le bulbe de décollement laminaire observé en régime supercritique disparaît; le décollement est turbulent et le point de décollement remonte légèrement vers l'amont (vers  $\theta = 115$  à  $120^\circ$  d'après ACHENBACH <2>); la largeur du sillage tend à augmenter en restant toutefois inférieure au diamètre du cylindre. La remontée du point de décollement induit une augmentation du  $C_x$  qui atteint une valeur constante de 0,7 environ. Le nombre de Strouhal mesuré est de 0,27 et il est lui aussi constant, de même que le coefficient  $C_{pb}$  qui vaut -0,86.

Les frontières des régimes subcritique à transcritique sont très mal définies et les disparités sont très importantes d'un auteur à un autre. Les dénominations elles mêmes ne sont d'ailleurs pas toujours les mêmes. LOISEAU et SZECHENYI <44> confondent les régimes critique et transcritique décrits ici, en un seul régime, nommé transcritique, et s'étendant de  $Re = 3 \cdot 10^5$  à  $Re = 6 \cdot 10^6$ ;  $Re > 6 \cdot 10^6$  étant dénommé régime supercritique. FARELL <25> et ACHENBACH <2> énoncent une classification analogue mais appellent subcritique l'intervalle  $Re < 1,2 \cdot 10^5$  (respectivement  $3 \cdot 10^5$ ), critique  $1,2 \cdot 10^5 < Re < 2 \cdot 10^6$  (resp  $3 \cdot 10^5 < Re < 1,5 \cdot 10^6$ ), et supercritique  $Re > 2 \cdot 10^6$  (resp  $Re > 1,5 \cdot 10^6$ ).

DYMENT et GRYSOY <23>, qui ont effectué des études en écoulement compressible définissent encore des régimes différents, notamment en fonction de l'apparition dans le sillage de zones supersoniques: on parle alors d'écoulement supercritique (le mot "supercritique" n'a donc pas ici le même sens que celui évoqué précédemment). Les expériences de DYMENT et GRYSOY ont été réalisées dans la soufflerie transsonique de l'IMFL pour des nombres de Mach de 0,3 à 0,9, qui correspondent à des nombres de Reynolds de  $0,8 \cdot 10^5$  à  $3,22 \cdot 10^5$ . RODRIGUEZ <54, 55> a lui aussi

effectué des études analogues pour des nombres de Mach variant de 0,4 à 0,85 et correspondant à des nombres de Reynolds de  $1,7 \cdot 10^5$  à  $3,4 \cdot 10^5$ , en complétant ses résultats par des mesures de pression instationnaires. D'après la classification que nous avons adoptée, et dans l'hypothèse où la compressibilité n'influence pas les frontières des différents régimes, ces valeurs correspondraient à la fin du régime subcritique et au début du régime critique (au sens de ROSHKO).

Pour ces deux études, des visualisations ultrarapides par ombroscopie ou strioscopie ont été réalisées: les photos (fig 4) montrent que l'allée alternée est nettement détectable pour tous ces nombres de Mach. Elles mettent également en évidence les phénomènes d'agglomération des tourbillons dans la zone de formation, qui conduisent à l'élaboration de l'allée. Le nombre de Strouhal est trouvé constant et voisin de 0,2 (on avait vu précédemment pour les écoulements incompressibles une remontée du nombre de Strouhal à partir du régime critique). RODRIGUEZ conclut d'après ses mesures de pression qu'il existe un couplage intense entre l'allée alternée et l'écoulement sur l'obstacle, particulièrement au voisinage du Mach critique. L'existence d'ondes de choc pour des nombres de Mach plus élevés ( $M > 0,55$ ), et en particulier lorsque l'écoulement devient strictement supercritique (vitesse supersonique à tout instant dans un domaine), a pour effet de faire écran aux perturbations de pression provoquées par le sillage qui ne peuvent plus alors remonter vers le cylindre. En amont de ces chocs, l'écoulement devient indépendant de l'allée alternée, et peut donc devenir stationnaire, (fig 4) <24>.

Il s'avère que la compressibilité a peu d'influence sur

l'émission des tourbillons, car à grand Reynolds, celle-ci se fait près de la paroi, là où la vitesse est faible <23>. Mais si les écoulements subsoniques présentent peu de différences, qualitativement du moins, par rapport aux écoulements à basses vitesses, on note par contre des écarts plus importants pour les écoulements supercritiques (au sens de la compressibilité): ceci se traduit en particulier par des changements des dimensions des zones de recirculation (DYMENT et GRAYSON trouvent un allongement important dans le cas d'une plaque et l'inverse pour le cylindre), par des interactions entre les ondes de choc et les tourbillons qui les traversent, par l'apparition de poches supersoniques dans le sillage <23>.

## 1.2 PARAMETRES MOYENS

Les figures 5, 6, 7, 8 présentent les variations du coefficient de pression, du nombre de Strouhal, du coefficient de traînée, et de la position du point de décollement en fonction du nombre de Reynolds. Le coefficient de pression est considéré au culot de l'obstacle, soit à  $\theta = 180^\circ$  (coefficient  $C_{pb}$ ).

La figure 7 <57> présente les variations simultanées du coefficient de traînée et de l'inverse du nombre de Strouhal: la similitude des deux courbes, qui suivent une variation du même type que le coefficient de pression  $C_{pb}$ , s'explique par le fait que ces trois grandeurs ne sont pas indépendantes entre elles.

Ces courbes permettent de retrouver les différents régimes de l'écoulement: chaque changement de régime se traduit par une variation de la pente de la courbe, notamment pour celle du coefficient de traînée qui est souvent utilisée comme référence (fig 7).

### 1.3 NOMBRE DE REYNOLDS DE TRANSITION

Il s'agit de la valeur du nombre de Reynolds pour laquelle apparaît l'allée alternée.

Une théorie sur la transition vers le régime instationnaire a été proposée par LANDAU <42> qui prend en compte l'amplification de petites perturbations pour une valeur définie d'un paramètre de contrôle (le nombre de Reynolds). Cette théorie aboutit à considérer le sillage comme la superposition d'un mouvement stationnaire et d'un mouvement instationnaire dont l'amplitude augmente proportionnellement à  $(Re - Re_t)^{1/2}$ . Lorsque  $Re$  augmente encore, il y a apparition de nouvelles fréquences qui provoquent peu à peu le développement de la turbulence. Pour NISHIOKA et SATO <50>, la fréquence d'échappement tourbillonnaire pour des nombres de Reynolds compris entre 48 et 70 est déterminée par l'augmentation sélective linéaire de petites fluctuations, et pour des nombres de Reynolds plus élevés, les effets non linéaires deviennent prédominants. Il est possible de relier ces constatations avec l'existence des différents modes observés par TRITTON sur la variation de la fréquence des tourbillons pour  $Re < 160$ .

MATHIS <46> a vérifié expérimentalement les calculs de LANDAU en mesurant la variation de l'amplitude de la composante de vitesse  $u$  sur l'axe  $X=0$ , à 5 diamètres en aval du cylindre, pour une gamme de Reynolds allant de 40 jusqu'à 300. Les résultats montrent une bonne proportionnalité de  $u$  avec  $(Re - Re_t)^{1/2}$ . Le coefficient de proportionnalité est trouvé être fonction de l'allongement: MATHIS conclut que le passage de l'écoulement vers le mode instationnaire correspond à une bifurcation répondant à

la loi de LANDAU.

Concernant l'existence d'une valeur théorique de transition pour le Reynolds, il faut noter que des simulations numériques basées sur les résolutions des équations de Navier-Stokes montrent que les solutions obtenues sont stationnaires, même à des nombres de Reynolds élevés de l'ordre de 600 <29>. Le sillage présente les deux tourbillons attachés dont les dimensions augmentent avec Re (fig 9 a,b). Cependant, les solutions obtenues ne sont pas stables et l'introduction d'une instabilité numérique conduit au développement de l'allée alternée dont les caractéristiques sont indépendantes des perturbations numériques choisies <45>. C'est alors qu'intervient la valeur de transition: si  $Re < Re_t$  les perturbations numériques sont amorties et le sillage reste stationnaire. En effectuant des calculs en formulation rotationnel-fonction de courant, MARTINEZ <45> obtient un amortissement des perturbations pour  $Re = 30$ , alors que pour  $Re = 50$ , une allée alternée se développe (fig 10 a et b).

La valeur de  $Re_t$  peut varier dans de fortes proportions suivant les conditions expérimentales. Les effets prépondérants sont l'allongement, c'est à dire le rapport entre l'envergure du cylindre et son diamètre; le coefficient de blocage dans la soufflerie; et la qualité de l'écoulement amont (taux de turbulence, uniformité du profil de vitesse). Nous reviendrons plus loin sur ces différents paramètres.

#### 1.4 EVOLUTION DE LA FREQUENCE TOURBILLONNAIRE

ROSHKO a proposé une loi de variation de la fréquence des tourbillons en fonction du nombre de Reynolds (fig 11) qui

s'exprime de la façon suivante:

$$\begin{array}{ll} F = 0,212 \cdot Re^{-4,5} & \text{pour } 50 < Re < 150 \\ F = 0,212 \cdot Re^{-2,7} & \text{pour } 300 < Re < 2000 \end{array}$$

où  $F$  est la fréquence adimensionnée  $F = f \cdot D^2 / \nu = St \cdot Re$  (également appelée nombre de Roshko-  $\nu$  est la viscosité cinématique).

Il convient d'ailleurs de s'attarder sur la variation de la fréquence tourbillonnaire en fonction de  $Re$  aux faibles  $Re$  (fig 12) car ce point a fait l'objet d'une controverse. Pour ce domaine l'évolution de la fréquence adimensionnée est donc linéaire. Cependant, par des mesures effectuées dans l'air et dans l'eau, TRITTON <70> avait remarqué une discontinuité dans la pente de la droite pour  $Re=90$ . Il en avait conclu à l'existence de deux modes, un mode lent et un mode rapide. Un troisième mode avait même été mis en évidence, qui semblait être le prolongement du mode lent, mais qui n'apparaissait pas systématiquement. D'autres expérimentateurs, en refaisant les mêmes mesures, n'ont pas retrouvé ce résultat. GASTER <32,33> a supposé que cet infléchissement de la courbe pouvait être dû à des variations de  $Re$  le long de l'envergure, qui induiraient donc des variations de  $F$ . Il a simulé ces variations en prenant un écoulement non uniforme à l'amont, ou en utilisant un cylindre de forme légèrement conique: au lieu de trouver une variation régulière de  $F$ , il obtient au contraire des variations brusques, séparées par des zones où  $F$  reste constant, ce qui pourrait correspondre à l'existence de "cellules" réparties le long du cylindre. GASTER a donc expliqué la discontinuité trouvée par TRITTON par l'existence dans le sillage d'au moins une cellule provoquée par

un défaut d'uniformité de l'écoulement amont. Par la suite, TRITTON <71> a refait ses mesures et retrouvé à nouveau la discontinuité, à  $Re = 110$ . TRITTON, ainsi que BERGER et WILLE <8> ont suggéré que les deux modes pouvaient correspondre aux changements intervenant dans le sillage lorsque celui-ci devient entièrement instationnaire (disparition des tourbillons attachés survenant vers  $Re = 80$ ). NISHIOKA et SATO trouvent la discontinuité pour  $Re = 110$ , MATHIS <46> observe lui aussi les modes lents et rapides. Citons enfin FRIEHE <30>, qui a mené ses études dans le but de faire le point sur ce problème et qui confirme lui aussi la discontinuité découverte par TRITTON.

Pour des valeurs supérieures de  $Re$ , le nombre de Strouhal prend la valeur 0,21, qui va rester sensiblement constante jusqu'à la fin du régime subcritique.

### 1.5 STRUCTURE DE L'ALLEE ALTERNÉE

La description qui va être donnée ici concerne le domaine des faibles nombres de Reynolds, jusqu'au régime subcritique.

L'étude de la stabilité du sillage composé par les deux files de tourbillons impose qu'ils soient alternés, c'est à dire que deux tourbillons ne peuvent être émis simultanément sur deux files distinctes; un autre critère, qui correspond à une condition d'instabilité minimale, est que le rapport entre les espacements transversal et longitudinal soit voisin de 0,281 (il semblerait en fait que cette valeur varie dans le sillage, et avec  $Re$ ). Ces deux critères sont les deux résultats principaux du modèle élaboré par VON-KARMAN.

Différents paramètres permettent de décrire la structure de



l'allée alternée: ils sont résumés sur la fig 13 par SCHAEFER et ESKINAZI <59>.

Les notations utilisées sur cette figure sont les suivantes:

-D est le diamètre du cylindre

-Vo la vitesse amont

-a l'espacement longitudinal entre deux tourbillons successifs: c'est donc la demi longueur d'onde.

-h est la distance entre le centre du tourbillon et l'axe  $Y=0$ ; 2h est donc l'espacement transversal des tourbillons.

- $r^*$  représente le rayon du noyau d'un tourbillon à un instant donné.

- $h^*$  est l'espacement transversal maximum des fluctuations de vitesse par rapport à l'axe  $Y=0$ ; le maximum de ces fluctuations correspond au bord externe du noyau du tourbillon <59>.

-Vc est la vitesse de convection des tourbillons.

D'après les définitions précédentes, on aura:

$$Vc = 2fa \quad \text{avec } f \text{ fréquence tourbillonnaire}$$

et 
$$\frac{h}{D} = \frac{h^*}{D} - \frac{r^*}{D}$$

La valeur de  $r^*$  augmente avec le temps, soit encore avec la position du tourbillon L dans le sillage:

$$\text{on a } r^*(t) \text{ et } t = \frac{L}{Vc} = \frac{L}{fa}$$

Dans le cas du tourbillon visqueux immobile, la vitesse tangentielle  $V\theta$  est donnée par la formule:

$$V\theta = \frac{\Gamma_0}{2\pi r} (1 - \exp(-r^2/4\nu t)) \quad \Gamma_0: \text{circulation du tourbillon.}$$

Pour  $r = r^*$ ,  $V\theta$  est maximum: en dérivant la relation précédente, on obtient la valeur du rayon du tourbillon en fonction de son

évolution <59>:

$$\frac{r^*}{D} = (5,04 \nu t / D^2)^{1/2}$$

FARGUES <27> a mesuré  $r^*$  en fonction de la position dans le sillage pour  $Re=70$  et  $127$ , à l'aide de la formule précédente et après avoir déterminé  $V_c$  (fig 14): on constate que  $r^*$  augmente vers l'aval, et les tourbillons ont des diamètres plus importants pour les faibles nombres de Reynolds.

La valeur de  $h^*$  est déterminée en mesurant les valeurs des fluctuations de vitesse sur l'axe Y; connaissant  $r^*$  et  $h^*$ , on déduit alors l'espacement transversal  $h$  (fig 18).

Il existe différentes méthodes pour mesurer la longueur d'onde  $2a$  et la vitesse de convection des tourbillons: DOMPTAIL <22> a procédé par des visualisations dans l'eau pour des Reynolds de 1000 à 8000: il détermine directement  $2a$  et il en déduit  $V_c$ . D'autres méthodes utilisent des fils chauds placés à deux abscisses différentes dans le sillage <27, 59, 69>.

La détermination des paramètres décrits précédemment permet de distinguer 3 régions dans le sillage, pour des nombres de Reynolds allant jusqu'au régime subcritique: zone de formation, zone stable, zone instable.

**ZONE DE FORMATION** Ainsi que son nom l'indique, c'est là que les tourbillons de l'allée prennent naissance.

Il existe différentes définitions permettant de déterminer la fin de la région de formation: c'est le point le plus proche du cylindre où du fluide irrotationnel traverse l'axe  $Y=0$ , entraîné par le tourbillon naissant; cela correspond expérimentalement au premier point où une périodicité temporelle est détectée dans

le sillage <36>. Une autre définition, donnée par BLOOR <10> est que la fin de cette zone correspond au minimum des modulations à faible fréquence des fluctuations de vitesse; parallèlement à cela, les fluctuations de vitesse au premier harmonique sont maximum sur l'axe. D'après SCHAEFFER et ESKINAZI, la fin de la région de formation correspond à l'écartement transversal minimum des tourbillons de l'allée <59> Enfin, un dernier critère donné par ROSHKO est que la pression statique moyenne est minimale sur l'axe.

Les figures 15 et 16 montrent l'évolution de la longueur de formation en fonction de  $Re$ , pour différents expérimentateurs.

GERRARD <36> a expliqué l'influence de la longueur de formation sur les caractéristiques du sillage et en particulier, sur la fréquence tourbillonnaire. Il définit la longueur de formation comme étant une dimension caractéristique influençant directement la période de l'échappement. Une autre grandeur caractéristique est définie comme étant la longueur de diffusion (qui est l'épaisseur de la couche de cisaillement à la fin de la région de formation), dont l'évolution en fonction de  $Re$  est inverse de celle de la longueur de formation (fig 16 et 17): d'après GERRARD, cela expliquerait l'invariance du nombre de Strouhal dans le régime subcritique.

Les mesures du rotationnel font apparaître une perte de la vorticité émise par le cylindre par rapport à celle que l'on mesure en aval dans les tourbillons: CANTWELL et COLES <18> qui ont déduit le rotationnel à partir des champs des vitesses instantanées mesurés au fil chaud pour  $Re=140000$  trouvent une diminution de moitié environ.

**ZONE STABLE** Au début de la zone stable, l'écartement

transversal des tourbillons augmente vers l'aval, puis il atteint une valeur constante. La longueur d'onde, ainsi que la vitesse de convection des tourbillons a également tendance à augmenter vers l'aval <27, 69>. Le tableau ci-dessous résume les différentes valeurs obtenues dans les références citées précédemment:

AUTEURS	Re	Y/D	2a/D	Vc/Vo
SCHAEFER ESKINAZI	62	10	6,8 (Re=59)	0,85
FARGUES	70	<10 >10	6,1 6,24	0,82 0,84
	127	<8 >8	5,26 5,56	0,74 0,78
TRICHET	5500	<8	4,27	0,85
	13000	<5	4,29	0,84

Y/D définit la position dans le sillage où se situent les mesures du tableau.

**ZONE INSTABLE** Elle est caractérisée par le fait que les tourbillons deviennent suffisamment gros pour empiéter sur leur voisins (soit  $r^*/2D > h/D$ ), et l'espacement transversal diminue. C'est dans cette région que la turbulence va apparaître, aux faibles nombres de Reynolds.

La figure 18 <59> montre l'évolution de l'espacement lateral vers l'aval et présente les frontières des trois régions pour Re= 62, 94, 118.

## 1.6 TRANSITION VERS LA TURBULENCE

BLOOR <10> a étudié l'apparition de la turbulence dans le sillage du cylindre en effectuant des mesures dans une soufflerie à très faible niveau de turbulence. Il ressort de ces mesures qu'en dessous d'une valeur de  $Re$  de 160 à 200 environ, le sillage est entièrement laminaire et les tourbillons sont dissipés par viscosité. Lorsque  $Re$  augmente entre 200 et 400, des bouffées de turbulence apparaissent, mais les tourbillons restent laminaires lors de leur formation. Pour des valeurs supérieures à  $Re = 400$ , les tourbillons deviennent turbulents dès leur formation. Cette évolution vers la turbulence est probablement liée à l'apparition de phénomènes tridimensionnels dans le sillage, ainsi que l'a montré HAMA <37> en effectuant des visualisations dans l'eau pour des  $Re$  compris entre 100 et 300.

BLOOR (qui a fait des mesures entre  $Re = 100$  et 50000, c'est à dire en couvrant le régime de transition et une partie du régime subcritique) a déterminé la position du point de transition en fonction de  $Re$  (fig 15). Celui-ci a tendance à se rapprocher du cylindre lorsque  $Re$  augmente, passant de l'abscisse  $1,2D$  en aval du cylindre pour  $Re = 2000$  jusqu'à  $0,2$  à  $0,29D$  pour  $Re = 29500$  à 49500, la variation devenant faible aux Reynolds plus élevés.

Les expériences ont également montré l'existence d'oscillations qui se superposent à la fréquence fondamentale de l'allée alternée, et qui précèdent l'apparition de la turbulence. Ces ondes qui sont bidimensionnelles peuvent être considérées comme des ondes de Tollmien-Schlichting. L'auteur trouve que la fréquence de ces ondes est proportionnelle à  $V^{3/2}$  et à  $Re^{1/2}$  (mesuré pour  $200 < Re < 2000$ ).

L'existence de ces ondes est confirmée par DOMPTAIL <22> qui a fait ses expériences dans l'eau pour des nombres de Reynolds entre 1000 et 8000. Les visualisations permettent d'observer des ondulations de la couche cisailée qu'il attribue aux ondes de transition. Elles permettent également de mesurer la longueur d'onde correspondante, ainsi que la longueur d'onde de l'allée alternée, et d'en déduire le rapport entre la célérité des ondes de transition et la vitesse de convection des tourbillons. La valeur obtenue est  $V_t/V_c = 0,86$ , et est sensiblement constante pour le domaine de Reynolds étudié: les ondes de transition se propageraient donc moins vite que les structures de l'allée alternée. DOMPTAIL mentionne que ce fait peut correspondre au phénomène d'agglomération des tourbillons lors de la formation de l'allée alternée <23,24,>.

BLOOR conclut que la transition vers la turbulence survient de deux façons:

1) Par amplification d'une instabilité bidimensionnelle produisant des ondes de Tollmien-Schlichting et par l'intermédiaire de phénomènes tridimensionnels à petites échelles. Ce cas arrive si la transition s'effectue dans les couches cisailées, avant l'enroulement tourbillonnaire.

2) Par des phénomènes 3D à grandes échelles. Ceci se produit lorsque les tourbillons sont laminaires lors de leur formation, la transition se faisant en aval.

## 1.7 EFFETS TRIDIMENSIONNELS

Il est maintenant établi que l'écoulement présente des phénomènes tridimensionnels dans le sillage lorsque le nombre de

Reynolds dépasse un certain seuil. Les expériences de HAMA <47> effectuées dans l'eau par chariotage du cylindre, montrent que pour  $Re < 200$ , le sillage est bien bidimensionnel; au delà de cette valeur, l'aspect tridimensionnel apparaît en présentant notamment un angle entre l'axe des tourbillons et celui du cylindre, mais aussi une ondulation de cet axe. HAMA remarque que si quelques phénomènes 3D commencent à être perceptibles pour  $Re \approx 150$  à  $200$ , leur apparition devient effective dès que l'on dépasse  $Re = 200$  et ce, de façon assez brutale.

L'angle des tourbillons a été observé par de nombreux autres expérimentateurs: TANEDA obtient  $10^\circ$  pour  $Re = 75$ ; GERRARD trouve  $14^\circ$  pour  $Re = 85$ ; BERGER,  $19^\circ$  à  $Re = 150$ ; FARGUES obtient des angles augmentant de  $14$  à  $19^\circ$  lorsqu'on passe de  $4$  à  $14$  diamètres en aval pour  $Re = 70$ , et de  $19$  à  $22^\circ$  pour  $Re = 127$  (fig 19). Pour des valeurs plus importantes de  $Re$  ( $5500$ ), TRICHET trouve un angle de  $8^\circ$ .

BERGER et WILLE <8> ont résumé les différentes configurations que l'on peut observer:

Pour  $Re < 60$  les tourbillons sont d'axe droit et parallèle au cylindre.

Pour  $60 < Re < 80$  à  $117$  les tourbillons parallèles ne sont obtenus que dans un écoulement d'eau, en respectant toutefois des temps de stabilisation du fluide assez grands, ce qui met en évidence l'importance de la pureté de l'écoulement amont. Il faut remarquer que des essais menés par BERGER ont montré que l'axe des tourbillons pouvait se rétablir droit et parallèle au cylindre si celui-ci était soumis à une oscillation faible et perpendiculaire à l'écoulement amont. Cela peut expliquer la plus grande stabilité des tourbillons dans l'eau car les forces de

portances dans ce cas sont plus importantes, ce qui peut induire une légère vibration du cylindre <8>.

Pour des valeurs supérieures de  $Re$ , les effets tridimensionnels sont détectés systématiquement.

Certains chercheurs <35,63> pensent que la transition détectée vers  $Re=80-117$  peut être reliée à celle observée par TRITTON sur la variation de la fréquence tourbillonnaire. Mais ce qui semble certain, est la relation entre l'apparition des effets tridimensionnels dans le sillage et celle de la turbulence <10,37>.

Les visualisations mettent aussi en évidence une ondulation des tourbillons suivant l'axe latéral la longueur d'onde correspondante ayant tendance à diminuer avec  $Re$  <37>. ROSHKO, ainsi que PHILIPPS, ont effectué des mesures de déphasage le long de l'axe du cylindre, et ils obtiennent des longueurs d'ondes de  $18D$  pour  $Re=80$  (ROSHKO) et  $15$  à  $20D$  pour  $Re=100$  à  $160$  (PHILIPPS). Cependant, les mesures de déphasage ne permettent pas de conclure si les tourbillons étaient droits et inclinés ou ondulés <36>.

La déformation des tourbillons dans le sillage peut être reliée à des variations de la fréquence tourbillonnaire le long de l'envergure du cylindre: nous verrons plus en détails au paragraphe suivant les résultats de GERISH et ECKELMAN <34>, qui ont étudié l'influence du rapport d'allongement. MATHIS <46> fait d'ailleurs remarquer que les effets tridimensionnels seraient plus importants lorsque  $L/D$  est grand. GERRARD <35>, a également détecté des différences sur la période des tourbillons en plaçant plusieurs fils chauds suivant l'axe du cylindre, pour des Reynolds de  $85$ ,  $113$ ,  $235$ , et  $20000$ . Il conclut que si la longueur d'onde varie le long de l'envergure, cela a tendance à déformer



les tourbillons, ce qui peut amener un bouclage entre un tourbillon et son voisin de signe opposé: des visualisations ont par la suite confirmé ce fait.

Pour des Reynolds plus élevés, des visualisations menées par HUMPHREYS <38> pour  $Re \approx 10^5$  et par KOROTKIN <40> à  $Re = 10^6$ , montrent une structure périodique stable le long du cylindre (fig 20). KOROTKIN observe que les pressions mesurées le long de l'envergure du cylindre, ne varient que sur des génératrices situées aux angles voisins du décollement et les variations mesurées correspondent aux cellules visualisées sur le cylindre. Dans les autres cas, les pressions restent sensiblement identiques suivant l'envergure: l'existence de phénomènes 3D serait alors liée à un décollement tridimensionnel de la couche limite sur le cylindre pour cette gamme de Reynolds.

Nous citerons enfin SONNEVILLE <62,63> qui a mesuré les corrélations des vitesses, avec des fils chauds disposés dans le sillage, parallèlement au cylindre; les principaux résultats sont que les corrélations de vitesses entre deux points dépendent beaucoup de leur position angulaire par rapport au cylindre, et ensuite qu'elles varient peu suivant leur écartement. Mais surtout, il apparaît qu'il n'est pas possible de définir une longueur de corrélation unique pour décrire l'écoulement tridimensionnel.

Toutes les études qui ont été citées précédemment, montrent en définitive que l'origine des phénomènes 3D dans le sillage reste mal connue. Les résultats sont en effet assez disparates, et les tentatives pour caractériser ces phénomènes n'aboutissent pas à des conclusions générales. Ce qui semble par contre certain est qu'il n'est pas possible de les éviter dès que le nombre de

Reynolds dépasse un seuil de 200 environ et qu'ils sont extrêmement sensibles aux conditions expérimentales, notamment à la qualité du profil de vitesse amont, au positionnement du cylindre dans l'écoulement, à l'allongement...

### 1.8 EFFETS DE L'ALLONGEMENT

Le paramètre d'allongement est un facteur très important influençant l'écoulement: sa valeur a des conséquences sur le nombre de Reynolds de transition, la fréquence tourbillonnaire, le coefficient de pression au culot, la trainée, et aussi sur l'apparition de la turbulence dans l'écoulement.

De nombreuses mesures <5, 34, 46, 49> mettent en évidence que lorsque le rapport L/D diminue, Ret augmente, et donc l'effet de confinement est stabilisant pour l'écoulement. MATHIS <46> a étudié la variation de Ret en fonction de L/D et il en déduit une expression de Ret par interpolation polynomiale:

$$Ret = 3264 (D/L)^3 + 1737 (D/L)^2 + 144(D/L) + 47$$

Pour un cylindre d'envergure infinie, on aura donc Ret= 47 et pour L/D= 5, Ret= 171 (ce sont les valeurs extrêmes mesurées par MATHIS). SHAIR ET AL <60> trouvent Ret= 40 à L/D= 00 et 135 pour L/D= 5. Ces derniers émettent en plus l'hypothèse que l'effet d'accélération du fluide le long de l'axe de la veine, causé par le frottement sur les parois latérales peut influencer notablement la valeur de Ret: ils ont pour cela fait des mesures en positionnant le cylindre à différentes abscisses sur l'axe de la veine: la fig 21 présente les résultats obtenus pour deux rapports d'allongement distincts; on voit que l'écart maximum atteint pratiquement 20% de la valeur de Ret mesurée pour la

position de référence du cylindre. Une courbe analogue à celle de MATHIS a été obtenue par NISHIOKA et SATO <49> qui trouvent  $Re=48$  pour  $L/D=00$ .

GERISH et ECKELMAN <34> ont également retrouvé l'augmentation de  $Re$  avec le rapport  $L/D$ , mais ils se sont surtout intéressés à l'influence de l'allongement sur la fréquence tourbillonnaire le long de l'axe du cylindre. Ils ont équipé leur maquette de plaques circulaires pouvant glisser le long de l'envergure, ce qui permet de faire varier le rapport  $L/D$  (de tels dispositifs sont par ailleurs assez souvent utilisés pour atténuer l'effet du frottement sur les parois). A la façon des "cellules" observées par GASTER, les mesures montrent des variations brutales de la fréquence tourbillonnaire le long de l'axe du cylindre, la fréquence mesurée étant plus faible près des disques. Pour chacune des plaques, on observe donc deux zones dans lesquelles la fréquence reste constante, leur frontière étant le siège d'un phénomène de battement en fréquence. A l'extérieur des zones affectées par les plaques, on retrouve la même fréquence que celle qui est mesurée sans les disques. Par exemple, pour  $Re=100$ ,  $D=1mm$  (cylindre) et  $d_p=50mm$  (diamètre du disque), la zone affectée a une longueur  $A=8mm$  et présente une fréquence de 201Hz, contre 230 à l'extérieur. Enfin, si les deux disques sont suffisamment rapprochés ( $< 2A$ ), il n'y a plus alors qu'une seule fréquence, intermédiaire entre les deux précédentes, sur toute l'envergure comprise entre les deux plaques. Ces résultats confirment l'influence du confinement sur l'apparition d'effets tridimensionnels dans l'écoulement: l'une des conséquences probables serait dans ce cas une distorsion des lignes tourbillonnaires, du type de celles décrites en 1.7.

Un autre résultat important est que l'écoulement reste laminaire plus longtemps, la transition vers la turbulence passant de  $Re=160$  à  $Re=250$  environ, pour les deux cas (1 ou 2 disques). Il faut aussi noter qu'en refaisant les mêmes expériences avec des cylindres dotés d'une ou deux extrémités libres, GERISH et ECKELMAN ont retrouvé des phénomènes analogues.

Comme le rapport d'allongement influence la fréquence tourbillonnaire, cela signifie aussi qu'il se répercute sur le coefficient de pression au culot de l'obstacle, car ces deux paramètres sont directement reliés entre eux <5>. On voit donc que les autres coefficients aérodynamiques seront affectés eux aussi. Par exemple, PANKHURST et al trouvent une augmentation de 50% de la traînée de forme pour  $L/D=5$  par rapport à la valeur mesurée pour  $L/D=20$ . La figure 22 <73> montre les variations de  $C_x$  et de  $C_{pb}$  en fonction de  $L/D$  pour  $Re=2,2 \cdot 10^4$  et pour un coefficient de blocage de 3,5% (la variation de  $L/D$  est faite à l'aide de plaques glissant le long du cylindre ce qui laisse le blocage constant).

Signalons enfin un phénomène qui existe au niveau de la jonction entre le cylindre et une paroi plane: Près de la paroi, le Reynolds local est faible et les deux tourbillons symétriques existent. De plus, la différence de pression entre le fluide de la couche de paroi et le culot de l'obstacle induit un tourbillon dit en "fer à cheval" (fig 23) <58, 69>.

Nous pouvons donc résumer les principaux effets du confinement latéral:

- Augmentation du Reynolds de transition
- Diminution de la fréquence des tourbillons.

- Extension du régime laminaire.
- Augmentation de la traînée.
- Influence sur les effets tridimensionnels.

### 1.9 COEFFICIENT DE BLOPAGE

Le coefficient de blocage  $B$  est défini comme le rapport entre l'aire du maître couple de la maquette, et l'aire de la section de la veine; pour une maquette simple, traversant la veine d'expérience, le blocage revient au rapport  $D/l$ , qui représente le confinement transversal,  $l$  étant l'écart entre les deux parois transversales.

L'influence du blocage se manifeste par des variations de la répartition de pression autour du cylindre, ainsi que par des variations de la traînée, et de la fréquence tourbillonnaire, les coefficients correspondant ayant tendance à augmenter en valeur absolue (figures 24, 25, et 26). WEST et APELT <73> qui ont effectué leurs mesures pour  $10 < Re < 10^5$ , ont montré que pour  $B < 6\%$ , l'influence du blocage restait faible, en particulier sur le nombre de Strouhal (fig 26), les variations les plus sensibles ayant lieu pour  $6 < B < 16\%$ . Ces résultats seraient dûs au fait que lorsque  $B$  varie entre 6 et 16%, il se produit sur le cylindre une variation de la position du point de décollement, que l'on peut déduire de la courbe  $C_p(\theta)$  (fig 24).

BEARMAN et ZDRAKOVITCH <6> ont étudié l'influence d'une plaque plane sur l'écoulement autour du cylindre, pour  $Re = 2,5$  à  $4,8 \cdot 10^4$ ; ils obtiennent une variation de la position du décollement en fonction de la distance plaque-cylindre, due aux gradients de pression existants entre les deux solides. Pour une distance

inférieure à 0,3D, ce qui pourrait donc correspondre à une situation de blocage extrême, ils constatent la disparition de l'allée alternée, alors que pour des écartements plus importants, la valeur du Strouhal varie peu et reste proche de celle mesurée sans la plaque.

Différents auteurs ont proposé des formules permettant de corriger les effets du blocage <26>, en particulier pour déterminer les coefficients  $C_p$  et  $C_x$ , mais aussi le nombre de Strouhal (voir 1.11). Il apparaît cependant d'après certaines études expérimentales, que ces méthodes présentent des faiblesses pour prédire les valeurs corrigées <26, 73>.

#### 1.10 INFLUENCE DE LA RUGOSITE

La rugosité peut influencer de façon importante l'écoulement à grand Reynolds en faisant décoller prématurément la couche limite sur le cylindre, ce qui aura alors des conséquences sur le coefficient  $C_{pb}$ , sur la trainée et sur le Strouhal.

ACHENBACH <3,4> a montré que le régime subcritique était peu affecté par ce paramètre, qui tend par contre à faire apparaître le régime critique pour des nombres de Reynolds plus faibles.

La figure 27 montre l'influence du coefficient de rugosité  $K_s/D$ , qui est le rapport hauteur des aspérités au diamètre du cylindre, sur le coefficient de trainée: on constate le décalage du  $C_x$  minimum vers des valeurs de  $Re$  plus faibles, et son augmentation pour un  $Re$  donné. La courbe obtenue pour un cylindre lisse figure à titre de comparaison.

Lorsque la rugosité augmente, le point de transition laminaire-turbulent survient plus tôt (fig 28), ainsi que le point de

décollement. Le coefficient de frottement à la paroi est lui aussi augmenté de façon importante; sa contribution à la trainée totale n'est cependant que de quelques pourcents.

### 1.11 NOMBRE DE STROUHAL UNIVERSEL

Différents travaux ont eu pour but de définir un nombre de Strouhal universel, indépendant de la géométrie de l'obstacle étudié.

En 1955, ROSHKO a proposé la formule suivante:

$Sr = St/k \cdot D'/D$  où  $St$  est le Strouhal spécifique du corps étudié et  $Sr$  le Strouhal universel.

$$\text{et } k = \left[ 1 - C_{pb}^2 \right]^{1/2}$$

$D'$  est une hauteur équivalente du sillage calculée par la théorie de KIRCHOFF.

ROSHKO a obtenu expérimentalement une valeur universelle  $Sr = 0,16$ .

ROSHKO <57> a vérifié de cette loi en régime transcritique, ce qui laisse supposer que son domaine de validité couvre une large gamme de  $Re$ .

BEARMAN a proposé une autre loi en partant du paramètre  $h/a$  caractérisant la structure du sillage:

$$Sb = St/k \cdot a/h \quad \text{et il trouve } Sb = 0,181.$$

AWBI <5> a essayé de proposer une valeur du  $St$  dans le but de prendre en compte les effets de blocage.

Sa théorie aboutit à une relation linéaire entre  $St$  et  $k = \left[ \frac{2}{1 - C_{pb}} \right]^{1/2}$

Si le blocage n'est pas trop fort, on peut considérer que le coefficient de proportionnalité  $C$  entre ces deux grandeurs reste

constant: la variation de  $St$  en fonction de  $Re$  est alors seulement produite par la variation du coefficient de pression au culot de l'obstacle.

La relation  $St = C.k$  peut se réécrire sous la forme:

$$S' = S + C.(k' - k)$$

$S'$  et  $k'$  sont les valeurs corrigées des effets de blocage alors que  $S$  et  $k$  représentent les valeurs concernant le corps d'envergure infinie. Connaissant ces derniers paramètres, on peut déduire les valeurs pour un blocage quelconque.

AWBI a validé sa théorie par une étude expérimentale en mesurant la variation du nombre de Strouhal en fonction de  $k$  pour trois types de maquettes: cylindre, prismes, disques plats. ( $Re = 6.10^4$  à  $2.10^5$ ). La loi obtenue est linéaire et confirme la formule  $S = C.k$ . Les mesures montrent également que dans le cas d'un prisme, le coefficient  $C$  est fortement dépendant du rapport d'aspect du corps étudié (rapport largeur/hauteur).

## 1.12 PHENOMENES TRANSITOIRES LORS DU DEBUT DE L'ECOULEMENT

Lorsque le cylindre, d'abord placé immobile dans un fluide au repos, est brusquement mis en vitesse, il se produit au début du mouvement des phénomènes transitoires. En particulier, les deux tourbillons symétriques que l'on obtient en écoulement stationnaire apparaissent pendant un bref instant, puis sont ensuite détruits pour céder la place à l'allée alternée. Ce phénomène est nettement visible sur un film vidéo pris par RODRIGUEZ à l'IMFL par strioscopie dans l'eau pour  $Re = 200$  à  $500$ .

Lorsque  $Re > 60$ , il y a formation de tourbillons secondaires entre la paroi du cylindre et les tourbillons stationnaires (fig



29 a et b), et pour  $Re > 500$  ces tourbillons apparaissent par paire (fig 29c). Ces structures, observées par de nombreux expérimentateurs <13>, apparaissent également par le calcul ainsi que l'ont montré les résultats de BRAZA <14>, ainsi que ceux de LECOINTE ET PIQUET <43>.

D'autres phénomènes plus complexes prenant naissance dans les premiers instants de l'écoulement, sont décrits pour des nombres de Reynolds plus élevés (3000 à 10000) par BOUARD et COUTANCEAU <13>.

### 1.13 ETUDES NUMERIQUES - POSITION DU PROBLEME

Le nombre d'études numériques effectuées sur l'écoulement autour du cylindre est certainement aussi abondant que le nombre d'études expérimentales. L'objet de ce paragraphe n'est pas de faire une revue des calculs déjà existants, mais plutôt, d'évoquer ceux qui peuvent être en relation avec notre étude expérimentale: c'est le cas en particulier des travaux de BRAZA <14, 15, 16>.

Il existe deux manières différentes de résoudre les équations de Navier-Stokes: l'une en formulation rotationnel-fonction de courant, et la seconde en formulation vitesse-pression. Parmi les références que nous avons déjà citées, MARTINEZ <45> a utilisé la première méthode pour  $Re$  compris entre 5 et 200 et BRAZA la deuxième, pour  $Re$  variant de 20 à 200 <14> et plus récemment 1000 <15, 16>. Il faut noter que les calculs ne peuvent être exécutés que pour des Reynolds relativement faibles, et cela en raison des limitations des ordinateurs.

BRAZA a appliqué son code de calcul pour  $Re = 20, 40, 60$  et  $100$  en régime stationnaire (fig 30); une autre application à  $Re = 550$ , dans les premiers instants de l'écoulement à permis de mettre en évidence l'apparition des tourbillons secondaires mentionnés en 1.11 (fig 31).

L'écoulement instationnaire a ensuite été étudié à  $Re = 100, 200$  et  $1000$ , l'écoulement stationnaire étant perturbé par une brève rotation du cylindre. BRAZA obtient les résultats suivants, outre les champs de vitesse présentés figure 32a et b:

NOMBRE DE REYNOLDS	NOMBRE DE STROUHAL	COEFFICIENT DE TRAINEE	COEFFICIENT DE PORTANCE
100	0,16	1,35	$\pm 0,30$
200	0,20	1,38	$\pm 0,78$
1000	0,21	1,198	$+/- 1,6$

Ces valeurs sont en bon accord avec des résultats expérimentaux obtenus par différents auteurs (les comparaisons sont données en ref 18 et 19).

Une autre comparaison qui peut sembler intéressante, car elle concerne des grandeurs locales, est celle relative aux champs de vitesses. Cette confrontation est l'objectif principal de cette étude, et même si la réalité expérimentale a eu raison de certaines de nos espérances, il nous a été possible d'obtenir les champs souhaités.

La réalisation du dispositif expérimental a donc eu pour but de

nous placer dans des conditions identiques à celles du calcul, en utilisant des méthodes de mesures adaptées. Le tunnel hydrodynamique nous a permis d'obtenir des écoulements d'eau à très faible vitesse et d'en obtenir aisément des visualisations, et la méthode holographique de mesurer les champs de vitesses instantanées; parallèlement, des mesures par anémométrie Laser-Doppler nous ont donné les vitesses moyennes. L'absence de mesures de pression ou d'une balance hydrodynamique ne nous a pas donné accès aux coefficients de traînée et de portance.



## FIGURES

Les renvois bibliographiques indiquent les publications où ces figures ont été relevées.

- FIGURE 1 Différents aspects de l'écoulement en fonction du nombre de Reynolds <COMOLET, sauf 1c>.
- FIGURE 2 Longueur des tourbillons attachés en fonction du nombre de Reynolds <21>.
- FIGURE 3 Spectres de puissances du coefficient de portance pour différents nombres de Reynolds <44>.
- FIGURE 4 Visualisations de l'écoulement à Mach 0,55 et 0,98 <54, 24>.
- FIGURE 5 Variation du coefficient de pression au culot en fonction du nombre de Reynolds <57>.
- FIGURE 6 Variation du nombre de Strouhal en fonction du nombre de Reynolds <4>.
- FIGURE 7 Variations du coefficient de traînée et de l'inverse du nombre de Strouhal en fonction du nombre de Reynolds <57>.
- FIGURE 8 Variation du point de décollement en fonction du nombre de Reynolds <69>.
- FIGURE 9 Simulation numérique des tourbillons stationnaires jusqu'à des nombres de Reynolds de 600: évolution de leurs dimensions avec Re <29>.
- FIGURE 10 Evolution des perturbations numériques en fonction du nombre de Reynolds <45>.
- FIGURE 11 Variation du nombre de Strouhal en fonction du nombre de Reynolds pour  $Re < 160$  <71>.
- FIGURE 12 Fréquence de l'allée alternée aux faibles nombres de Reynolds, avec apparition de la discontinuité vers  $Re=90$ . Les trois courbes correspondent à différentes expérimentations <70>.
- FIGURE 13 Paramètres définissant la structure de l'allée alternée <59>.
- FIGURE 14 Evolution du rayon des tourbillons en fonction de leur abscisse dans le sillage <27>.
- FIGURE 15 Longueur de formation et position du point de transition en fonction du nombre de Reynolds <10>.

- FIGURE 16 Longueur de formation adimensionnée, en fonction du nombre de Reynolds <36>.
- FIGURE 17 Longueur de diffusion en fonction du nombre de Reynolds <36>.
- FIGURE 18 Evolution de l'espacement transversal des tourbillons dans le sillage pour trois nombres de Reynolds <59>.
- FIGURE 19 Effets tridimensionnels: inclinaison des tourbillons à  $Re = 127$  <27>.
- FIGURE 20 Structures en cellules le long du cylindre, d'après des visualisations pariétales dues à HUMPHREYS, pour  $Re = 10^5$  <38>.
- FIGURE 21 Variation du nombre de Reynolds de transition, en fonction de la position du cylindre dans la veine, pour deux rapports d'allongement <60>.
- FIGURE 22 Variation de  $C_x$  et de  $C_{pb}$  en fonction de l'allongement <73>.
- FIGURE 23 Tourbillon en fer à cheval <69, d'après BELIK>.
- FIGURE 24 Variation de  $C_p$  en fonction du coefficient de blocage <73>.
- FIGURE 25 Variations de  $C_x$  et de  $C_{pb}$  en fonction du coefficient de blocage <73>.
- FIGURE 26 Variation de  $St$  en fonction du coefficient de blocage <73>.
- FIGURE 27 Influence de la rugosité sur le coefficient de trainée <3>.
- FIGURE 28 Influence de la rugosité sur le point de transition laminaire-turbulent <3>.
- FIGURE 29 Tourbillons secondaires apparaissant lors de la mise en route de l'écoulement <13>.
- FIGURE 30 Champ des vitesses stationnaires calculé par BRAZA pour  $Re = 40$  <14>.
- FIGURE 31 Ecoulement initial à  $Re = 550$ , calculé par BRAZA, montrant le tourbillon secondaire <14>.
- FIGURE 32 Champs des vitesses instationnaires calculé par BRAZA pour  $Re = 100$  <14> et  $1000$  <15>.

\*\*\*\*\*  
\*  
\* DISPOSITIF EXPERIMENTAL \*  
\*  
\*\*\*\*\*





## 2. DISPOSITIF EXPERIMENTAL

### 2.1 TUNNEL HYDRODYNAMIQUE

Une installation de ce type permet d'obtenir des écoulements d'eau à très faible vitesse, en fonctionnant par gravité: il s'agit donc d'un dispositif relativement simple et d'une utilisation peu onéreuse.

La première partie de ce travail a consisté à rendre opérationnel le tunnel hydrodynamique qui venait d'être installé à l'IMFL. Celui-ci, conçu par l'ONERA, a été présenté lors du salon du Bourget en 1979 et sa destination future est le musée des sciences à la Villette. La figure 33 montre le schéma de principe de cette soufflerie et la figure 34 des photographies de l'installation et de la veine d'expérience.

L'eau contenue dans le bac supérieur de capacité 0,7 m<sup>3</sup> s'écoule par gravité dans la veine mesurant 1 m de longueur pour une section carrée de 0,14 x 0,14 m<sup>2</sup>. Le débit peut être ajusté à l'aide d'une vanne manuelle entre 0 et 4,5 m<sup>3</sup>/h. Il est mesuré avec un débitmètre de type rotamètre situé en aval de la veine. La mise en route et l'arrêt de l'écoulement se font par une électrovanne et le débit est maintenu constant au cours de la rafale par modification progressive de l'ouverture de la vanne.

L'eau s'écoule dans un bac de récupération servant également pour le remplissage: une pompe d'un débit de 8 m<sup>3</sup>/h puise l'eau dans ce réservoir pour l'amener dans le bac supérieur de la cuve.

Le réservoir, le convergent, et le bac de récupération sont en polypropylène alors que la veine est en acier. Le divergent est formé d'un tube cylindrique en acier et sa géométrie interne est constituée par des plaques en résine.

Il est possible de faire fonctionner la cuve en continu, une

surverse placée dans la partie haute du bac supérieur permettant de maintenir l'eau à un niveau constant. La qualité de l'écoulement est cependant médiocre car aucune précaution particulière n'est prise pour éviter les remous provoqués par l'arrivée de l'eau en provenance de la pompe. De plus, le débit autorisé par la surverse n'est pas suffisant pour compenser celui de la pompe, lorsque la cuve fonctionne à faible vitesse (un dispositif de sécurité placé dans le bac supérieur permet de couper la pompe afin de palier à tout débordement).

Dans le cas d'un fonctionnement en rafale, il est nécessaire d'observer un temps de stabilisation du fluide de l'ordre d'une demi heure avant le démarrage si l'on veut obtenir un écoulement parfaitement laminaire, à faible débit. Pour des débits plus élevés (3 à 4 m<sup>3</sup>/h), ce temps peut être considérablement réduit. L'alignement de la veine a été vérifié à l'aide d'un niveau d'artilleur et l'écart trouvé par rapport à la verticale, soit 14' d'arc est négligeable.

La figure 35 présente la variation de la vitesse moyenne, mesurée en veine libre par anémométrie laser, en fonction du débit.

## 2.2 MAQUETTE DU CYLINDRE ET INSTALLATION

Des premiers essais d'enregistrements d'hologrammes en utilisant les hublots en plexiglass, dont était équipée la veine, avaient démontré que la qualité de ce matériau est insuffisante. Nous avons ensuite utilisé des hublots en verre BK7 de 400x100x30 mm<sup>3</sup> et la qualité des hologrammes s'est alors révélée satisfaisante. Ces 4 hublots sont collés sur des plaques métalliques servant de

portes de fermetures pour la veine. Tout d'abord en dural, nous avons par la suite utilisé des plaques en acier inoxydable, car des problèmes d'électrolyse ont été rencontrés. Cela était dû au fait que la veine est en acier et possède de ce fait un potentiel électrochimique différent de celui des portes. Malgré un traitement en surface des plaques en dural, quelques points d'oxydation apparaissent aux endroits où le traitement a disparu (suite à de légers chocs par exemple).

Deux des hublots sont percés pour permettre le passage de la maquette et portent des traits gravés servant de repère pour les essais par holographie. La maquette utilisée est un cylindre plein, en acier inoxydable de 10 mm de diamètre, qui traverse toute la veine (fig 36 et 37).

Deux joints toriques installés dans deux gorges assurent l'étanchéité au niveau des perçages des hublots.

Durant les remplissages de la cuve, la maquette est systématiquement enduite de savon liquide: ceci permet d'éviter la formation de bulles sur le cylindre grâce à la dissolution progressive du savon.

Lors des différentes installations du cylindre, son alignement par rapport à l'horizontale a été vérifiée à l'aide d'un cathétomètre et l'écart trouvé a toujours été inférieur à 4' d'arc.

### 2.3 VISUALISATIONS

Elles sont faciles à mettre en oeuvre en injectant des colorants dans l'écoulement. Cela peut être réalisé en employant des pipettes piquées dans le nid d'abeilles du convergent, ou en utilisant l'injecteur de particules servant de traceurs pour la

prise des hologrammes (voir 3.1.4). Pour toutes les visualisations présentées ici, nous avons utilisé de la fluoresceine; ce colorant vert possède une masse volumique égale à celle de l'eau, ce qui supprime tout effet de densité pouvant être nuisible pour les observations.

Les prises de vues ont été effectuées à l'aide d'un appareil NIKON F2, l'éclairage étant assuré par un seul flash, placé à angle droit par rapport à l'objectif (cela explique l'ombre que l'on voit sur les photographies, à gauche du cylindre). L'appareil était pourvu d'un moteur 3 images/sec, ce qui a permis des prises de vues en séquence: la vitesse autorisée par le moteur est en effet bien adaptée à la période de notre écoulement, qui est de l'ordre de 1 à 2 sec, suivant le nombre de Reynolds choisi. La vitesse d'entraînement du moteur a été obtenue en photographiant un chronomètre: la valeur de l'intervalle de temps entre deux clichés est de 0,32s; les mesures montrent qu'elle ne varie pas durant les séquences.

Les photos présentées ont été réalisées sur film AGFAPAN 100 ASA ou ILFORD PAN F 400 ASA.

### STRIOSCOPIES

Des essais de visualisation par strioscopie ont été réalisés par RODRIGUEZ, en utilisant un montage optique identique à celui qui est employé pour les visualisations en compressible (publication IMFL à paraître). Dans le cas de l'eau, les variations d'indice de réfraction du milieu sont générées par des gradients thermiques dus à des différences de température existant au sein même du fluide <28>. La figure 38 montre une strioscopie prise dans l'installation décrite précédemment et pour des conditions

d'expériences identiques aux nôtres (le nombre de Reynolds est ici de 500).

Nous n'avons pas utilisé cette méthode dans le cadre de cette étude.



\*\*\*\*\*  
\*  
\* TECHNIQUES DE MESURES \*  
\*  
\*\*\*\*\*





### 3. TECHNIQUES DE MESURES

#### 3.1 METHODE HOLOGRAPHIQUE

##### 3.1.1 PRINCIPE

La mesure de vitesse par holographie est utilisée depuis quelques années déjà à l'I.M.F.L. <64, 65>. L'écoulement ensemencé de micro-particules est éclairé pendant un très bref instant par un faisceau de lumière cohérente. Le faisceau traverse la veine sans être dévié à l'exception d'une faible partie qui est diffusée par les micro-particules, pour ensuite interférer avec la partie principale sur une plaque photographique. Après développement de la plaque et en l'éclairant par un faisceau identique au faisceau d'enregistrement, on restitue une image tridimensionnelle de l'objet, ce qui permet, en pointant les coordonnées des positions des images des micro-particules, de retrouver les coordonnées des particules objet. Avec deux impulsions laser, on obtient deux positions des particules, ce qui permet d'en déduire leurs vitesses.

L'erreur sur la vitesse est essentiellement liée au pointé des particules, car l'incertitude sur l'intervalle de temps entre les impulsions est négligeable. Selon principalement l'état de fatigue de l'opérateur, on peut arriver à une précision de 3 à 5  $\mu\text{m}$ , ce qui permet d'obtenir une erreur relative inférieure à 1%. La précision sur l'axe longitudinal (parallèle à l'axe optique) est moins bonne, et est de l'ordre de 30  $\mu\text{m}$ .

La figure 39 montre les montages optiques : à l'enregistrement, un laser à rubis fournit plusieurs impulsions très brèves, donnant autant d'instantanés du champ de particules qui se superposent sur la plaque photo.

A la restitution, l'hologramme est éclairé par un laser continu

He-Ne fournissant une longueur d'onde voisine de celle d'enregistrement. L'image est observée par un circuit vidéo permettant de pointer les coordonnées des particules (fig 40).

### 3.1.2 ASPECT THEORIQUE

Les figures 41 a et b présentent les notations qui vont être utilisées.

La restitution de l'hologramme permet en fait d'obtenir deux images, l'une réelle et l'autre virtuelle; c'est l'image réelle qui est observée par le circuit vidéo.

La différence de phase au point M entre les ondes venant de O et S s'écrit (fig 41a):

$$\frac{\Phi}{2.\pi} = \frac{OM}{\lambda} - \frac{SM}{\lambda}$$

A la restitution la différence de phase sera (fig 41b):

$$\frac{\Phi'}{2.\pi} = \frac{O'M}{\lambda'} - \frac{S'M}{\lambda'}$$

Les conditions de stigmatisme entre O et O' donnent:

$$|O| - |O'| = \text{cte}$$

Ce qui donne pour l'image virtuelle:  $\frac{\Phi'}{2.\pi} - \frac{\Phi}{2.\pi} = \text{cte} \cdot VM$

Et pour l'image réelle:  $\frac{\Phi'}{2.\pi} + \frac{\Phi}{2.\pi} = \text{cte} \cdot VM$

A partir de ces formules et en utilisant la géométrie des figures 41 a et b, on déduit les relations suivantes:

Image virtuelle:

$$\frac{1}{\lambda'} \left( \frac{1}{z'} - \frac{1}{R'} \right) = \frac{1}{\lambda} \left( \frac{1}{z} - \frac{1}{R} \right)$$

$$\text{et: } \frac{y'}{\lambda'} \left( \frac{1}{z'} - \frac{1}{R'} \right) = \frac{y}{\lambda} \cdot \frac{1}{z}$$

Image réelle:

$$\frac{1}{\lambda'} \left( \frac{1}{z'} - \frac{1}{R'} \right) = \frac{-1}{\lambda} \left( \frac{1}{z} - \frac{1}{R} \right)$$

$$\text{et: } \frac{y'}{\lambda'} \left( \frac{1}{z'} - \frac{1}{R'} \right) = \frac{-y}{\lambda} \cdot \frac{1}{z}$$

Les détails des calculs sont explicités dans les références 67 et 68.

Les deux images sont symétriques par rapport au plan de l'hologramme.

A partir des formules précédentes, on peut obtenir par dérivation, les grandissements longitudinal et transversal de l'image:

$$G_z = \frac{\lambda'}{\lambda} \left( \frac{z'}{z} \right)^2 \quad \text{grandissement longitudinal}$$

$$G_x = G_y = \frac{\lambda'}{\lambda} \frac{z'}{z} \quad \text{grandissement transversal}$$

On remarque que le rapport des longueurs d'ondes entre le laser d'enregistrement et celui de restitution (en l'occurrence 6943/6328) introduit une légère distortion de l'image, qui est prise en compte lors des calculs permettant de retrouver les coordonnées des images des particules.

## MILIEU OBJET

Le fluide utilisé étant l'eau, les particules holographiées sont plongées dans un milieu d'indice différent de celui dans lequel se trouve la plaque. A la restitution par contre, tout se passe dans un même milieu.

Il a donc fallu pour nos expériences, tenir compte de la

réfraction des faisceaux lumineux au passage de la veine.

La figure 42 présente la géométrie de ce problème.

Soit une particule placée au point B: le faisceau parallèle incident arrive en B perpendiculairement au premier hublot. Il est ensuite diffracté par la particule et traverse deux dioptries (eau/verre puis verre/air) avant de frapper la plaque photographique: à cause de la réfraction, cette plaque verra la particule au point C; la lumière diffractée suit le chemin BDEF.

On applique l'approximation des angles petits.

Soit O'', un repère gravé sur le hublot et servant d'origine pour le pointage des particules. On cherche à calculer  $Z_1 = O''B$ , alors

que la valeur de O''C sera mesurée à la restitution.

La position de la plaque étant connue, on connaît donc:

$$Z = - O_H C = - ( O_H O' + O' C ) = - ( |Z_0| + O' C ) \quad \text{avec } Z_0 = O_H O'$$

1° dioptrie: eau ---> verre point D

$$\text{on a } n_1 i_1 = n_2 i_2 \quad \implies \quad \frac{i_1}{i_2} = \frac{n_2}{n_1}$$

$$OD = OB \operatorname{tgi}_1 = OA \operatorname{tgi}_2 \quad \text{et } \operatorname{tgi}_2 \approx i_2$$

$$\text{d'où } OA = \frac{n_2}{n_1} OB$$

$$OB = OO'' - O''B = a - Z_1$$

$$\text{soit finalement } OA = \frac{n_2}{n_1} (a - Z_1)$$

2° dioptrie: verre ---> air point E

$$\text{On obtient } O' C = \frac{1}{n_2} O' A$$

$$O' A = O' O + OA = e + \frac{n_2}{n_1} (a - Z_1)$$

$$\text{On avait } Z = - (Z_0 + O' C)$$

$$\implies \quad Z = - \left( Z_0 + \frac{1}{n_2} \left( e + \frac{n_2}{n_1} (a - Z_1) \right) \right)$$

En posant  $Z_{10} = Z_0 + \frac{e}{n_2} + \frac{a}{n_1}$

On trouve finalement  $Z = -Z_{10} + \frac{Z_1}{n_1}$

soit  $Z_1 = (Z + Z_{10}) n_1$

### 3.1.3 METHODE A QUATRE EXPOSITIONS

En disposant d'au moins trois images de la même particule sur un même hologramme, il est théoriquement possible de déterminer l'accélération de cette particule.

En effet, si l'on applique le développement en série de Taylor au 2ème ordre de la fonction position de la particule autour d'un point  $X_0$ :

$$X = X_0 + DT \cdot X'(X_0) + \frac{DT^2}{2} \cdot X''(X_0) + O(DT^3)$$

$$X'(X_0) = \left( \frac{dX}{dt} \right)_{X=X_0}$$

$$X''(X_0) = \left( \frac{d^2X}{dt^2} \right)_{X=X_0}$$



DT représente l'intervalle de temps.

En appliquant au cas d'une série de 3 positions  $i-1, i, i+1$  avec des intervalles de temps  $DT(i)$  et  $DT(i-1)$  différents, et en effectuant des combinaisons linéaires entre ces équations, on obtient finalement la valeur de l'accélération  $X''(i)$ :

$$X''(i) = 2 \cdot \frac{DT(i-1) \cdot X(i+1) - (DT(i) + DT(i+1)) \cdot X(i) + DT(i) \cdot X(i-1)}{DT(i) \cdot DT(i-1) \cdot (DT(i) + DT(i-1))}$$

#### CALCUL DE L'ERREUR

On utilisera les notations suivantes:

DX distance parcourue par la particule pendant DT  
 dX incertitude sur le pointé.

U vitesse moyenne pendant DT  
 dU variation de vitesse pendant DT

Si on suppose que les intervalles de temps sont constants, DT(l)=DT(l-1)=DT(l+1), on a alors:

$$X''(l) = \gamma = \frac{X(l+1) - 2.X(l) + X(l-1)}{DT^2}$$

$$\text{Soit } \frac{d\gamma}{\gamma} = d \left( \frac{X(l+1) - 2.X(l) + X(l-1)}{X(l+1) - 2.X(l) + X(l-1)} \right) + d \left( \frac{DT}{DT} \right)^2$$

On suppose que l'erreur sur la mesure de DT est négligeable (ce qui est vrai dans notre cas, car la précision offerte par notre laser est de  $10^{-5}$  s).

$$\frac{d\gamma}{\gamma} = 4. \frac{dX}{X(l+1) - 2.X(l) + X(l-1)}$$

En restant au 2° ordre, on montre que:

$$X(l+1) - 2.X(l) + X(l-1) = \gamma. DT^2$$

$$\text{D'où } \frac{d\gamma}{\gamma} = 4. \frac{dX}{\gamma. DT^2}$$

Avec  $\gamma = \frac{DU}{DT}$  et  $DT = \frac{DX}{U}$  on obtient finalement:

$$\boxed{\frac{d\gamma}{\gamma} = 4. \frac{dX}{DX} \cdot \frac{U}{DU}}$$

Un calcul analogue à été effectué par RODRIGUEZ <56>, qui aboutit à la même formule.

On voit donc que si la précision sur le pointé est prédominante, il faudra en outre que la variation de vitesse pendant DT soit relativement grande.

Des essais de mesure de l'accélération ont été tentés en

utilisant un laser permettant de délivrer quatre impulsions: avec 4 images, on pouvait donc calculer 3 vitesses et 2 accélérations. La figure 43 présente les cartes des accélérations mesurées autour du cylindre, et montre l'incohérence des résultats obtenus.

Si on applique la formule précédente pour notre type d'écoulement:

$$\begin{aligned}DT &= 30. 10^{-3} \text{ s} \\dX &= 3. 10^{-6} \text{ m} \\DX &= 6. 10^{-4} \text{ m} \\U &= 2. 10^{-2} \text{ m/s} \\DU &= 10^{-4} \text{ m/s}\end{aligned}$$

cela donne  $\frac{d\gamma}{\gamma} = 4$  soit une erreur de 400% !

Si l'incertitude sur le pointé était  $dX = 1.10^{-6} \text{ m}$ , on trouverait encore une valeur de 133%.

On voit donc que cette méthode ne peut s'appliquer que pour des écoulements fortement accélérés tels que  $U/DU$  soit grand, ce qui n'a pas été le cas ici. Il ne nous a donc pas été possible de procéder à des mesures utilisables de l'accélération.

### 3.1.4 ENSEMENCEMENT

Les particules contenues naturellement dans l'eau sont de diamètre trop petit pour être visibles sur les hologrammes. Il a donc été nécessaire d'ensemencer l'écoulement. Pour cela, nous avons utilisé des particules de polystyrène non expansées et non triées de diamètre 0 à 450  $\mu\text{m}$  dans un premier temps, puis triées de diamètre 75 à 150  $\mu\text{m}$  par la suite. Leur densité par rapport à l'eau est de 1,02 (valeur fournie par le fabricant). Comme elle est légèrement supérieure à 1, il n'est pas possible d'ensemencer l'ensemble de la cuve. En effet, pendant la période de stabilisation nécessaire avant chaque essai, les particules se décantent, ce qui rend leur nombre insuffisant sur l'hologramme.

Il a donc fallu recourir à un système d'injecteurs fonctionnant par siphon: dans un premier temps, nous avons utilisé 4 injecteurs disposés aux 4 coins du convergent, au-dessus des 2 nids d'abeilles inférieurs; chaque injecteur était constitué d'un éventail de 3 tubes en nickel de diamètre 1 mm.

Il a été vérifié que l'ensemencement se faisait bien sur toute la veine pour les débits choisis pour l'étude à Reynolds  $\approx 200$ , en branchant un réservoir de fluoresceine sur ces injecteurs. Pour des débits supérieurs à 2,5 m<sup>3</sup>/h (c'est à dire  $V > 3,5$  cm/s), la force des jets devenait insuffisante.

Nous avons également vérifié que ces injecteurs ne perturbaient pas l'écoulement en faisant des visualisations à la fluoresceine du même type que celles décrites en 4.1.

Seul un léger déplacement des lignes d'émission a été constaté, mais l'écoulement reste stable (en dehors des perturbations thermiques).

Pour l'enregistrement des hologrammes à nombres de Reynolds plus élevés, le système d'injection des particules a été changé. Nous avons cherché à obtenir un ensemencement dans une tranche d'épaisseur limitée, et située au centre de la veine. Pour cela, nous avons utilisé un tube creux en cuivre de 5 mm de diamètre, alimenté à ses deux extrémités par le réservoir de particules fonctionnant en siphon. Ce tube est percé de trous espacés de 5 à 10 mm et mesurant de 1,2 à 2 mm de diamètre. Les trous du centre sont plus gros et moins espacés, ceci afin de compenser les pertes de charges et de fournir un ensemencement plus dense au centre de la veine, là où est placé le cylindre.

Le diamètre et la position de l'injecteur ont été calculés afin d'éviter un effet de sillage dû à la présence de ce cylindre dans



le convergent. A la place où il se situe, l'aire de la section du convergent est de  $0,23m^2$ , ce qui donne une vitesse en cet endroit de  $5mm/s$ , pour un débit de  $4m^3/h$ . Le diamètre de l'injecteur étant de  $5\text{ mm}$ , on obtient un nombre de Reynolds de 21: pour cette valeur, l'écoulement reste stationnaire. On le vérifie d'ailleurs aisément en branchant l'injecteur sur du colorant: le rideau qui apparait est parfaitement stable. Ce rideau est constitué d'une série de filets colorés parallèles et situés dans un même plan, sur une épaisseur inférieure à  $0,5\text{ cm}$  (en amont toutefois, car vers l'aval des effets tridimensionnels interviennent dans le sillage). C'est donc par cette méthode, ainsi que nous l'avons mentionné en 2.3, que les visualisations en présence du cylindre ont été réalisées (planches 1 à 6). On remarque que la disposition des filets colorés sur les photographies représente la répartition des particules injectées pour les hologrammes: l'inconvénient de ce système d'injection est donc de fournir une répartition assez inégale des particules, surtout dans les zones à faible taux de turbulence.

Nous avons vu que l'un des critères pour obtenir des hologrammes de qualité est que l'objet holographié soit suffisamment transparent. Dans le cas d'un brouillard de particules, il faut que le rapport entre la somme de toutes les sections des particules enregistrées (et cette valeur tient compte du nombre d'impulsions avec lequel l'hologramme est pris), et la surface de la plaque holographique soit de l'ordre de 1% au plus. Au delà de 10%, les mesures deviennent impossibles. En connaissant les diamètres moyens des particules, la surface de la plaque et le débit des injecteurs, nous avons pu déterminer approximativement la quantité de particules à injecter; cette valeur a ensuite été

ajustée expérimentalement par rapport à la qualité d'image obtenue.

### 3.1.5 SUIVI DES PARTICULES

C'est le problème auquel on se trouve confronté lorsque l'on travaille avec une méthode de vélocimétrie utilisant des traceurs. Des écarts très importants peuvent être observés entre la vitesse mesurée d'une particule et la vitesse du fluide au même point, surtout dans des zones de fort gradient de vitesse. Les écarts sont d'autant plus forts que la masse volumique du traceur est grande par rapport à celle du fluide. Différents auteurs se sont intéressés au problème d'établir, puis de résoudre les équations régissant le mouvement des particules, dans le but de pouvoir ensuite calculer la vitesse du fluide à partir de celle du traceur. Une revue bibliographique de ces travaux a été récemment publiée par DADI <19>.

Dans notre cas, il faut considérer une particule dans un fluide en mouvement instationnaire non uniforme. Les équations de Boussinesq (cas du mouvement uniforme instationnaire dans un fluide au repos) ont été généralisées en considérant que la vitesse de la particule est la résultante de deux mouvements <19>:

1) un mouvement relatif avec une vitesse  $V_p(t) - V_f(r,t)$  ( $V_p$  et  $V_f$  sont les vitesses de la particule et du fluide).

2) on suppose que la particule et son voisinage immédiat sont en mouvement avec une vitesse très voisine de  $V_f(r,t)$  (hypothèse de TCHEN)

A partir de ces deux hypothèses, une première équation régissant le mouvement instationnaire d'une particule dans un écoulement

instationnaire non uniforme a été proposée par TCHEN:

$$\frac{\pi \cdot d^3 \cdot \rho_p}{6} \cdot \frac{dV_p}{dt} = 3 \cdot \pi \cdot \mu \cdot d \cdot (V_f - V_p) + \frac{\pi \cdot d^3 \cdot \rho_f}{6} \cdot \frac{dV_f}{dt} + \frac{1}{2} \cdot \frac{\pi \cdot d^3 \cdot \rho_f}{6} \cdot \left( \frac{dV_f}{dt} - \frac{dV_p}{dt} \right) + \frac{3 \cdot d^2 \cdot (\pi \cdot \rho_f \cdot \mu)^{1/2}}{2} \int_{t_0}^t \frac{\frac{dV_f}{dt'} - \frac{dV_p}{dt'}}{\sqrt{t-t'}} dt' + F_e$$

avec les notations suivantes:

- les indices p s'appliquent à la particule
- les indices f au fluide
- >
- V représente le vecteur vitesse
- ρ la masse volumique
- d le diamètre de la particule
- μ viscosité du fluide
- Fe représente les forces extérieures qui sont supposées dériver d'un potentiel.

Pour que cette équation soit valable, il faut que le nombre de Reynolds relatif de la particule  $Rep = d \cdot |V_f - V_p| / \nu$  ( $\nu$ : viscosité cinématique du fluide) soit inférieur à 1.

Dans cette équation, le terme du premier membre représente les forces d'inertie.

Pour le second membre:

- le premier terme correspond aux forces visqueuses;
- le second terme, au gradients de pression dans le fluide;
- le troisième, à la traînée de forme en fluide parfait (terme de masse induite);
- et le quatrième terme est appelé "terme de Basset": c'est un terme de traînée visqueuse qui tient compte des conditions initiales et de l'histoire du mouvement.

L'équation précédente a été généralisée de façon plus rigoureuse par différents auteurs qui considèrent un champ fluide non perturbé, auquel se superpose une perturbation de champ liée à la

présence de la particule. Nous donnons ici l'expression proposée par GATIGNOL <31>, de la force s'appliquant sur la particule:

$$\begin{aligned}
 \vec{F} = & 3 \cdot \pi \cdot \mu \cdot d \cdot (\vec{V}_f^{(s)} - \vec{V}_p) + \frac{\pi}{6} \cdot d^3 \cdot \rho_f \cdot \frac{d\vec{V}_f^{(v)}}{dt} + \frac{1 \cdot \pi}{2 \cdot 6} \cdot d^3 \cdot \rho_f \cdot \left( \frac{d\vec{V}_f^{(v)}}{dt} - \frac{d\vec{V}_p}{dt} \right) \\
 & + \frac{3 \cdot d^2}{2} \cdot (\pi \cdot \rho_f \cdot \mu)^{1/2} \int_{t_0}^t \frac{\frac{d\vec{V}_f^{(s)}}{dt'} - \frac{d\vec{V}_p}{dt'}}{\sqrt{t-t'}} dt' + \vec{F}_e
 \end{aligned}$$

Avec: 
$$\vec{V}_f^{(s)}(t) = \frac{1}{\pi \cdot d^2} \int_S \vec{V}_{fa}^{(o)}(r_a, t) dS$$

et, 
$$\vec{V}_f^{(v)}(t) = \frac{6}{\pi \cdot d^3} \int_V \vec{V}_{fa}^{(o)}(r_a, t) dV$$

$\vec{r}_a$  désigne le vecteur position d'un point du fluide dans le repère absolu; l'indice (o) désigne le champ non perturbé, et l'indice a se rapporte aux grandeurs considérées dans le repère absolu.

Pour plus de détails concernant ces formules, nous renvoyons aux références 21 et 22.

Dans le cas de notre étude, le problème de suivi des particules ne se pose pas de façon aussi aigue que dans l'air, car les particules utilisées ont une densité voisine de celle du fluide.

Si on applique à l'équation précédente l'approximation  $\rho_p = \rho_f = \rho$ , l'équation de TCHEN devient:

$$\frac{\pi \cdot d^3 \cdot \rho}{4} \cdot \left( \frac{d\vec{V}_f}{dt} - \frac{d\vec{V}_p}{dt} \right) + 3 \cdot \pi \cdot \mu \cdot d \cdot (\vec{V}_f - \vec{V}_p) + BA + \vec{F}_e = 0$$

BA désigne le terme de Basset.

DADI <20>, a montré dans quelles circonstances le terme de Basset pouvait être négligé. Si, de plus, on néglige les forces de pesanteur représentées par  $\vec{F}_e$ , on obtient une équation

différentielle relativement simple, dont la solution est en exponentielle:

$$\vec{V}_f - \vec{V}_p = (\vec{V}_{f0} - \vec{V}_{p0}) \cdot \exp\left(-\frac{12\nu \cdot t}{d^2}\right)$$

$\vec{V}_{f0}$  et  $\vec{V}_{p0}$  étant les conditions initiales de vitesse.

Pour une particule d'un diamètre de 10  $\mu\text{m}$  dans l'eau ( $\nu = 1,15 \cdot 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}$ ), le coefficient de t dans l'exponentielle vaut -138000, ce qui fait que celle-ci va tendre rapidement vers 0. Il reste alors  $\vec{V}_p = \vec{V}_f$  : les particules suivent l'écoulement.

### RESULTATS EXPERIMENTAUX

Après dépouillement de l'hologramme enregistré en veine libre pour un débit de 1,5 m<sup>3</sup>/h, il est apparu que les particules d'un diamètre supérieur à 200  $\mu\text{m}$  présentaient une vitesse plus élevée que la moyenne et donc qu'elles ne suivaient pas parfaitement l'écoulement; ceci montre donc qu'il existe tout de même une légère différence de densité entre ces traceurs et le fluide.

Le champ couvert par cet hologramme s'étendait de 15 à 23 cm en aval de la position choisie pour le cylindre, et le débit de la cuve était de 1,5 m<sup>3</sup>/h. On obtient:

Vitesse moyenne longitudinale pour  $10 < d < 200 \mu\text{m}$ :  $V = 0,0279 \text{ m/s}$

Vitesse moyenne longitudinale pour  $d > 200 \mu\text{m}$ :  $V = 0,0296 \text{ m/s}$

Après tri sur les diamètres choisis entre 10 et 100  $\mu\text{m}$  (cette sélection est effectuée au niveau du logiciel de dépouillement), on obtient une vitesse moyenne longitudinale de  $2,79 \pm 0,05 \text{ cm/s}$ .

Il a donc été décidé, suite à ce premier résultat, de limiter le diamètre des particules injectées à 100  $\mu\text{m}$ . Pour les hologrammes correspondant à un nombre de Reynolds de 500, nous avons trié les

particules entre 50 et 80  $\mu\text{m}$ . Avec ces limitations, on peut admettre que les particules suivent correctement l'écoulement.

L'idéal serait bien sûr de pouvoir travailler avec des particules encore plus petites, mais le diamètre minimum observable sur l'écran de restitution est de 30  $\mu\text{m}$  environ.

### 3.1.6 LASERS

Le laser utilisé pour l'enregistrement est un appareil constitué de 4 cavités montées sur un même banc optique <66>. Chaque cavité peut fournir une ou deux impulsions de 150 ou 75 mJ d'énergie, de 20 ns de durée séparées par des intervalles de temps réglables entre 5 et 500  $\mu\text{s}$ . L'énergie du faisceau peut être ajustée en réglant la tension de charge des condensateurs; ceux-ci alimentent les flashes qui permettent le pompage optique du barreau de corindon. Cette tension est de l'ordre de 2 kV. Il faut noter que l'énergie disponible en sortie du système optique dépend aussi du réglage de la cavité.

Les 4 cavités peuvent être déclenchées successivement avec des retards variant de 5  $\mu\text{s}$  à 10 s. Les faisceaux issus des 4 lasers sont mélangés optiquement de façon à pouvoir obtenir sur un axe optique unique de 1 à 8 impulsions lumineuses. L'énergie de chaque impulsion résultante est alors divisée par 4.

Les hologrammes pris au cours de cette étude ont été réalisés en utilisant quatre impulsions laser, chaque cavité fonctionnant en mono pulse. Les figures 44 et 45 présentent un schéma montrant le système de mélange des 4 faisceaux, ainsi qu'une photo de l'ensemble optique.

La restitution des hologrammes est assurée à l'aide d'un laser Hélium-Néon de 25 mW de puissance.

### 3.1.7 EMULSION HOLOGRAPHIQUE

La firme AGFA-GEVAERT propose deux émulsions pour les longueurs d'ondes correspondant au rouge. Les plaques 10E75 sont plus sensibles, mais elles présentent une définition plus faible que les plaques 8E75. C'est pourquoi nous préférons utiliser ces dernières, car l'énergie laser disponible est suffisante pour éviter de recourir à des émulsions sensibles.

Les figures 46 et 47 présentent les courbes de transmittance et de densité de ces émulsions pour la longueur d'onde de 633 nm, qui correspond au laser Hélium-Néon. La transmittance est définie par le rapport des amplitudes d'une onde plane monochromatique avant et après son passage dans la couche photographique après développement, et la densité  $d$  se déduit de la transmittance  $T$  par la formule:

$$d = -2 \log_{10} T$$

C'est cette dernière valeur que l'on mesure directement à l'aide d'un densitomètre (nous disposons d'un appareil AGFA-GEVAERT D103).

La figure 48 montre la courbe de sensibilité en fonction de la longueur d'onde, ce qui permet d'adapter les courbes 14 et 15 en fonction des radiations considérées. On remarque que la sensibilité varie peu entre 633 nm (He-Ne) et 694 nm (rubis).

### 3.1.8 MESURE DE LA DENSITE D'ENERGIE

Le but de ces mesures était de pouvoir ajuster la valeur de la densité d'énergie au niveau de la plaque holographique afin de se situer dans la zone de contraste maximum définie par la figure 46. Les paramètres principaux qui influent sur la valeur de la

densité d'énergie sont l'énergie totale  $E_t$  du faisceau laser en sortie du système de mélange optique, la longueur focale de la lentille utilisée pour faire diverger le faisceau et l'absorption d'énergie à travers cette lentille.

### REPARTITION D'ENERGIE DU FAISCEAU LASER

La densité d'énergie du faisceau supposé gaussien s'écrit :

$$e(r) = e_0 \cdot \exp(-2 \cdot r^2 / w^2)$$

$w$  est défini tel que si  $r=w$ ,  $e = e_0 \cdot \exp(-2)$

L'énergie du faisceau pour un rayon  $R$  sera :

$$\begin{aligned} E &= \int_0^{2\pi} \int_0^R e(r) \cdot r \cdot dr \cdot d\theta \\ &= \int_0^{2\pi} \int_0^R e_0 \cdot \exp(-2 \cdot r^2 / w^2) \cdot r \cdot dr \cdot d\theta \\ &= 2\pi \cdot e_0 \int_0^R r \cdot \exp(-2 \cdot r^2 / w^2) \cdot dr \\ &= 2\pi \cdot e_0 \int_0^R \frac{-w^2}{4} \cdot d(\exp(-2 \cdot r^2 / w^2)) \\ E &= \frac{\pi \cdot w^2}{2} \cdot e_0 (1 - \exp(-2 \cdot R^2 / w^2)) \end{aligned}$$

L'énergie totale du faisceau s'obtient pour  $R \rightarrow \infty$

$$\text{soit } E_t = \frac{\pi \cdot w^2}{2} \cdot e_0$$

La valeur de  $E_t$  peut être mesurée à l'aide d'un calorimètre, et la valeur  $w$  se détermine en mesurant le diamètre de l'impact du faisceau sur un papier photo-sensible. On peut alors déduire la



valeur  $e_0$  de la densité d'énergie au centre.

### MESURE DE LA DENSITE D'ENERGIE

Le faisceau laser est rendu divergent par une lentille de focale  $f$ . la fig 49 montre que pour une distance  $d$ , le rayon  $R$  du faisceau est tel que:

$$R/(d+f) = w/f$$

$$\text{Soit } R = w.(1+d/f)$$

A l'inverse, une plaque circulaire de rayon  $r$  sera illuminée par la partie de rayon  $r' = f.r/(d+f)$  du faisceau.

On pourra donc calculer l'énergie de cette partie du faisceau éclairant la plaque:

$$E = E_t.(1 - \exp(-2r'^2/w^2))$$

Soit une densité d'énergie moyenne sur la plaque:  $e = E/S$  où  $S$  est la surface de cette plaque. Cette dernière formule n'est applicable que dans le cas où  $S$  est petit par rapport à la surface totale du faisceau, de façon à ce que la densité d'énergie sur la plaque soit sensiblement uniforme.

La valeur de la densité d'énergie calculée peut être comparée à la mesure obtenue au calorimètre, l'aire de la surface sensible étant connue. Ces mesures permettent d'ajuster la valeur de la densité d'énergie au niveau de la plaque de façon à se situer dans la zone de contraste maxi définie par la courbe de la figure 46.

Dans un premier temps, nous avons effectué des mesures afin de valider les formules précédentes. Des retards sur la livraison de certaines pièces optiques pour le laser à 4 rubis nous ont contraint à utiliser un autre laser que celui décrit précédemment. Il s'agit d'un appareil de même type, mais fournissant une énergie plus faible (60 mJ maxi), et ne disposant que d'une seule

cavité. La nature du faisceau est la même pour ces deux laser, ce qui permet d'admettre que les mêmes lois sont applicables.

Pour un réglage fixé de la tension de charge des capacités, le rayon du faisceau non divergé et son énergie ont d'abord été mesurés. Ensuite, l'énergie du faisceau divergé a été mesurée puis comparée à l'énergie théorique.

L'absorption de l'énergie due à la lentille a été mesurée en faisant le rapport de l'énergie totale avec et sans lentille. Pour les mesures avec la lentille, il suffit de placer le calorimètre suffisamment près, de façon à capter la totalité du faisceau.

Nous utilisons un calorimètre SCIENTECH 362, pouvant mesurer soit des énergies (laser pulsé), soit des puissances (laser continu) pour des gammes allant de 0,001 à 10 joules ou watts.

Pour une lentille de focale 20 mm, la tension du laser étant 2,24 kV, on obtient:

Sans lentille  $E_t = 45,0 \text{ mJ}$   
Avec lentille  $E_t = 29,5 \text{ mJ}$

Soit un rapport de 66%.

La mesure du diamètre du faisceau mesuré sur du papier sensible, pour une série de 40 impacts donne:

$$w = 1,1 \text{ mm}$$

a) Le calorimètre est d'abord placé à une distance  $d$  de façon à capter la partie du faisceau de rayon  $r = 0,07 \text{ mm}$ .

Avec,  $R =$  rayon de la surface sensible du calorimètre  $= 1,27 \text{ cm}$  et  $f = 2 \text{ cm}$ , on obtient  $d = 3,60 \text{ m}$ .

la valeur de l'énergie sera donc:

$$E = 43,9 \times 0,66 (1 - \exp(-2 \times 0,07^2 / 1,1^2)) = 0,23 \text{ mJ}$$

Les mesures au calorimètre donnent  $E = 0,25 \text{ mJ}$

Il faut cependant remarquer que ces valeurs étant faibles, les fluctuations sur l'énergie mesurée sont assez importantes.

b) le calorimètre est installé plus près du laser, à une distance  $d = 33,8$  cm de façon à avoir  $r = 0,6$  mm.

Pour  $E_t = 41$  mJ, on obtient une valeur théorique  $E = \frac{12,1}{0,6}$  mJ

Et la valeur mesurée  $E = 10,3$  mJ.

D'après les résultats précédents, on peut conclure à la validité des formules utilisées. On note cependant une certaine dispersion des valeurs expérimentales; ceci est dû principalement à deux facteurs:

- La valeur de l'énergie du laser fluctue suivant les tirs (environ 10%).

- Les énergies mesurées sont relativement faibles, et le calorimètre est sensible aux mouvements de convection dans la pièce, qui induisent des flux thermiques.

### 3.1.9 DEPOUILLEMENT DES HOLOGRAMMES

Tous les champs de vitesses présentés ici ont été obtenus par un dépouillement manuel des hologrammes. L'opérateur observe l'écran vidéo et, en commandant les déplacements de la platine supportant l'hologramme, repère les particules, les focalise, les pointe, et commande l'acquisition des coordonnées sur ordinateur. Pour les hologrammes enregistrés avec 4 expositions, cela nécessite donc 6 pointages puisque le diamètre de la particule est aussi mesuré. Il s'agit donc là d'un travail très long, et assez fatigant ce qui nuit à la précision des mesures, et plusieurs semaines de travail sont nécessaires pour obtenir un champ de

vitesse. On voit donc qu'il n'est pas possible de multiplier le nombre d'hogrammes exploités, ce qui limite la quantité de résultats que l'on peut obtenir.

### 3.1.10 CONTROLE DU DEBIT

Pendant la prise des hologrammes, la plaque sensible ne se trouve pas dans un boîtier à la façon d'un appareil photographique, ce qui nécessite de travailler dans l'obscurité. Mais à cause de la baisse du niveau de l'eau dans le bac supérieur de l'installation, le débit, et donc la vitesse, diminuent au cours de la rafale.

La vitesse de l'écoulement a pu être maintenue constante au cours des expériences en éclairant le débitmètre à l'aide d'une lampe de faible intensité sur laquelle était fixé un filtre monochromatique vert, ce qui permettait donc de surveiller le débit. En effet, les plaques holographiques que nous avons employées présentent une sensibilité quasi nulle pour des radiations situées dans le vert (fig 48). Pour les hologrammes à Reynolds 210, soit  $D=1,5 \text{ m}^3/\text{h}$ , la variation du débit est très lente et sa vérification en début d'expérience s'est révélée suffisante.

### 3.1.11 HOLOGRAPHIE DE FILETS COLORES

Le montage holographique étant en place, ainsi que l'injecteur particules/colorant, nous avons essayé d'enregistrer un hologramme en visualisant l'écoulement avec des filets colorés. Nous avons cette fois ci employé du rhodorsil, de couleur blanche, car les plaques holographiques ne sont pas sensibles au

vert et la fluoresceine n'apparaît pas sur l'image. L'hologramme obtenu montre que le colorant est nettement visible, ce qui devrait permettre de procéder à des visualisations en trois dimensions. Toutefois, l'exploitation de cette image n'a pu être tentée, faute de temps d'une part, mais aussi par le fait que la chaîne de restitution n'est pas adaptée à cause de son grandissement trop élevé. Il faut aussi remarquer qu'une limitation importante est apportée par le fait que le procédé revenant à une méthode ombroscopique, l'hologramme devient transparent, et donc inexploitable lorsque la concentration du colorant devient trop forte, ce qui est notamment le cas dans le sillage, lorsque celui-ci devient turbulent.

Ces résultats nous ont cependant incité à procéder à l'enregistrement des hologrammes à  $Re=500$  en injectant, outre les particules, un filet de colorant à l'aide d'une pipette placée à l'amont du cylindre. Il est ainsi possible de connaître la phase à laquelle l'hologramme a été pris sans avoir à le dépouiller, car le colorant est visible directement sur la plaque (ce peut être intéressant pour sélectionner les hologrammes); mais aussi de comparer la ligne d'émission avec le champ des vitesses.

## 3.2 CHAÎNE DE MESURES PAR ANÉMOMETRIE LASER

### 3.2.1 PRINCIPE

La chaîne de vélocimétrie laser par effet Doppler dont nous disposons utilise le montage optique à mode interférentiel devenu désormais classique et sur lequel il est inutile de s'appesantir <52>.

L'électronique d'acquisition et de traitement du signal est basée

sur le principe de corrélation de photons : le signal Doppler qui est recueilli par le photomultiplicateur est amplifié par celui-ci, puis envoyé sur le corrélateur qui calcule la fonction d'autocorrélation du signal périodique définie par :

$$H(\tau) = \lim_{T \rightarrow \infty} 1/T \int_0^T I(t) \cdot I(t-\tau) \cdot dt, \quad \text{où } I \text{ représente l'intensité}$$

du signal en provenance du photomultiplicateur.

Cette fonction a la propriété d'avoir la même période que le signal d'entrée, ce qui permet donc de retrouver la fréquence Doppler, elle-même proportionnelle à la vitesse. Les fluctuations de la vitesse sont déterminées par l'amortissement de la courbe représentative de cette fonction. La figure 50 présente des photos de l'ensemble de mesure et du corrélateur, et la figure 51 deux exemples de corrélogrammes.

Une autre propriété de cette fonction est que l'autocorrélation d'un bruit aléatoire est nulle, ce qui permet d'extraire un signal même faible, noyé dans du bruit. Cette propriété donne l'avantage de pouvoir travailler avec de faibles signaux et évite donc le recours à des lasers de grande puissance. En pratique <67> (fig 52), le signal numérisé sur N bits est stocké dans un registre à décalage dans lequel il se déplace d'un registre vers la droite à chaque signal d'horloge. Le signal de chaque registre est envoyé sur un multiplicateur dont la deuxième entrée est le signal non retardé. Le résultat de chaque multiplication est accumulé dans une mémoire; à la fin de l'expérience, l'ensemble des mémoires contient la fonction d'autocorrélation échantillonnée.

On démontre <1,67> que l'intensité du signal lumineux recueilli

par le photomultiplicateur peut s'écrire:

$$I(t) = I_0 \cdot \exp \left[ -\frac{2}{r_0^2} \left[ (X_0 + ut)^2 + (Y_0 + vt)^2 \right] \right] \cdot \left[ 1 + \zeta^2 + 2\zeta \cos \left( \frac{4\pi(X_0 + ut) \sin \theta}{\lambda} \right) \right]$$

Dans cette formule, on suppose que l'angle  $\theta$  entre les deux faisceaux qui interfèrent au point de mesure est petit.

$\zeta$ : rapport des amplitudes des deux faisceaux.  
 $u, v$ : composantes de la vitesse au point  $(X_0, Y_0)$   
 $r_0$ : rayon des faisceaux

A partir de l'expression de  $I(t)$ , on pourra calculer l'expression de la fonction d'autocorrélation. Dans le cas d'un écoulement turbulent, on obtiendra la formule suivante:

$$H(T) = a_1 \iiint_{-\infty}^{\infty} p(u, v, w) \cdot \exp \left[ -\frac{(u^2 + v^2)}{r_0^2} \cdot T^2 \right] \cdot \left( 1 + \frac{1}{2} m^2 \cdot \cos \frac{2 \cdot \pi \cdot u \cdot T}{s} \right) \cdot du \cdot dv \cdot dw$$

où  $u, v, w$  sont les composantes de la vitesse  
 $p(u, v, w)$  la densité de probabilité de la vitesse  
 $s$  l'interfrange  
 $m$  la visibilité des franges ( $0 < m < 1$ )

et où  $a_1 = 2 \cdot a_0 \cdot n \cdot D \cdot l \cdot T_0$

avec:  $n$  nombre de particules ayant traversé le volume de contrôle  
 $l$  demi longueur du volume de mesure  
 $D$  diamètre des faisceaux  
 $T_0$  durée de l'expérience.

En intégrant par rapport à  $w$  et en posant

$$p_{uv}(u, v) = \int_{-\infty}^{\infty} p(u, v, w) \cdot dw,$$

on obtient:

$$H(T) = a_1 \iint_{-\infty}^{\infty} p_{uv}(u, v) \cdot \left( \exp \left( -\frac{(u^2 + v^2)}{r_0^2} \cdot T^2 \right) \cdot \left( 1 + \frac{1}{2} m^2 \cos \frac{2 \cdot \pi \cdot u \cdot T}{s} \right) \right) \cdot du \cdot dv$$

Si on suppose que le nombre de franges dans le volume de mesure est grand (soit  $r_0 \gg s$ ) ou que les vitesses sont très faibles ( $u$  et  $v \ll 1$ ), on peut écrire:

$$\frac{u^2 + v^2}{r_0^2} = \frac{s^2}{r_0^2} \cdot \frac{u^2 + v^2}{s^2} \approx 0$$

Et l'équation précédente peut se réécrire:

$$H(T) = a_1 \int_{-\infty}^{\infty} p(u) \cos \frac{2 \cdot \pi \cdot u \cdot T}{s} du + a_2 \quad (1)$$

Dans cette formule,  $a_2$  représente le bruit de fond.

### 3.2.2 TRAITEMENT DES CORRELOGRAMMES

Lors de l'acquisition, les corrélogrammes sont stockés sur disquette et traités par transformée de Fourier: la transformée de Fourier de la fonction d'autocorrélation définie par l'équation (1) donne la densité de probabilité de la vitesse, qui permet de déduire la vitesse et ses fluctuations. La figure 53 présente un exemple de corrélogramme avec sa transformée de Fourier.

Dans un premier temps, à partir du signal brut de corrélation, il est procédé à un retrait de la composante continue, puis ensuite à une première transformée de Fourier sur 40 points. A partir de la densité de probabilité de la vitesse ainsi obtenue, une première approximation de la vitesse moyenne et du taux de turbulence est calculée. Connaissant ces deux valeurs, on procède à une extrapolation de la courbe de corrélation, ce qui permet d'obtenir les valeurs à l'origine (qui ne sont pas fournies par le corrélateur). La vitesse moyenne et le taux de turbulence sont finalement calculés par une nouvelle transformée de Fourier, effectuée sur 100 points à partir de la courbe interpolée <67>.

Les valeurs des fluctuations ne seront cependant pas présentées ici, car le manque de voies d'échantillonnage sur le corrélateur rend leur mesure très imprécise. En mesurant la vitesse de défilement des franges due au modulateur de phase (cela se fait



aisément en projetant le volume de mesure sur une surface plane et lisse), nous avons remarqué que les valeurs calculées des fluctuations étaient importantes, alors que le signal en dent de scie du modulateur ne fluctue que très faiblement.

Par exemple, avec une interfrange  $i = 15,83 \mu\text{m}$  et une fréquence du modulateur mesurée au fréquencemètre  $f = 19,807\text{kHz}$ , avec une fluctuation de  $0,003 \text{ kHz}$ , on obtient (mesures au corrélateur):

$$\bar{V} = 0,3133 \text{ m/s} \quad \sigma = \sqrt{u^2} = 0,02029 \text{ m/s}$$

La valeur théorique de la vitesse est  $\bar{V}t = f \cdot i = 0,3135 \text{ m/s}$ : la mesure de la vitesse est donc très bonne.

Par contre, le "taux de turbulence" calculé est de  $6,5\%$ , ce qui ne correspond pas à la réalité.

Ces mauvais résultats sont probablement dus à un effet fenêtre, provoqué par le fait que la transformée de Fourier est effectuée sur une durée qui n'est pas infinie, ainsi que le voudrait la théorie. Cette durée  $T_f$  a alors tendance à ajouter une période  $T_f$  au signal étudié, ce qui introduit des perturbations dans les calculs.

### 3.2.3 APPAREILLAGE

Des premiers essais de mesures ont été réalisés afin de remettre en ordre de marche le corrélateur qui était resté inutilisé pendant longtemps. Nous disposons alors d'un laser He-Ne Spectra-Physics de  $15 \text{ mW}$ , d'un séparateur de faisceaux (sans système de rotation, ni modulateur de phase), d'un photomultiplicateur et du corrélateur MALVERN K7023 (celui-ci est présenté avec plus de détails en annexe).

Le but était avant tout de tester le matériel de vélocimétrie, et

plus précisément le type d'appareillage disponible afin de vérifier si ses capacités étaient compatibles avec une utilisation en cuve hydrodynamique.

Ce but a été atteint puisque nous avons pu faire des mesures en rétrodiffusion, aussi bien dans l'eau que dans l'air, et obtenir de très bons signaux de corrélation, notamment dans l'eau sur toute la gamme de vitesses permise par la soufflerie. Il n'a pas été nécessaire d'ensemencer dans la cuve, car les microparticules présentes naturellement dans le fluide sont en quantité suffisante. Dans l'air l'ensemencement a été réalisé avec de la fumée d'encens.

La précision des mesures a pu être déterminée dans l'air en utilisant un jet produit par une soufflerie d'étalonnage de fils chauds et en comparant avec les indications d'un micro-manomètre Debro. Ces résultats sont présentés figure 54; les écarts moyens trouvés sont de l'ordre de 3 à 4 %. Dans l'eau, cette vérification n'a pas été possible car nous ne disposons que de la mesure globale du débit qui ne permet pas de déterminer avec une précision suffisante la vitesse de l'écoulement à cause des effets du frottement sur les parois.

Il faut souligner aussi que les mesures présentées fig 54 n'ont qu'une valeur relative à cause des conditions d'expérience décrites plus haut (alignement de l'optique et déplacement du volume de mesure)

Après avoir vérifié que le principe de la corrélation de photons était adapté à notre installation, l'ensemble a été complété afin de pouvoir envisager des mesures précises: La figure 55 montre le schéma de la chaîne de mesure actuelle. Le laser, le photomultiplicateur, et le corrélateur sont les seuls éléments

que nous ayons conservés. L'optique a été remplacée par un séparateur 2 faisceaux Malvern RF318: un moteur pas à pas assure la rotation de l'optique sur 360°, pour une précision de 0,1°, ce qui autorise les mesures des composantes moyennes de la vitesse dans un plan perpendiculaire à l'axe optique, de façon non simultanée; un modulateur de phase permet, en mettant les franges en mouvement de déterminer le sens de la vitesse. La figure 51 montre deux exemples de fonctions d'autocorrélation obtenues dans la cuve avec et sans modulateur de phase.

L'ensemble est supporté par une table motorisée sur 2 axes (l'axe Y de la figure 55 étant manuel) autorisant une course de 250x250 mm<sup>2</sup> avec une précision de 0,1mm. Un micro-ordinateur BFM186 assure le pilotage de l'ensemble (corrélateur, déplacement, rotation du plan de mesure), ainsi que l'acquisition et le traitement des corrélogrammes, ce qui rend le processus entièrement automatique. Une interface a été spécialement développée <9> afin d'assurer la liaison entre le calculateur et les autres appareils.

Seul le débit de la cuve doit être maintenu constant manuellement au cours de la rafale.

#### 3.2.4 REGLAGE DE L'OPTIQUE, MESURE DE L'INTERFRANGE

Le problème majeur que nous avons rencontré au cours des mesures par LDA est le dérèglement fréquent de l'optique de séparation. Par exemple, la lentille qui focalise les faisceaux doit avoir son plan rigoureusement perpendiculaire à l'axe optique, sinon le volume de mesure ne restera pas fixe au cours de la rotation du plan des faisceaux: durant les expériences, il

nous a fallu vérifier ce réglage toutes les heures environ...

Les autres réglages sont heureusement moins sensibles, mais il peuvent malgré tout se défaire de temps à autre; en particulier, cela peut induire une variation de l'interfrange. Cette valeur change d'ailleurs légèrement pour chaque nouveau réglage.

Pour mesurer cette quantité, les faisceaux sont placés dans un plan vertical, et ils sont projetés sur un fil à plomb: leur écart est mesuré à l'aide d'un cathétomètre. La distance entre le fil et le volume de mesure est mesurée au théodolite. Avec ces deux mesures, on calcule l'angle  $\theta$  entre les faisceaux, et on en déduit alors l'interfrange  $i$  par la relation  $i = \lambda/2\sin(\theta/2)$   $\lambda$  étant la longueur d'onde du laser.

La précision de la mesure ainsi obtenue est de l'ordre de 0,5%.

### 3.2.5 FLUCTUATION DES MESURES

Si les valeurs des vitesses ont pu être déterminées avec une précision de l'ordre de 1% dans des zones où l'écoulement est stationnaire (ex: veine libre ou amont du cylindre), il n'en va pas de même si les fluctuations de vitesse sont importantes. On peut alors avoir une incertitude sur la composante longitudinale dépassant 10%, et parfois la composante transversale ne peut être mesurée, notamment pour tous les points situés à l'aplomb du cylindre.

Le tableau suivant présente une série de mesures réalisées à  $Re=210$  ( $D= 1,5m^3/h$ ), dans l'axe  $X=0$  et à 5 diamètres en aval. Le modulateur de phase est réglé à 20 kHz (vitesse des franges= 31,33cm/s).

VITESSE LONGITUDINALE CM/S	VITESSE TRANSVERSALE CM/S
1,06	-0,13
1,15	+0,32
1,22	+0,15
0,83	-0,11
1,12	+0,56
1,47	+0,47
1,80	+0,28
1,44	-0,16
1,35	-0,30

L'incertitude sur la composante longitudinale est ici de 17%, et on voit que la mesure de la composante transversale n'a pas de signification physique.

A titre de comparaison, le tableau suivant donne les valeurs des composantes longitudinales obtenues en veine libre à  $D = 1,5m^3/h$  avec et sans modulateur de phase. Le point de mesure est situé au centre de la veine, et à 9 cm en amont de la position prévue pour le cylindre.

SANS MODULATEUR DE PHASE CM/S	AVEC MODULATEUR DE PHASE ( $V_{franges} = 31,33cm/s$ ) CM/S
2,59	2,57
2,59	2,61
2,57	2,61
2,57	2,62
2,56	2,64
2,57	2,65



Les expériences ont montré que ce phénomène n'était pas provoqué par l'amplitude des fluctuations par rapport à la vitesse moyenne: en effet, l'usage du modulateur de phase qui permet de réduire le taux de turbulence mesuré en augmentant la composante moyenne, ne permet pas de supprimer les écarts obtenus. Leur amplitude est cependant liée à celle des fluctuations de l'écoulement. Ces écarts persistent également lorsque la durée de

l'expérience est grande par rapport à la période du phénomène étudié (nous avons fait des essais jusqu'à un temps de mesure correspondant à 160 périodes).

Une explication possible serait que le signal est de trop bonne qualité !!

En effet, si on prend les mesures effectuées dans le sillage du cylindre pour  $Re = 210$ , la période d'échappement tourbillonnaire est de l'ordre de 2 secondes. Or, en 2 secondes, il est possible d'enregistrer un corrélogramme.

Si  $t$  est la durée de la mesure, on peut décomposer  $t$  en fonction de la période du phénomène:  $t = k.T + r$   $r < T$  et  $k$  entier

La valeur de la vitesse mesurée correspond à une intégration sur la durée de l'expérience. On aura alors:

$$\int_0^t = \int_0^{kT+r} = \int_0^{kT} + \int_{kT}^{kT+r}$$

La première intégrale fournit la vitesse moyenne à laquelle s'ajoute le résultat de l'intégrale  $\int_{kT}^{kT+r}$  qui va modifier la valeur mesurée car le corrélateur sera sensible à une mesure de durée  $r$ : le résultat sera différent de la vitesse moyenne.

Si on suppose que  $T$  est constant,  $k$  et  $r$  seront donc constants car la durée de la mesure l'est aussi. Si les résultats obtenus sont différents pour chaque mesure, c'est que le déphasage entre le phénomène périodique et le cycle de la mesure n'est pas constant. Soit  $q$  l'instant du début de la mesure, l'intégration sur la durée d'expérience s'écrira:

$$\int_q^{q + (kT+r)} = \int_q^{q+kT} + \int_{q+kT}^{q + (kT+r)}$$

La première intégrale porte sur un nombre entier de périodes, et elle fournit toujours  $\bar{V}$ . Par contre, comme  $q \neq \text{cte}$ , la seconde intégrale sera différente pour chaque mesure.

On voit donc que pour éviter ce problème, il faut que la période du phénomène mesuré soit faible par rapport à la durée minimale nécessaire pour enregistrer un corrélogramme. Ceci n'a pas été le cas pour nos mesures qui présentent donc une forte incertitude là où les fluctuations de l'écoulement sont importantes.

Une autre possibilité existe, qui consiste à déclencher la mesure en fonction d'un signal représentatif du phénomène périodique étudié. Le début de l'enregistrement se fait donc toujours à la même phase. Si on prend un temps de mesure petit par rapport à la période de l'écoulement, et en répétant l'opération de nombreuses fois de façon à obtenir un corrélogramme exploitable, on aboutit à une fonction de corrélation qui permet de calculer la vitesse à la phase considérée <48>. Connaissant la vitesse en fonction de la phase, on pourra alors déduire la vitesse moyenne, ou encore la mesurer directement en adaptant le temps de mesure par rapport à la période du phénomène.





\*\*\*\*\*  
\*  
\* QUALIFICATION DE LA VEINE \*  
\*  
\*\*\*\*\*



## 4. QUALIFICATION DE LA VEINE

### 4.1 VISUALISATIONS

Les visualisations à l'aide de filets colorés émis par des injecteurs placés dans le nid d'abeilles du convergent ont permis de montrer que l'écoulement obtenu dans la cuve dans son état initial était perturbé par des instabilités venant de l'amont et de l'aval de la veine, et ceci quel que soit le débit.

Il a donc fallu procéder à quelques aménagements de la cuve. Un divergent profilé (fig 33) a été installé en sortie de la veine où il existait à l'origine une brutale variation de section, et des nids d'abeilles ont été posés en amont et en aval de la veine; ces nids d'abeilles ont une maille de 3,5 mm et un allongement de 60 mm. De plus, des plaques flottantes en polystyrène ont été installées dans le bac supérieur afin d'amortir les mouvements de vagues de la surface libre

Ces modifications ont permis d'améliorer nettement la qualité de l'écoulement à grand débit, mais des instabilités restaient présentes à faible débit, instabilités qui apparaissent de plus en plus en amont lorsque le débit diminue. Ce sont des visualisations pariétales qui ont permis de comprendre l'origine de ces perturbations. Les visualisations mettent en évidence des décollements sur les parois de la veine, ce qui provoque l'émission de tourbillons qui se développent vers l'aval et induisent les ondulations des lignes d'émission détectées dans le milieu de la veine. Nous avons observé, au repos, une ascendance le long de la paroi du colorant émis par l'injecteur pariétal, ce qui nous a conduit à conclure qu'il s'agissait de mouvements de convection dus à une différence de température entre l'eau de la cuve et les parois de la veine; cependant, nous n'avons pas

pris de photographies de ces phénomènes.

A faible vitesse (jusqu'à un débit de  $1,5\text{m}^3/\text{h}$ , soit une vitesse de  $3\text{ cm/s}$  environ), les vitesses de convection d'origine thermique sont du même ordre de grandeur que la vitesse d'entraînement, ce qui engendre des perturbations importantes : le point de décollement est situé en haut de la veine.

Si la vitesse augmente, le mouvement d'entraînement prend le pas sur celui de convection, ce qui conduit à un écoulement plus stable; le point de décollement est repoussé plus loin et les instabilités ne se développent plus que dans le bas de la veine.

Pour des débits supérieurs à  $2\text{m}^3/\text{h}$ , les visualisations ont montré que l'écoulement était stable sur toute la longueur de la veine et que ce décollement, lorsqu'il apparaissait, était très localisé et n'influencait pas l'écoulement potentiel. Il est à remarquer que selon les conditions de température régnant dans la pièce, ces phénomènes peuvent être considérablement atténués et même inexistantes. A noter aussi que ces mouvements de convection apparaissent même lorsque la cuve a été remplie depuis plusieurs jours, ce qui laisse à l'eau le temps de prendre la température ambiante: ceci est dû à la différence d'inertie thermique entre l'eau et l'air qui rend l'écoulement sensible aux variations de températures diurnes. Ces variations sont trop rapides pour influencer la masse d'eau ( $800\text{ kg}$  au total), ce qui crée un déséquilibre thermique entre l'eau et l'air ambiant.

Pour un débit supérieur à  $4\text{m}^3/\text{h}$ , soit environ  $7\text{ cm/s}$ , on note à nouveau le passage de quelques perturbations influençant surtout le bas de la veine. Leur origine n'a pu être expliquée.

En conclusion (fig 56 a et b), il apparaît que entre  $3,7\text{ cm/s}$  et  $7\text{ cm/s}$  l'écoulement est stable. Entre  $2,8\text{ cm/s}$  et  $3,7\text{ cm/s}$ , la

qualité de l'écoulement n'est assurée que dans la moitié supérieure de la veine, l'autre moitié restant le siège de perturbations de basse fréquence et de très faible amplitude. Afin de supprimer tous les problèmes thermiques, un système de climatisation du laboratoire a été installé, permettant de réguler la température au demi degré près, celle ci étant contrôlée par un thermographe. Par la suite, lors des expériences aux débits choisis pour l'étude, nous n'avons plus été gêné par les phénomènes décrits précédemment. De plus, il a été possible d'obtenir un écoulement non perturbé pour  $Q = 1\text{m}^3/\text{h}$ , soit un nombre de Reynolds basé sur le diamètre du cylindre de 140 environ.

## 4.2 DEBITS CHOISIS POUR L'ETUDE

Nous avons tout d'abord choisi le débit de  $1,5\text{m}^3/\text{h}$  qui était la valeur minimale permettant d'obtenir un écoulement stable, sans régulation thermique et qui correspondait à un Reynolds de 200 environ. Cette dernière valeur n'a cependant pu être mesurée avec précision que lorsque la chaîne d'anémométrie laser a été pleinement opérationnelle. La valeur trouvée en présence du cylindre a été  $Re = 210$ , ce qui fait une variation de vitesse au loin due à l'introduction du cylindre de 14% par rapport à la vitesse moyenne en veine libre. Les mesures de la vitesse de référence ont toujours été faites au point  $(X=Z=0, Y/D = -9)$ .

Une deuxième valeur du débit a ensuite été testée, de façon à obtenir une vitesse à l'amont du cylindre de  $5,75\text{cm/s}$ , correspondant à  $Re = 500$ . Dans un premier temps, les mesures laser ont montré que les profils de vitesse mesurés à l'amont du cylindre pour des débits de l'ordre de  $4\text{m}^3/\text{h}$  étaient de très

mauvaise qualité (figure 57), ce que nous avons interprété par une répartition inégale des pertes de charges dues aux deux nids d'abeilles situés juste à l'entrée de la veine. Après les avoir enlevés, nous avons obtenu des profils de vitesse symétriques (fig 60), et de nouvelles visualisations ont montré que la stabilité de l'écoulement, pour ces débits, n'avait pas changé. La valeur du débit correspondant à 5,75 cm/s a alors été trouvée de 3,8m<sup>3</sup>/h et c'est pour ce débit que les mesures en veine libre ont été réalisées. Une vérification de la valeur du débit a été faite lorsque le cylindre a été de nouveau installé, et la valeur trouvée a été Q=3,7m<sup>3</sup>/h. Cet écart s'explique par le fait que pour procéder à cette dernière détermination, nous avons mesuré l'interfrange par la méthode décrite en 4.2.4, ce qui a permis une meilleure précision des mesures.

Enfin, il faut préciser que les premières expériences par holographie à Re= 210 ont été réalisées avant l'installation du climatiseur; mais nous avons vu que le débit correspondant permettait tout de même l'obtention d'un écoulement stable.

#### 4.3 MESURES EN VEINE LIBRE

C'est dans le but de compléter les visualisations décrites précédemment que ces mesures ont été réalisées. Nous avons effectué des mesures par LDA pour les deux valeurs du nombre de Reynolds choisies pour l'étude, mais nous avons seulement pris des hologrammes en veine libre pour Q= 1,5m<sup>3</sup>/h, dont un seul a été dépouillé, ceci à cause du temps que nécessite cette opération.

La figure 58 présente les résultats obtenus par holographie pour

le débit de 1,5m<sup>3</sup>/h: le champ de vitesses correspond au bas de la partie de la veine laissée visible par les hublots, soit 15 à 23 cm en aval de la position prévue pour le cylindre. Ce choix résulte du fait que cette zone est plus sensible aux perturbations de l'écoulement, comme l'ont montré les essais décrits en 4.1.

Après tri sur les diamètres choisis entre 10 et 100 μm, on obtient une vitesse moyenne longitudinale de 2,79 ± 0,05 cm/s et une vitesse moyenne transversale de 0,2 mm/s, ces moyennes étant mesurées sur le champ spatial. L'existence d'une composante transversale non nulle tendrait à prouver une légère inclinaison de la veine d'un angle  $\theta = \arctg(0,2/2,79) = 0^\circ 25'$ ; nous avons vu en 3.1 que la mesure de cette valeur au niveau d'artilleur avait donné 14' d'arc.

La figure 59 présente les profils de vitesses longitudinales obtenus par LDA dans un plan Z=0 pour Q= 1,5m<sup>3</sup>/h. Les vitesses transversales ne sont pas présentées car elles sont très faibles, de l'ordre de 10<sup>-4</sup> m/s, soit des valeurs voisines en module et en signe de celles trouvées par holographie. L'interfrange est de 16 μm et les mesures ont été faites sans modulateur de phase. On constate qu'il existe un déséquilibre sur les profils de vitesse, l'écart entre les valeurs extrêmes, rapporté à la vitesse moyenne étant de l'ordre de 7 à 10%. Cette dissymétrie a tout d'abord été interprétée comme une influence de l'évacuation de l'eau à l'extrémité du divergent <68>, mais elle semblerait plutôt causée elle aussi par l'influence des deux nids d'abeilles à l'entrée de la veine, ainsi que nous l'avons vu précédemment, car les profils mesurés à Q=3,8m<sup>3</sup>/h sont plats. Aux faibles vitesses correspondant au Reynolds de 210, ces nids d'abeilles étaient

malgré tout nécessaires pour obtenir un écoulement non perturbé, avant l'installation du système de climatisation. La figure 60, qui présente les vitesses longitudinales pour  $Q=3,8\text{m}^3/\text{h}$ , montre une bonne uniformité de l'écoulement sur tout l'ensemble de la veine.

Des profils de vitesse ont également été réalisés pour différentes valeurs de  $Z$ , afin de vérifier que cette composante n'influait pas sur l'écoulement. La figure 61 présente les sondages en veine libre pour  $Q=1,5\text{m}^3/\text{h}$ , et pour  $Z/L = -0,25, 0, +0,25$ ,  $L$  étant la largeur de la veine. Les mesures sont faites dans le plan  $Y=0$ , correspondant à la position prévue pour le cylindre. La figure 62 montre les résultats obtenus pour  $Q=3,7\text{m}^3/\text{h}$ ; mais cette fois-ci, le cylindre était installé, et les mesures ont été faites à  $Y/D = -9$ , et pour les mêmes valeurs de  $Z$ .

On constate dans les deux cas que les profils ne présentent pas de différences notables, ce qui permet de conclure que l'écoulement est plan. Les résultats étant corrects, il ne nous a pas semblé nécessaire de renouveler ces expériences pour d'autres valeurs de  $Y$ .

On constate sur les profils en veine libre une accélération de la vitesse moyenne vers l'aval de la veine: ceci est dû aux effets du frottement sur les parois. Il n'a d'ailleurs pas été possible de sonder les régions proches des parois, ceci en raison des armatures métalliques de la veine et des hublots qui restreignent le champ disponible. La figure 63 montre l'évolution de la vitesse moyenne longitudinale sur l'axe pour  $Q = 1,5$  et  $3,8\text{m}^3/\text{h}$ . Connaissant la vitesse moyenne et le débit, il est alors



possible de déterminer la section utile dans la veine, et d'en déduire l'épaisseur  $h_p$  des couches de parois. La figure 64 montre la méthode de calcul employée, et la figure 65 donne l'évolution de  $h_p$  le long de la veine pour  $Q = 1,5$  et  $3,8 \text{ m}^3/\text{h}$ . On constate que cette évolution est sensiblement linéaire; pour  $Q = 1,5 \text{ m}^3/\text{h}$ , la valeur moyenne de  $h_p$  est de l'ordre de  $1 \text{ cm}$ , soit presque le double de celle obtenue pour  $Q = 3,8 \text{ m}^3/\text{h}$ .

En définitive, on peut considérer que la vitesse transversale ainsi que l'angle  $\theta$  sont négligeables et conclure que l'écoulement est uniforme en veine libre pour  $Q = 3,8 \text{ m}^3/\text{h}$ . Pour  $Q = 1,5 \text{ m}^3/\text{h}$ , la direction de l'écoulement est uniforme, mais celui-ci présente cependant un profil de vitesses légèrement dissymétrique.



\*\*\*\*\*  
\*  
\* RESULTATS EXPERIMENTAUX \*  
\* \*  
\* AVEC LE CYLINDRE \*  
\*  
\*\*\*\*\*





## 5. RESULTATS EXPERIMENTAUX AVEC LE CYLINDRE

L'écoulement autour du cylindre a été étudié quantitativement pour les deux valeurs 210 et 500 du nombre de Reynolds, qui correspondent aux débits de 1,5 et 3,7 m<sup>3</sup>/h. Pour les visualisations, nous avons en outre expérimenté les valeurs  $Re=140$ , 270, 340, et 400.

Dans un premier temps, nous allons simplement présenter les résultats expérimentaux, et au chapitre suivant nous donnerons une discussion sur ces résultats.

### 5.1 VISUALISATIONS

Toutes les visualisations présentées ici ont été effectuées sans les nids d'abeilles que nous avons placés à l'entrée de la veine, et qui ont servi pour les premières mesures par holographie et LDA à  $Re=210$ .

Outre les valeurs 1,5 et 3,7 m<sup>3</sup>/h, qui ont fait l'objet des mesures de vitesses, nous avons sélectionné des débits intermédiaires pour les photos. Les vitesses en amont du cylindre correspondantes, ont été calculées par interpolation linéaire à partir des deux couples (débit, vitesse) mesurés par LDA: (1,5m<sup>3</sup>/h, 2,4cm/s) et (3,7m<sup>3</sup>/h, 5,75cm/s).

Les résultats sont les suivants:

$$Q = 1,0\text{m}^3/\text{h} \text{ ---} \rightarrow V_0 = 1,6\text{cm}/\text{s} \text{ ==> } Re = 140$$

$$Q = 2,0\text{m}^3/\text{h} \text{ ---} \rightarrow V_0 = 3,2\text{cm}/\text{s} \text{ ==> } Re = 270$$

$$Q = 2,5\text{m}^3/\text{h} \text{ ---} \rightarrow V_0 = 3,9\text{cm}/\text{s} \text{ ==> } Re = 340$$

$$Q = 3,0\text{m}^3/\text{h} \text{ ---} \rightarrow V_0 = 4,7\text{cm}/\text{s} \text{ ==> } Re = 400$$

### 5.1.1 VUES EN COUPE

Les planches 1 à 6 présentent des visualisations en coupe de l'écoulement pour les nombres de Reynolds 140, 210, 270, 340, 400 et 500. L'intervalle de temps entre les photos sur chaque planche est de 0,32s; les séquences à différents nombres de Reynolds sont indépendantes les unes des autres.

Nous avons essayé de mesurer les positions des centres des tourbillons sur les photographies: les figures 66 à 71 montrent l'évolution de leur écartement transversal dans le sillage, pour les différents nombres de Reynolds. Connaissant les coordonnées des centres tourbillonnaires, on a pu en déduire la longueur d'onde de l'allée alternée, ainsi que la vitesse de propagation des tourbillons dans le sillage, puisque nous disposons de l'intervalle de temps entre deux vues consécutives. Enfin, à l'aide de ces deux paramètres, on a calculé la fréquence tourbillonnaire, qui donne le nombre de Strouhal. Tous ces différents résultats sont résumés dans le tableau ci-dessous:

Re	Vc cm/s	Vc/Vo	$\lambda/D$	St
140	1,5	0,91	5,1	0,18
210	2,2	0,92	4,5	0,20
270	2,9	0,92	5,4	0,17
340	3,6	0,92	4,5	0,20
400	3,9	0,84	4,5	0,19
500	4,8	0,83	4,1	0,20

Ces mesures ont été effectuées en dehors de la zone de formation des tourbillons, et jusqu'à une abscisse  $Y/D=17$  environ. Plus près du cylindre, nous avons pu constater que les valeurs de la longueur d'onde et de la vitesse  $V_c$  étaient plus faibles, ce qui implique que les tourbillons soient accélérés au début de leur mouvement; ce fait est confirmé par les études que nous avons déjà citées.

Les valeurs obtenues du nombre de Strouhal semblent en bon accord avec les valeurs que l'on rencontre dans la littérature, à l'exception cependant de celle trouvée pour  $Re=270$ . En ce qui concerne le rapport  $V_c/V_0$ , il apparaît un peu élevé; nous avons vu en effet en 1.5 que pour  $Re$  allant de 60 à 13000, les valeurs restaient comprises entre 0,7 et 0,85. D'après nos mesures ce rapport apparaît sensiblement constant dans un premier temps, puis diminue à partir de  $Re=400$ , ce qui semblerait indiquer un ralentissement relatif des tourbillons. Un tel ralentissement a déjà été observé par FARGUES <27>, pour des nombres de Reynolds un peu plus faibles (voir tableau paragraphe 1.5, page 25). Mais dans notre cas, il se pourrait aussi que le confinement joue un rôle, à cause de la variation assez importante de l'épaisseur des couches de parois (figure 65), suivant les différents Reynolds.

Le léger défaut de symétrie que l'on peut voir sur les figures 66 à 71 est probablement dû à une erreur systématique sur la détermination de l'axe longitudinal, sur les photos. L'abscisse correspondant au minimum de l'écartement transversal des tourbillons définit la fin de la région de formation <59>, ce qui nous a permis de tracer l'évolution de cette quantité en fonction de  $Re$ : sur la figure 72, elle est comparée aux résultats de

La précision sur le pointé des tourbillons est assez bonne pour  $Re=140$  et  $210$ , car le sillage est laminaire et les centres peuvent être pointés correctement, mais au delà, les mesures deviennent plus difficiles (à partir de  $270$  et  $340$ ). Il faut préciser que ces relevés ont été effectués directement sur les photographies, et manuellement. Pour les mesures de l'écartement transversal, on peut admettre une précision de  $0,5mm$  dans le proche sillage, où les tourbillons sont de petites dimensions et faciles à pointer: les écartements sont de l'ordre de  $5mm$ , ce qui fait une précision de  $10\%$  (sur les agrandissements des photos que nous avons employées, l'image du cylindre avait un diamètre de  $0,8mm$ ). Plus en aval, l'erreur est voisine de  $3mm$ , pour des écartements de l'ordre de  $15mm$  environ: l'erreur relative est alors de  $15\%$ .

### 5.1.2 VUES EN PLAN

La planche 7 montre un filet coloré, photographié dans un plan perpendiculaire aux vues précédentes, afin de vérifier l'aspect bidimensionnel de l'écoulement. L'injecteur a été réglé de façon à ce que le filet arrive au voisinage du point d'arrêt, ce qui explique qu'il contourne le cylindre tantôt d'un côté, tantôt de l'autre. Pour tous les Reynolds, la ligne d'émission reste sensiblement dans un plan vertical, jusqu'à une certaine distance en aval du cylindre qui varie de  $8$  à  $4D$  environ, pour  $Re$  entre  $140$  et  $500$ . Au delà, le mouvement n'est plus plan, et on note principalement un enroulement en spirale du filet de colorant, phénomène qui est parfois visible sur certaines vues en coupe



(pour  $Re=210$  à  $400$ ; planches 2 à 5). Pour les faibles valeurs de  $Re$ , ces mouvements se font alors que l'écoulement est encore laminaire; pour des Reynolds plus élevés, ils deviennent responsables de l'apparition de la turbulence. <10, 36>

Toutefois, le fait de trouver un enroulement du colorant dans un plan signifie que la vitesse perpendiculaire à ce plan est nulle, mais pas nécessairement que l'écoulement est bidimensionnel, comme le montrent les photos de la planche 8, prises dans le même plan, mais avec une série de filets colorés. Il s'agit du dispositif utilisé pour les vues en coupe, qui a été placé parallèle à l'axe du cylindre. On peut voir notamment que l'axe des tourbillons est incliné par rapport au cylindre, alors que pour les mêmes coordonnées, le filet isolé des photos de la planche 7 reste dans un plan.

Les mesures des angles des tourbillons à l'aide des photos ont donné des résultats trop dispersés pour être présentés. Par exemple, pour  $Re=210$ , et une abscisse moyenne  $Y/D=2,6$ , on a relevé les valeurs suivantes:  $\theta = 27^\circ, 19^\circ, 1^\circ, 5^\circ, 26^\circ, 12^\circ, 27^\circ, 16^\circ$ .

Nous avons remarqué que les tourbillons étaient parfois incurvés, ce qui fait que leur angle varie le long de l'envergure, pouvant passer de  $6^\circ$  à  $46^\circ$  (c'est la variation la plus forte que nous ayons trouvée, pour une visualisation à  $Re=210$ , et  $Y/D=10,5$ ), et des variations de  $30^\circ$  sont assez fréquentes. Nous pensons qu'il s'agit là principalement d'effets de parois, car c'est vers le centre de la veine que l'on obtient les angles les plus faibles: dans certains cas même, l'axe des tourbillons y est sensiblement parallèle au cylindre, alors qu'il

s'incline fortement lorsque l'on se rapproche des parois.

On observe parfois près de la maquette une tendance pour le fluide à longer l'axe du cylindre (planche 9, photo 4). Ce phénomène pourrait s'apparenter à un mouvement de convection dû à une légère différence de température entre le barreau et le fluide, et qui serait facilité par les vitesses très faibles qui existent juste en aval de la maquette (voir résultats par holographie, 5.2).

On peut conclure de ces différentes observations que l'écoulement ne présente pratiquement pas de mouvements suivant l'axe Z, excepté dans les régions affectées par la turbulence, ainsi que quelques légers mouvements de convection. Mais il présente néanmoins un aspect pseudo-bidimensionnel, caractérisé surtout par une inclinaison importante de l'axe des tourbillons.

## 5.2 RESULTATS PAR HOLOGRAPHIE

### 5.2.1 CHAMPS DE VITESSE

Deux hologrammes, enregistrés pour  $Re=210$  et  $500$ , respectivement à 4 et 3 impulsions, ont été dépouillés. Un autre dépouillement a été effectué pour un hologramme à  $Re=500$  (3 impulsions), mais enregistré avec des intervalles de temps plus importants, afin de permettre les mesures des faibles vitesses que l'on rencontre juste en aval de l'obstacle.

Le tableau suivant résume les différents paramètres concernant ces trois hologrammes (nombre de Reynolds, intervalles de temps successifs, énergie, densité d'énergie et dimensions du champ observé) :

numéro	Re	$\Delta T$ 1 (ms)	$\Delta T$ 2 (ms)	$\Delta T$ 3 (ms)	Energie laser (mJ)	Densité d'énergie (erg/cm <sup>2</sup> )	Champ analysé
1	210	30	30	30	45	43,5	-3<x/D<+3 -1<y/D<+7
2	500	10	15	--	65	56	-3,6<x/D<+4 -1,6<y/D<+8
3	500	50	100	--	65	56	-.7<x/D<+.6 -.5<y/D<1,8

Pour les deux hologrammes à Re=500 enregistrés avec trois impulsions, les  $\Delta T$  ont été réglés à des valeurs différentes, afin de pouvoir déterminer le sens de l'écoulement, lors du dépouillement.

La figure 73 montre le champ de vitesse obtenu avec le cylindre pour Reynolds 210. Les particules sélectionnées sont de diamètre 10 à 100  $\mu\text{m}$  et elles sont distribuées sur une tranche d'épaisseur 4 cm, centrée sur le plan médian de la veine. Sur la feuille transparente qui va avec cette figure, nous avons reporté un champ de vitesse calculé numériquement par BRAZA à Re=200, ce qui permet d'effectuer la superposition entre les deux types de résultats. Les échelles de vitesses sont identiques dans les deux cas.

Le champ de vitesse pour Re=500 est présenté figure 74. Les particules ont des diamètres compris entre 10 et 80  $\mu\text{m}$ , et elles sont centrées sur une tranche d'épaisseur 3cm.

On remarque que le nombre de points de mesure est nettement plus élevé pour le champ de vitesse à Re=500, par rapport à celui à Re=210: 1684 particules ont été relevées au dépouillement de

l'hologramme n°2, contre 836 pour le n°1. Ensuite, 712 particules ont été retenues pour le tracé de la figure 74, contre 183 pour la fig 73.

Cette différence peut s'expliquer de la manière suivante: nous avons vu en 3.1.4, que la qualité de l'hologramme était fonction de la somme totale des aires projetées des images des particules; elle dépend donc de l'aire moyenne des particules, multipliée par leur nombre total et par le nombre d'impulsions lumineuses servant à l'enregistrement des hologrammes. L'utilisation de particules plus petites permet donc d'augmenter leur nombre dans le fluide, sans faire varier l'aire totale projetée (d'ailleurs, le fait d'avoir de petites particules limite leur sélection lors du dépouillement, pour les questions du suivi). En diminuant le nombre d'impulsions laser, on peut aussi augmenter le nombre de traceurs injectés, car le nombre d'images de chaque particule se trouve réduit. Enfin, l'utilisation d'un rideau de particules plutôt qu'un ensemencement de l'ensemble de la veine, donne une densité plus forte de traceurs sur une tranche, sans changer le nombre total de particules présentes à un instant donné.

En résumé, un ensemencement avec de petites particules réparties dans une tranche fine, et holographiées avec le minimum d'impulsions lumineuses permet d'optimiser le nombre de points de mesure obtenus au dépouillement: ceci a été le cas de l'hologramme n°2, par opposition au n°1.

Sur la figure 75, on peut voir les champs que l'on obtient en prenant normalement à l'axe Y, dans la fig 73 ( $Re=210$ ), 3 tranches différentes de même épaisseur 2 cm, centrées respectivement à -2, 0 et +2 cm du plan médian de la veine. La

figure 76 montre des champs analogues, centrés sur  $-1, 0, +1$  cm, et avec des tranches de 1 cm d'épaisseur, pour les résultats à  $Re=500$ . On constate une rapide décroissance du nombre de particules pour les tranches décentrées, surtout pour les résultats à  $Re=500$ , ce qui est dû au mode d'ensemencement. La comparaison de ces champs entre eux est rendue difficile par le fait que la concentration de particules est insuffisante, et en particulier, elle ne permet pas de confirmer les effets tridimensionnels décrits précédemment.

Pour obtenir des informations quantitatives sur ce sujet, il aurait fallu des hologrammes pris dans un plan identique à celui des visualisations des planches 7 et 8; ce qui aurait donné avec précision les composantes  $v$  et  $w$ . Il est d'ailleurs envisageable d'enregistrer simultanément deux hologrammes dans deux plans à angle droit, ce qui devrait permettre de restituer tout le champ complet des vitesses de l'écoulement (3 composantes, car chaque hologramme en fournirait deux avec précision). Cela est rendu possible grâce au fait que les optiques qui assurent la superposition des faisceaux issus des quatre lasers, fournissent en sortie du système de mélange deux faisceaux identiques, de même énergie, superposés de la même manière, et perpendiculaires entre eux.

A l'aide des vitesses de convection des tourbillons  $V_c$  calculées précédemment, nous avons retracé les champs des figures 73 et 74, en soustrayant la valeur  $V_c$  de la composante longitudinale, ce qui permet de mettre en évidence les tourbillons de l'allée alternée; ces tracés sont présentés figures 77 et 78.

### 5.2.2 CHAMP DES VITESSES DANS LE PROCHE SILLAGE

Sur les figures 73 et 74, on observe peu de particules dans une région s'étendant jusqu'à 3 diamètres environ en aval de la maquette: ceci nous a laissé supposer dans un premier temps qu'elles étaient centrifugées <68>, bien qu'elles aient une densité voisine de celle du fluide. Cependant, la comparaison avec les visualisations qui montrent une faible pénétration du colorant dans la zone concernée, tend à infirmer cette hypothèse. C'est pour obtenir des informations sur ce domaine de l'écoulement, qui présente en outre des vitesses très faibles, que l'hologramme n°3 a été enregistré. Pour augmenter le nombre de particules entraînées juste derrière l'obstacle, la région centrale a été sur-ensemencée en obstruant les orifices latéraux de l'injecteur, et en ne gardant que ceux situés juste au dessus du cylindre. Ceci a eu pour effet d'élever la concentration des particules dans les lignes d'émission; leur quantité dans le réservoir qui alimente l'injecteur a aussi été augmenté.

Le dépouillement de cet essai, qui couvrait un champ identique aux autres, n'a pu se faire que sur un domaine assez restreint (voir tableau), pour deux raisons:

1) au delà de ce domaine, l'ensemencement était si fort qu'il n'était plus possible de pointer les images (hologramme trop clair, impossibilité d'identifier les images)

2) la vitesse du fluide étant importante en dehors de cette zone, les chemins parcourus par les particules deviennent rapidement trop longs pour permettre d'associer les images entre elles.

La figure 79 présente le champ des vitesses correspondant à cet

enregistrement; la taille du cylindre a été augmentée pour la clarté du dessin. Les plus faibles vitesses mesurées ici sont de l'ordre de 1mm/s; il n'a cependant pas été possible de faire des mesures près de la paroi du cylindre, en raison de la mauvaise qualité de l'hologramme dans cette région, due à la diffraction de la lumière par la maquette. De même, aucune particule n'a pu être détectée à l'amont du cylindre, pour les raisons évoquées plus haut (fortes vitesses; diffraction près du cylindre)

Les résultats de la figure 79 tendent à confirmer le fait que les traceurs ne sont pas centrifugés, car des particules de diamètres relativement importants (80 à 100  $\mu$ m), ont pu être détectées lors du dépouillement. Ce fait est une indication quant à un suivi satisfaisant des particules dans l'écoulement, et en particulier, dans une zone de forts gradients de vitesses.

### 5.2.3 CHAMPS DE VITESSE ENTRE LES DIFFERENTES IMPULSIONS

Les hologrammes à  $Re=210$  ont été enregistrés avec 4 impulsions laser, ce qui fournit 3 champs de vitesses séparés de 30 ms. Pour les hologrammes à  $Re=500$ , enregistrés avec 3 impulsions, on n'a plus que 2 champs de vitesses. Pourtant, dans tous les cas, les différentes figures obtenues ne diffèrent pas sensiblement entre elles, car la durée de l'expérience est très faible par rapport à la période de l'allée alternée. Seul le léger déplacement du point de mesure entre deux instants est perceptible, mais les variations de vitesses sont très faibles (cela fait que le rapport  $V/\Delta V$  sera grand, d'où une forte incertitude sur l'accélération, comme nous l'avons vu en 3.1.3).

Pour les 3 hologrammes exploités, les figures 80 a, b, c et 81 a, b, montrent les champs de vitesses obtenus entre les

différentes impulsions laser.

#### 5.2.4 FILET COLORE

La figure 82 montre le même champ de vitesse que celui de la figure 74, mais avec en superposition le tracé du filet coloré injecté en même temps que l'ensemencement de l'hologramme, lors de son enregistrement.

On voit que le filet de colorant présente un point anguleux, situé à  $Y/D=3,7$ , dû à son entraînement par les tourbillons qui viennent d'être formés. En amont de ce point, les vecteurs vitesses proches de la ligne d'émission semblent lui être tangents, ce qui n'est pas le cas plus en aval. Il ne peut s'agir là d'effets tridimensionnels, car à partir de ce point anguleux, le filet de colorant a été pointé à  $Z=0$ , donc bien centré par rapport au rideau de particules. Il s'agirait plutôt d'une illustration de la différence existant entre une ligne d'émission (le colorant) et une ligne de courant lorsque l'écoulement n'est pas permanent. En amont, où les effets instationnaires sont moins importants par rapport aux grandeurs moyennes, ces deux lignes sont très proches.

A l'aide de cette ligne d'émission, on a pu sélectionner une photographie de l'écoulement correspondant à la même phase que celle du champ de vitesse (fig 83). On en déduit que l'hologramme a été enregistré au moment où un tourbillon venait juste d'être émis, alors que la couche cisailée opposée commençait à s'enrouler pour former un nouveau tourbillon. Sur cette photo, les tourbillons ont été pointés aux coordonnées suivantes:  $Y/D= 2,8, 4,6, 4,5$ ; et  $X/D= -0,5, 0,4, \text{ et } -0,5$ ; la coordonnée  $X$



correspond à l'écartement transversal. Sur la figure 83, la mesure des coordonnées des centres des tourbillons donne les valeurs suivantes:  $Y/D = 2,6, 4,2, \text{ et } 5,2$ ; et  $X/D = -0,2, 0,5, \text{ et } -0,4$ .

Pour  $Re=210$  au contraire, nous avons commencé par mesurer les positions des tourbillons sur le champ des vitesses relatives; on obtient:  $Y/D = 4,0 \text{ et } 6,2$ ; et  $X/D = 0,6 \text{ et } -0,5$ . Nous avons ensuite choisi parmi les visualisations, celle où les tourbillons étaient les plus proches de ceux du champ de vitesse; sur la photo de la figure 84, on a trouvé:  $Y/D = 4,2 \text{ et } 6,2$ ; et  $X/D = 0,5 \text{ et } -0,6$ .

Sur la photo, on voit que le premier tourbillon est encore en cours de formation (il est à  $Y/D=2,5$ , et on a  $L_f/D=2,7$ ). Sur le champ de vitesse, le centre du tourbillon correspondant n'a pu être pointé, mais on peut détecter l'enroulement de la couche cisailée, celle-ci ne s'étant pas encore fermée, ce qui peut indiquer que le mécanisme de formation n'est pas achevé; mais ce n'est peut être qu'une apparence, due au faible nombre de points de mesure dans cette zone.

#### POSITION SUIVANT Z DU COLORANT

Elle est difficile à détecter, car la mise au point du filet coloré est délicate et imprécise, et pour le dépouillement, il est seulement possible de mettre en évidence les fortes variations sur Z. Ceci nous a conduit à relever les différents points du filet avec une même mise au point, et à ne la changer que lorsque l'image présentait une défocalisation suffisamment appréciable.

On a trouvé les valeurs suivantes:

De $Y/D = -2,7$ à $2,0$	soit du $1^\circ$ au $17^\circ$ point	--->	$Z/D = 0,96$
De $Y/D = 2,0$ à $5,0$	soit du $18^\circ$ au $22^\circ$ point	--->	$Z/D = 2,27$
De $Y/D = 3,5$ à $5,0$	soit du $23^\circ$ au $30^\circ$ point	--->	$Z/D = 0,095$

La variation importante de la cote Z entre les  $17^\circ$  et  $18^\circ$  points, peut probablement être attribuée à l'effet d'enroulement en spirale, déjà observé lors des visualisations.

### 5.3 CHAMPS DE VITESSE PAR ANEMOMETRIE LASER

Les champs de vitesses moyennes obtenus avec le cylindre pour  $Re=210$  et  $500$ , sont présentés figures 85, 86, 87, et 88, sous la même forme que celle adoptée pour les champs des vitesses instantanées, et avec des échelles identiques. Pour la commodité des figures 86 et 88, la composante transversale est présentée sur l'axe longitudinal, le sens positif se situant vers le bas. Ces mesures ont été réalisées dans le plan  $Z=0$ .

Comme nous l'avons expliqué en 3.2.5, les fortes fluctuations de vitesses que l'on trouve dans le sillage ne nous ont pas permis une bonne précision sur les mesures, et en particulier sur la composante transversale, qui n'a pas pu être mesurée pour tous les points situés à l'aplomb du cylindre, et en aval, à  $Re=210$ . Pour  $Re=500$ , ces valeurs sont présentées, mais leur incertitude demeure très importante.

Les mesures ont été réalisées avec une interfrange de  $16 \mu m$  et avec le modulateur de phase réglé à  $20 \text{ KHz}$ , ce qui correspond à une vitesse de défilement des franges de  $32 \text{ cm/s}$ .

Pour des raisons pratiques (occultation du volume de mesure; réflexions parasites des faisceaux laser sur le cylindre, ce qui engendre un mauvais signal), il n'a pas été possible de faire des mesures à une distance inférieure à  $0,68D$  du centre de la maquette, soit  $0,18D$  de la paroi ( $1,8 \text{ mm}$ ).

Les vitesses longitudinales (fig 85 et 87) présentent des

profils classiques, caractérisés par un déficit lié à la présence de l'obstacle. Les profils de vitesse transversale (fig 86 et 88), ont un aspect qui rappelle celui des tourbillons visqueux, avec une symétrie par rapport à l'axe  $X=0$ . On remarque que certains des profils sont inversés, les vitesses de sens contraires se trouvant permutées par rapport à l'axe longitudinal.

En s'éloignant vers l'aval, les déficits des vitesses longitudinales diminuent rapidement, ainsi que les valeurs des vitesses transversales.



\*\*\*\*\*  
\*  
\* DISCUSSION DES RESULTATS \*  
\*  
\*\*\*\*\*



## 6. DISCUSSION DES RESULTATS

Les différentes méthodes de mesure que nous avons utilisées ne donnent pas accès à l'histoire de l'écoulement, à l'inverse des visualisations. Mais ces dernières offrent une description plutôt qualitative, car les mesures à partir des photos sont assez imprécises.

Les photographies sont présentées sur au moins une demi période, ce qui permet de suivre un tourbillon depuis sa création jusqu'au moment où un nouveau tourbillon va commencer à croître. On voit nettement l'enroulement des lignes d'émission, et l'évolution des tourbillons dans le sillage ; il est par contre plus difficile de voir ce qui se passe dans le domaine de recirculation, car celui ci n'a pas été coloré, et il apparaît que la pénétration du fluide en provenance de l'amont est très limitée dans cette zone. Elle n'est cependant pas nulle comme le montrent les photos 1, 2, et 3 de la planche 9 (pour  $Re=500$ ), celles des planches 1 et 1bis ( $Re=140$ ), ainsi que les résultats de l'hologramme n° 3. Sur les photos, le domaine de recirculation a été rempli : on peut voir que les mouvements à l'intérieur sont très lents ; d'ailleurs, les vitesses mesurées par holographie sont très faibles. Les échelles de temps dans ce domaine apparaissent donc beaucoup plus grandes que celles du sillage. Sur ces photos, on peut également situer les deux points de décollement, grâce au filament de colorant qui suit le pourtour du cylindre.

On sait que les tourbillons sont produits par l'enroulement des couches cisillées issues du cylindre, et que par la suite ils prennent de l'ampleur par entraînement du fluide irrotationnel ; il s'agit là du schéma élaboré par GERRARD <36>, qui est

représenté sur la figure 89. Celle ci montre le mouvement de la couche cisailée, qui est entraînée par le tourbillon principal (a), et par un tourbillon de sens opposé qui commence à se développer (c); au centre, on trouve une zone à faible rotationnel (b).

En examinant les photos, et également le champ de vitesse de la figure 79, on retrouve un mouvement identique: sur cette figure, on voit l'enroulement de la couche cisailée située dans le domaine des  $X > 0$ , à la périphérie du champ représenté; vient ensuite sa pénétration dans le sillage et sa séparation en deux parties qui correspondent aux flèches (a) et (c) de la figure 89. On peut donc conclure que le champ de l'hologramme n°3 correspond à la zone de formation des tourbillons du sillage.

On a vu en 1.5 que le point le plus proche du cylindre où du fluide irrotationnel traversait l'axe central  $X=0$ , permettait de définir la fin de la zone de formation. Il a été possible sur la figure 79, de mesurer la distance depuis le centre du cylindre où cela s'était produit. Pour cela, nous avons pris le point où les vecteurs vitesses mesurés sont sensiblement parallèle à l'axe  $X$ , et on obtient  $Y/D=1,7$ . On pourrait donc conclure que l'on a  $L_f/D \leq 1,7$ , car le critère indique qu'il s'agit du premier point. Comme BLOOR a obtenu  $L_f/D=1,75$  pour  $Re=500$  (fig 72), on peut conclure que  $L_f/D$  est voisin de 1,7 dans notre cas. Par contre, si l'on compare avec les résultats des visualisations, on voit que la concordance n'est pas très bonne car la valeur obtenue pour  $Re=500$  est  $L_f/D=2,7$ . Cela est probablement dû à la forte imprécision des mesures pour ce Reynolds, surtout que sur la figure 71, les points expérimentaux sont très dispersés.

En ce qui concerne les valeurs de  $L_f$  obtenues pour les autres



valeurs de  $Re$ , la comparaison semble bonne pour  $Re=140$  avec les mesures de FARGUES. La figure 72 montre que la longueur de formation augmente dans un premier temps, puis tend à diminuer par la suite, à partir de  $Re=270$  environ. Même si la précision des mesures n'est pas bonne, la simple observation des photographies montre clairement cette variation; elle est pourtant en désaccord avec la courbe de BLOOR (fig 15) qui elle, est croissante dans ce domaine.

L'intervalle de nombres de Reynolds étudié, soit 140 à 500, nous situerait, d'après la classification que nous avons adoptée, sur deux régimes: le régime de transition (presque sur sa totalité), et le tout début du régime subcritique. On a vu en 1.6 que ce dernier apparaît vers  $Re=300$  à 400, lorsque la transition laminaire/turbulent se produit dans les couches cisillées, avant leur enroulement, ce qui implique que les tourbillons soient turbulents dès leur formation <10>. Cependant, d'après les vues en coupe comme en plan, on voit que pour tous les nombres de Reynolds considérés, la formation des tourbillons de l'alliée reste laminaire et bidimensionnelle. Ceci est donc en désaccord avec les résultats que nous venons d'évoquer, illustrés en particulier par les travaux de BLOOR <10>. Ses mesures, réalisées dans l'air, étaient effectuées par analyse du signal d'un fil chaud, alors que pour notre part, nous ne disposons que de l'aspect qualitatif de nos visualisations, où le caractère laminaire de l'écoulement est estimé avec comme critère une faible diffusion du colorant dans le fluide. C'est ce qui explique peut être les écarts obtenus. Mais si nos constatations sont justes, cela signifie que par rapport aux valeurs couramment rencontrées dans la littérature, le régime subcritique apparaît

ici pour une valeur de  $Re$  plus élevée, que nous ne pouvons préciser. L'une des causes possibles serait l'effet de blocage, ce qui impliquerait que les paramètres moyens de l'écoulement soient affectés, entre autre le nombre de Strouhal, et probablement la longueur de formation. On a vu cependant que des études avaient montré que l'influence d'un blocage inférieur à 6% restait faible <73>; dans notre cas, le blocage vaut 7%.

Si on peut estimer la position du point de transition d'après les photos, il ne semble pas possible par contre d'en déterminer les coordonnées avec précision. On peut dire malgré tout que pour  $Re=140$  et  $210$ , la transition semble se situer au delà du champ visualisé (soit environ  $17D$  en aval du cylindre), car d'après les vues en coupe, le sillage apparaît toujours laminaire et bidimensionnel. Ceci est en accord avec les expériences de BLOOR et celles de HAMA <37>, qui ont montré que le sillage restait bidimensionnel et laminaire pour  $Re < 200$ . Les photographies prises en plan, montrent que pour ces deux Reynolds, quelques phénomènes tridimensionnels peuvent tout de même exister, surtout pour  $Re=210$ , mais l'écoulement reste laminaire.

Par contre, pour des valeurs de  $Re$  supérieures à  $270$  et surtout  $340$ , les tourbillons deviennent turbulents de plus en plus près du cylindre, mais toujours au delà de la zone de formation. Ce qui est surtout intéressant en évaluant le point d'apparition de la turbulence dans le sillage, est de voir si l'écoulement est encore laminaire ou non, à environ  $8D$  en aval du cylindre, ce qui correspond aux champs couverts par nos hologrammes. Pour  $Re=210$ , on a vu que le sillage était laminaire sur tout ce champ. En ce qui concerne les résultats à  $Re=500$ , il semble que l'apparition

de la turbulence se fasse vers  $Y/D=7$  (d'après les vues en plan), soit juste à la limite du champ des hologrammes. Certaines photos montrent pourtant une transition beaucoup plus proche du cylindre (par exemple à  $Y/D=4$  pour la photo 4, planche 9), ce qui semble indiquer que pour  $Re=500$ , l'écoulement est très sensible à des perturbations venant de l'amont.

Enfin, sur les champs par holographie à  $Re=210$  et  $500$ , et en particulier sur les champs des vitesses relatives où les tourbillons sont visibles, on observe une faible dispersion locale des vecteurs vitesses, c'est à dire qu'entre deux points voisins, les différences sont en général assez faibles. Par exemple, pour  $Re=500$  les tourbillons apparaissent bien circulaires (fig 78), les vecteurs vitesses étant disposés régulièrement sur des cercles concentriques. Ceci semble être une autre indication que l'écoulement était laminaire pendant la prise des hologrammes, sur tout le champ exploité. Mais pour confirmer cette hypothèse, il aurait fallu des champs de vitesse plus en aval, là où les visualisations montrent un sillage turbulent, de façon à pouvoir vérifier la dispersion en question est plus importante.

On peut donc admettre que, tant pour  $Re=210$  que  $500$ , les champs de vitesses obtenus par holographie correspondent dans les deux cas à un sillage laminaire.

#### COMPARAISON ENTRE LES DIFFERENTS CHAMPS DE VITESSES

Les recoupements que nous avons pu faire entre les visualisations et l'holographie ont donné de bons résultats: les vitesses de convection des tourbillons bien qu'imprécises, ont donné des valeurs à peu près correctes, ce qui nous a permis de tracer des

champs de vitesses relatives cohérents. La présence du filet de colorant à  $Re=500$ , a permis de sélectionner une vue correspondant à la phase de la prise de l'hologramme, ce qui a été vérifié par les mesures des positions des tourbillons dans les deux cas. Pour  $Re=210$ , c'est la démarche inverse qui a été adoptée.

Un désaccord apparaît toutefois sur la longueur de formation à  $Re=500$ , la valeur mesurée à l'aide des photos étant beaucoup plus importante.

Les comparaisons entre les champs moyens et instantanés semblent assez difficiles, étant données leurs natures respectives. C'est dans les régions où l'écoulement est encore sensiblement stationnaire, que l'on peut faire les comparaisons les plus précises entre les vitesses mesurées par les deux méthodes. Sur la figure 90, on peut voir les profils de vitesses longitudinales moyennes et instantanées mesurées à l'amont du cylindre pour  $Re=210$  et  $500$ , à  $Y/D=-0,68$  pour les valeurs moyennes. Pour les valeurs instantanées, les points ont été sélectionnés pour  $Y/D=-0,7\pm 0,2$  pour  $Re=210$  et  $Y/D=-0,7\pm 0,1$  pour  $Re=500$ . Les vitesses transversales correspondantes ont été portées sur les figures 91 a et b. Tant pour  $Re=210$  que  $500$ , les courbes instantanées et moyennes restent pratiquement confondues; puisque l'écoulement est quasi permanent ici, ce fait indique, outre la bonne confrontation entre les deux méthodes anémométriques, que les conditions expérimentales n'ont pas varié durant les essais.

Si l'on trace les mêmes profils de vitesses, mais pour des positions situées plus en aval, on s'aperçoit que les vitesses longitudinales instantanées continuent à suivre des variations

identiques aux vitesses moyennes (fig 92 à 96). On peut voir que pour  $Re=210$ , les vitesses instantanées sont généralement un peu plus élevées que les valeurs moyennes; pour  $Re=500$  par contre, elles sont presque toujours identiques à l'extérieur du sillage, là où les fluctuations de vitesse sont faibles. Plus dans le sillage, les comparaisons deviennent difficiles en raison du faible nombre de points de mesure; mais les différences restent assez faibles, et cela sur tout le champ exploité. Pour tirer des conclusions définitives sur ces comparaisons, il aurait fallu posséder l'ensemble des champs de vitesses instantanées sur un cycle complet, c'est à dire avoir l'évolution de la vitesse dans le temps.

A l'aide de ces profils, il est possible de déterminer la largeur de l'écoulement affectée par le sillage; en utilisant en même temps les valeurs moyennes et instantanées, on obtient la courbe de la figure 97. Cette largeur tend bien sûr à augmenter vers l'aval, au fur et à mesure que les tourbillons se développent; les valeurs mesurées sont très proches pour  $Re=210$  et  $500$ , l'évolution semble à peu près linéaire; en fait, il doit plutôt s'agir de la branche d'une parabole, car nous avons vu en 1.5 que la variation du rayon des tourbillons se faisait en  $\sqrt{t}$  (ce qui a été vérifié expérimentalement dans les références 27 et 59, pour des nombres de Reynolds voisins), et donc en  $\sqrt{Y/D}$ , si l'on prend  $V_c$  constant (cette dernière hypothèse n'est toutefois pas vraie dans la zone de formation).

En ce qui concerne les vitesses transversales, nous avons vu la bonne concordance valeur moyenne/valeur instantanée, lorsque ces quantités sont mesurées en amont du cylindre (fig 91). Les

confrontations entre les figures 86 et 98 pour  $Re=210$ , et 88 et 99 pour  $Re=500$ , montrent que ce n'est plus le cas dans le sillage. Pour les champs moyens, il existe une symétrie par rapport à l'axe longitudinal, et la vitesse change de signe entre les domaines des X positifs et négatifs. Par contre, sur les champs instantanés, on trouve une alternance sur le signe de la vitesse lorsque l'on se déplace vers l'aval: elle apparait nettement sur les figures 98 et 99, où les vitesses transversales sont portées sur l'axe Y. C'est bien sûr le mouvement de rotation induit par les tourbillons, qui est à l'origine de cette alternance. On remarque sur ces figures, que les valeurs les plus importantes (en absolu), correspondent bien à la périphérie des tourbillons (comparer avec les champs relatifs), et que les centres des tourbillons correspondent aux points où la vitesse change de signe.

En définitive, il apparait que la comparaison LDA/holographie donne des valeurs identiques là où l'écoulement est à peu près permanent, et en particulier, à l'amont du cylindre. En aval, et dans les zones soumises aux fluctuations de l'allée alternée, les vitesses longitudinales moyennes et instantanées continuent à présenter des variations du même type, mais leurs intensités présentent plus de différences. Pour les vitesses transversales mesurées dans le sillage, les variations sont complètement différentes, ce qui est dû à leurs natures propres.

En ce qui concerne la comparaison avec le calcul, on constate une bonne concordance sur la fréquence de l'allée alternée, comme le prouve la figure 73, superposée avec le champ calculé pour  $Re=200$ . Ceci tend à confirmer la valeur 0,2 du nombre de Strouhal

trouvée par BRAZA <14>; qui est également celle que nous avons obtenue à l'aide des visualisations.

Le tableau ci-dessous donne des comparaisons entre quelques points expérimentaux à  $Re=210$ , et les valeurs numériques correspondant à des points voisins:

RESULTATS NUMERIQUES					RESULTATS EXPERIMENTAUX				
X/D	Y/D	U/V <sub>0</sub>	V/V <sub>0</sub>	W/V <sub>0</sub>	X/D	Y/D	U/V <sub>0</sub>	V/V <sub>0</sub>	W/V <sub>0</sub>
0,71	1,3	-0,44	1,2	1,3	0,68	1,4	-0,087	0,80	0,81
1,1	2,0	-0,23	0,84	0,88	0,88	2,1	-0,078	0,96	0,97
1,3	2,4	-0,14	0,77	0,79	1,2	2,4	0,039	1,1	1,1
1,4	2,6	-0,071	0,78	0,79	1,5	2,5	0,067	1,2	1,2
2,1	3,7	-0,0016	1,1	1,1	2,3	3,9	-0,033	1,2	1,2
-0,15	3,9	0,85	0,48	0,98	-0,17	3,9	0,0048	0,38	0,38
2,3	4,1	-0,018	1,1	1,1	2,2	4,2	-0,11	1,1	1,1
-0,17	4,2	-0,21	0,65	0,69	-0,17	4,1	0,51	0,32	0,60
-0,22	5,7	-0,92	1,0	1,4	0,19	6,0	-0,41	0,77	0,87
-0,25	6,3	-0,33	1,2	1,3	-0,23	6,1	-0,24	0,74	0,78

Ce tableau permet de voir que pour les points proches de l'axe longitudinal (tels que  $X/D < 1$ ), les valeurs calculées sont plus importantes que celles obtenues expérimentalement. On peut voir d'ailleurs sur la figure 73, où les deux champs de vitesse ont été superposés, que les vitesses numériques restent assez fortes, juste en aval du cylindre, et proche de la valeur  $V_0$ , alors que les valeurs mesurées sont très faibles. Par contre, pour des points situés plus à l'extérieur ( $X/D > 1$ ), ce sont les vitesses expérimentales qui sont plus élevées, mais ceci est probablement

dû à un effet de confinement, qui n'est pas pris en compte dans les calculs.

Il semble donc que les calculs ne rendent pas suffisamment compte du déficit de vitesse, que l'on rencontre en aval de l'obstacle.

Enfin, il faut remarquer que la comparaison calcul/expérience ne peut être absolue, dans la mesure où les deux champs de vitesse ne correspondent pas exactement au même instant du cycle de Strouhal, bien qu'étant très proches. Le léger déphasage qui existe peut en particulier expliquer les différences de signes que l'on a parfois pour la composante transversale.

### PERSPECTIVES

Les limitations que nous avons rencontrées au cours de cette étude sont essentiellement liées aux différents dispositifs expérimentaux. L'un des principaux inconvénients du tunnel hydrodynamique est de ne pouvoir être utilisé en continu, ce qui pose surtout des problèmes pour les mesures par anémométrie laser. Il est certain également que la gamme de vitesses disponible et la dimension de la veine d'expérience sont des facteurs qui limitent l'intervalle de nombre de Reynolds réalisable. Une nouvelle soufflerie est en préparation, et elle permettra d'éliminer ces problèmes. Avec l'utilisation d'une veine plus large, on pourra aussi tester des maquettes de plus grandes dimensions, ce qui donnera la possibilité d'étudier plus en détails la zone de recirculation, ainsi que la zone de formation des tourbillons, sur lesquelles nos résultats sont insuffisants et parfois contradictoires.

Les mesures que nous avons présentées pourront être complétées lorsque nous disposerons de plusieurs champs de vitesses pour



chaque nombre de Reynolds. Mais comme le traitement de chaque essai est très long, cela nécessitera impérativement l'utilisation d'un système de traitement d'images. Ce dernier, qui est actuellement en cours de mise au point au laboratoire, n'a malheureusement pas été opérationnel pour cette étude, pour des raisons techniques. Dans l'optique de l'utiliser, il est prévu lors de la prise des hologrammes d'injecter un filet coloré dans l'écoulement, éclairé par un rayon laser, et couplé à une cellule photo-électrique: le battement du colorant permettra de synchroniser l'enregistrement des images avec la phase de l'allée alternée. Grâce à un tel dispositif, il sera possible de disposer de séries de champs de vitesses représentatifs d'un cycle de Strouhal. Si en plus on effectue un enregistrement simultané dans la direction perpendiculaire, on aura accès avec précision aux mouvements tridimensionnels de l'écoulement; en définitive, on pourra disposer des trois composantes de la vitesse, à la fois dans l'espace, mais aussi dans le temps. Il est certain que devant une telle quantité de résultats, de nouvelles méthodes de traitement adaptées devront être étudiées.

En ce qui concerne les mesures des vitesses moyennes par LDA, nous avons vu les problèmes de fluctuations sur les résultats que nous avons rencontrés, en mentionnant une solution, qui est déjà employée par différents laboratoires; d'ailleurs, le système de synchronisation pour la prise des hologrammes que nous venons d'évoquer, serait un dispositif qui pourrait s'adapter à ce problème.

L'évolution que nous venons de décrire, peut paraître optimiste, et il est certain que de nombreux problèmes techniques que nous ne soupçonnons pas, se dresseront avant de parvenir à un résultat

aussi parfait. Elle nous semble cependant une étape nécessaire pour arriver à exploiter pleinement les possibilités de ces méthodes (et arriver au moins à des résultats précis en ce qui concerne l'une d'elles). Nous ne doutons pas que cette évolution se fera; et outre la très grande quantité de résultats expérimentaux qu'elle fournira, elle apportera également un avantage immense: le dépouillement des hologrammes ne se fera plus manuellement.

\*\*\*\*\*  
\*  
\*                   REFERENCES                   \*  
\*  
\*                   BIBLIOGRAPHIQUES                   \*  
\*  
\*\*\*\*\*



## REFERENCES

- 1 ABBISS J B Photon correlation velocimetry in aerodynamics. In photon correlation spectroscopy and velocimetry, edited by H Z Commins and E R Pike; Plenum Press - New-York and London.
- 2 ACHENBACH E Distribution of local pressure and skin friction around a circular cylinder in cross flow up to  $Re = 5 \times 10^6$ . J Fluid Mech, 1968 vol 34, part 4, pp 239-251.
- 3 ACHENBACH E Influence roughness on the cross flow around a circular cylinder. J Fluid Mech 1971, vol 46, part 2, pp 321-335.
- 4 ACHENBACH E HEINECKE E On vortex shedding from smooth and rough cylinders in the range of Reynolds numbers  $6 \times 10^3$  to  $5 \times 10^6$ . J Fluid Mech, 1981, vol 109, pp 239-251.
- 5 AWBI H B Effect of blockage on the Strouhal number of two-dimensional bluff bodies. Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics, 12, 1983, 353-362.
- 6 BEARMAN P W ZDRAVKOVICH M Flow around a circular cylinder near a plane boundary. J Fluid Mech 1978, part 1, pp 33-47.
- 7 BERGER C CALVET P GIOVANNINI A HEBRARD P Etude des oscillations de pression à la surface d'un cylindre. C.R Acad Sc, Paris, t 280, 24 fev 1975.
- 8 BERGER E WILLE R Periodic flow phenomena. Ann Rev Fluid Mech, 4, pp 313-340, 1972.
- 9 BLOMME P Réalisation d'un système automatisé de mesures de vitesses par anémométrie laser. Rapport de stage 3<sup>e</sup> année, IDN, 1984.
- 10 BLOOR S The transition to turbulence in the wake of a circular cylinder. J Fluid Mech, 1964, vol 19, part 2, pp 290-303.
- 11 BOISSON H C Développement de structures organisées turbulentes à travers l'exemple du sillage d'un cylindre circulaire. Thèse de Doctorat d'Etat, INPT, Toulouse, 1982.

12 BOISSON H C BRAZA M CHASSAING P HA MINH H Sur les champs de vitesse et de pression induits par l'allée tourbillonnaire d'un sillage turbulent. Revue d'acoustique n° 67, 1983, pp 247-255.

13 BOUARD R COUTANCEAU M The early stage of the wake behind an impulsively started cylinder for  $40 < Re < 10000$ . J Fluid Mech, 1980, vol 101, part 3, pp 583-607.

14 BRAZA M Simulation numérique du décollement instationnaire externe par une formulation vitesse-pression. Application à l'écoulement autour d'un cylindre. Thèse de Docteur-Ingénieur, INPT, Toulouse, 1981.

15 BRAZA M CHASSAING P HA MINH H Numerical study and physical analysis of the pressure and velocity fields in the near wake of a circular cylinder. J Fluid Mech, 1986, vol 165, pp 79-130.

16 BRAZA M HA MINH H CHASSAING P Numerical simulation of the vortex shedding past a circular cylinder, using a pressure-velocity formulation. Proc. Int. Conf. Venise, July 1984, pp 673-687.

17 BYCHKOV N M KOVALENKO V M Aerodynamics of a circular cylinder in crossflow. Fluid Mechanics-Soviet Research, vol 12, n° 1, jan-feb 1983.

18 CANTWELL B COLES D An experimental study of entrainment and transport in the turbulent near wake of a circular cylinder. J Fluid Mech, 1983, vol 136, pp 321-374.

19 DADI M Mouvement d'une microparticule sphérique dans un écoulement (étude bibliographique). Rapport IMFL n° 85/10, 1985.

20 DADI M Thèse de Docteur-Ingénieur, université de Lille. A paraître fin 1986.

21 DENNIS S C R GAU-ZU CHANG Numerical solutions for steady flow past a circular cylinder at low Reynolds numbers up to 100. J Fluid Mech, 1970, vol 42, part 3, pp 471-489.

22 DOMPTAIL C Sillages turbulents en aval d'un et de deux barreaux parallèles en tunnel hydrodynamique: visualisation et vélocimétrie laser. Thèse de Doctorat de Spécialité, IMST, Marseille, 1979.

- 23 DYMENT A GRYSON P Etude d'écoulements turbulents subsoniques et supercritiques par visualisation ultra rapide. Symp. AGARD "Unsteady Aerodynamics", Ottawa, 1977, AGARD n° 227.
- 24 DYMENT A Vortices following two dimensional separation. Vortex Motion, edited by Hornung and Muller, Vieweg & Sohn, Braunschweig/Wiesbaden, 1982, pp 18-30.
- 25 FARELL C Flow around fixed circular cylinder: fluctuating loads. journal of the Eng. Mech. Div., June 1981, pp 565-588.
- 26 FARELL C CARRASQUEL S GUVEN O PATEL V C Effect of wind tunnel walls on the flow past circular cylinders and cooling tower models. Trans. A.S.M.E. 1, J Fluids Engng, 1977, 99, pp 470-479.
- 27 FARGUES H Etude de l'écoulement autour d'un cylindre et de son sillage à faible nombre de Reynolds. Thèse de Doctorat de Spécialité, Université Paul Sabatier, Toulouse, 1976.
- 28 FIEDLER H NOTTMAYER K WEGENER P P RAGHU S Schlieren photography of water flow. Experiments in Fluids, 1985, 3, pp 145-151.
- 29 FORNBERG B Steady viscous flow past a circular cylinder up to Reynolds number 600. Journal of Computational Physics, 1985, 61, pp 297-320.
- 30 FRIEHE C Vortex shedding from cylinders at low Reynolds numbers. J Fluid Mech, 1980, vol 100, part 2, pp 237-241.
- 31 GATIGNOL R The Faxen formulae for rigid particle in unsteady non uniform Stokes flow. Journal de Mécanique Théorique et Appliquée, 1983, vol 1, n°2, pp 143-160.
- 32 GASTER M Vortex shedding from slender cones at low Reynolds numbers. J Fluid Mech, 1969, vol 38, part 3, pp 565-576.
- 33 GASTER M Vortex shedding from circular cylinder at low Reynolds numbers. J Fluid Mech, 1971, vol 46, Part 4, pp 749-756.
- 34 GERICH D ECKELMANN H Influence of end plates and free ends on the shedding frequency of circular cylinders. J Fluid Mech, 1982, vol 122, pp 109-121.

- 35 GERRARD J H The three dimensional structure of the wake of a circular cylinder. *J Fluid Mech*, 1966, vol 25, part 1, pp 143-144.
- 36 GERRARD J H The mechanics of the formation region of vortices behind bluff bodies. *J Fluid Mech*, 1966, vol 25, part 2, pp 401-413.
- 37 HAMA F R Three dimensional vortex pattern behind a circular cylinder. *J of the Aeronautical Sciences*, Feb 1957, Vol 24, n° 2, pp 156-158.
- 38 HUMPHREYS J On a circular cylinder in a steady wind at transition Reynolds numbers. *J Fluid Mech*, 1960, vol 9, pp 603-612.
- 39 JOUVAUD D contribution à l'étude de l'échappement tourbillonnaire à l'extrémité d'une aile. Thèse de Doctorat de Spécialité, IMST, Marseille, 1983.
- 40 KOROTKIN A I The three dimensionality of the flow transverse to a circular cylinder. *Fluid Mechanics-Soviet Research*, Vol 5, n° 2, March-april 1976, pp 96-103.
- 41 LAMB *Hydrodynamics*, Sixth Ed., Dover Publications, 1945.
- 42 LANDAU et LIFSHITZ *Mécanique des Fluides*, Ed MIR, Moscou, 1971.
- 43 LECOINTE Y PIQUET J On the use of several compact methods for the study of unsteady incompressible viscous flow round a circular cylinder. *Computers and Fluids*, Vol. 12, n°4, pp 255-280, 1984.
- 44 LOISEAU H SZECHENYI E Analyse expérimentale des portances sur un cylindre immobile à des nombres de Reynolds élevés. *La Recherche Aérospatiale*, 1972, n°5, pp 279-291.
- 45 MARTINEZ G Caractéristiques dynamiques et thermiques de l'écoulement autour d'un cylindre circulaire à nombres de Reynolds modérés. Thèse de Doctorat de Spécialité, INPT, Toulouse, 1979.
- 46 MATHIS C Propriétés des composantes de vitesses transverses dans l'écoulement de Bénard-Von Karman aux faibles nombres de Reynolds. Thèse de Doctorat de Spécialité, Université de Provence, 1983.



- 47 MORKOVIN M V Flow around a circular cylinder- A kaleidoscope of challenging fluid phenomena. In Proc A.S.M.E Symp. on Fully Separated Flows, Philadelphia, pp 102-118.
- 48 MULLIN T GREATED C A GRANT I Pulsating flow over a step. J Phys Fluids, vol 23, n°4, April 1980, pp 669-674.
- 49 NISHIOKA M SATO H Measurements of velocity distributions in the wake of a circular cylinder at low Reynolds numbers. J Fluid Mech, 1974, vol 65, part 1, pp 97-112.
- 50 NISHIOKA M SATO H Mechanism of determination of the shedding frequency of vortices behind a cylinder at low Reynolds numbers. J Fluid Mech, 1978, vol 89, part 1, pp 49-60.
- 51 PERRY A E CHONG M S LIM T T The vortex-shedding process behind two-dimensional bluff bodies. J Fluid Mech, 1982, vol 116, pp 77-90.
- 52 RIETHMULLER M L OLIVARI D Le vélocimètre laser - Principes et applications. Rapport VKI, octobre 1974.
- 53 RICHTER A NAUDASHER E Fluctuating forces on a rigid circular cylinder in confined flow. J Fluid Mech, 1976, vol 78 part 3, pp 561-576.
- 54 RODRIGUEZ O The circular cylinder in subsonic and transonic flow; AIAA Journal, vol 22, n° 12, Dec 1984, pp 1713-1718.
- 55 RODRIGUEZ O Analyse des écoulements subsoniques et transsoniques autour d'un cylindre. Rapport IMFL n°82/25, 1982.
- 56 RODRIGUEZ O LADEN T DADI M Détermination du champ de vitesses d'un écoulement par holographie laser à 4 expositions. Rapport I.M.F.L n° 85/32, 1985.
- 57 ROSHKO A Experiments on the flow past a circular cylinder at very high Reynolds number. J Fluid Mech, 1961, vol 10, part 3, pp 345-356.
- 58 SAKAMOTO H ARIE M Vortex shedding from a rectangular prism and a circular cylinder placed vertically in a turbulent boundary layer. J Fluid Mech, 1983, vol 126, pp 147-165.
- 59 SCHAEFFER J W ESKINAZI S An analysis of the vortex street generated in a viscous fluid; J Fluid Mech, 1959, 6, pp 241-260.

- 60 SHAIR F H GROVE A S PETERSEN E E ACRIVOS A The effect of confining walls on the stability of the steady wake behind a circular cylinder; J Fluid Mech, 1963, 17, pp 546-550.
- 61 SHAW T L Wake dynamics of two dimensional structures in confined flows. 14th cong. Int. Ass. Hydraul. Res. Paris, 1971, paper B6.
- 62 SONNEVILLE P Etude de la structure tridimensionnelle de l'écoulement autour d'un cylindre circulaire immobile. C.R Acad Sc, Paris, t 274, série A, pp 1421-1424, 8 mai 1972.
- 63 SONNEVILLE P Etude de la structure tridimensionnelle des écoulements autour d'un cylindre circulaire. Thèse Doctorat d'Etat, Université de Paris VI, 1976.
- 64 STANISLAS M Etude d'un écoulement interne décollé par une méthode d'holographie à double exposition et par un calcul utilisant un modèle de turbulence à une équation de transport. Thèse de Docteur-Ingénieur, USTL, Lille, 1981.
- 65 STANISLAS M Application de l'holographie à expositions multiples de micro-particules à la mesure de vitesses dans les écoulements. Rapport I.M.F.L. n° 81/44, 1981.
- 66 STANISLAS M LADEN T Mise en oeuvre d'un laser à 4 rubis. Rapport I.M.F.L. février 1985
- 67 STANISLAS M Vélocimétrie par corrélation de photons en aérodynamique. Rapport interne IMFL, 1985.
- 68 STANISLAS M BELUCHE F Etude de l'écoulement autour d'un cylindre à nombre de Reynolds 210. Rapport IMFL n° 85/50, 1985.
- 69 TRICHET F Etude de l'écoulement autour d'un cylindre et de son sillage à faible nombre de Reynolds. Thèse de Doctorat de Spécialité, Université Paul Sabatier, Toulouse, 1975.
- 70 TRITTON D J Experiments on the flow past a circular cylinder at low Reynolds numbers. J Fluid Mech, Nov 1959, vol 6, part 4, pp 547-567.
- 71 TRITTON D J A note on vortex streets behind circular cylinders at low Reynolds numbers. J Fluid Mech, 1971, vol 45, part 1, pp 203-208.

72 VERNUCCIO S Mémoire de fin d'études (holographie). Université de Provence, Photographie et Audio-Visuel, Marseille.

73 WEST G S APELT C J The effects of tunnel blockage and aspect ratio on the mean flow past a circular cylinder with Reynolds numbers between 104 and 105 . J Fluid Mech, 1982, vol 114, pp 361-377.



## ANNEXE

Caractéristiques techniques du corrélateur employé :

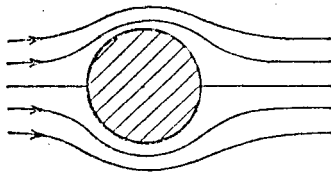
- type Malvern K 7023
- autocorrélation, corrélation croisée, analyse de probabilité et rétablissement du signal jusqu'à une résolution de 50 ns
- échantillonnage de 50 ns à 1 s
- calcul simultané en temps réel de toutes les voies dans le temps de résolution de 50 ns
- dispose de 48 voies
- écrêtage simple ou double en autocorrélation

Optique, modulateur de phase:

- optique à deux faisceaux séparés de 20 mm
- interfranges 8  $\mu\text{m}$ , 16  $\mu\text{m}$ , 32  $\mu\text{m}$
- rotation complète du plan des faisceaux sur 360° avec une précision au 1/10° degré
- fréquences du modulateur de phase de 0,65KHZ jusqu'à 1MHZ et valeurs présélectionnées pour 20KHZ, 50KHZ, 100KHZ, 200KHZ, 500KHZ, 1MHZ

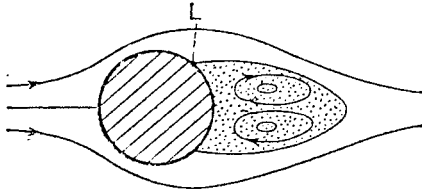


$Re < 5$



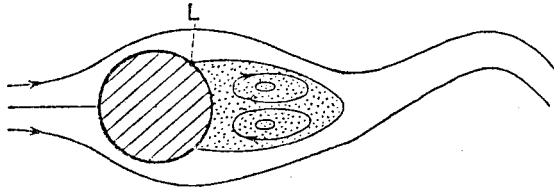
a

$5 < Re < 40$



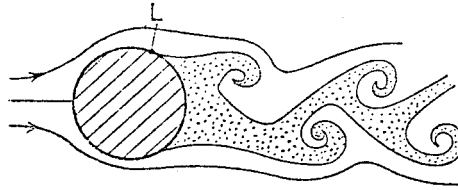
b

$40 < Re < 80$



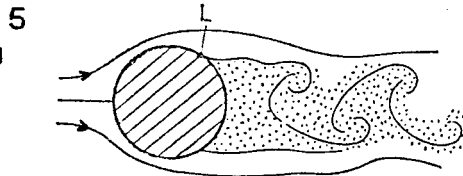
c

$80 < Re < 300$



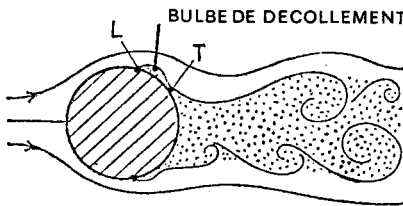
d

$300 < Re < 3 \cdot 10^5$



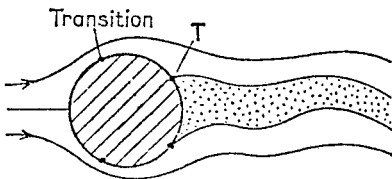
e

$3 \cdot 10^5 < Re < 3,5 \cdot 10^6$



f

$Re > 3,5 \cdot 10^6$



g

L: DECOLLEMENT LAMINAIRE

T: DECOLLEMENT TURBULENT

FIGURE 1 DIFFERENTS ASPECTS DE L'ECOULEMENT EN FONCTION DU NOMBRE DE REYNOLDS

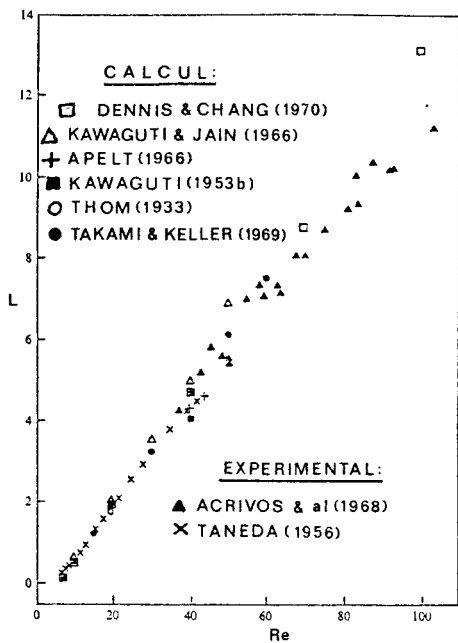


FIGURE 2

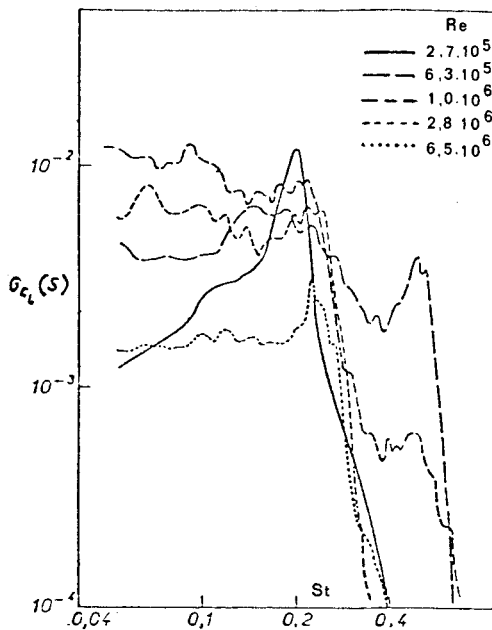
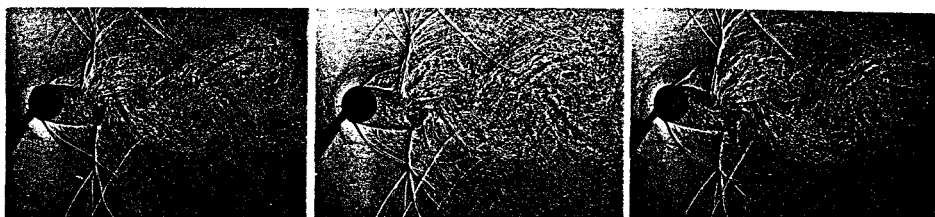
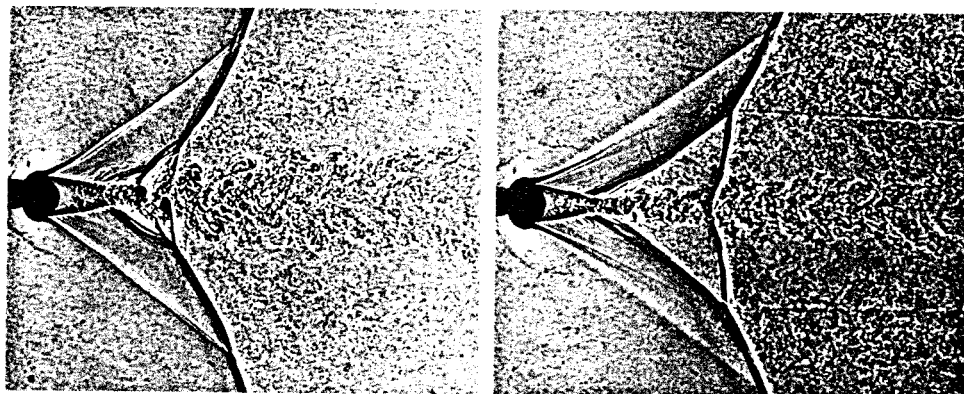


FIGURE 3



(a)  $M = 0.85 - Re = 3.43 \cdot 10^5$



(b) 2 régimes à  $M = 0.98$ , l'un instationnaire, l'autre stationnaire

FIGURE 4



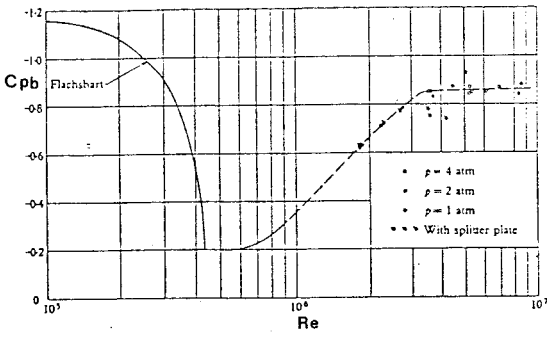


FIGURE 5

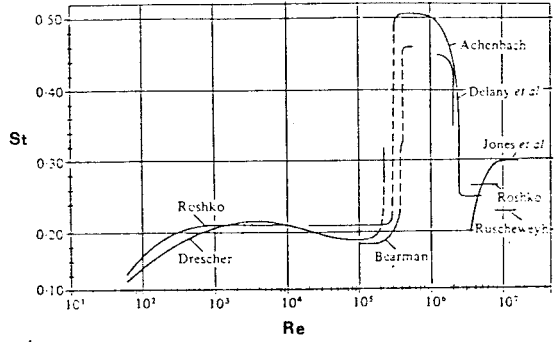


FIGURE 6

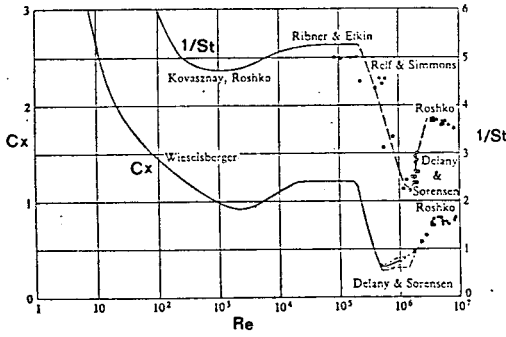


FIGURE 7

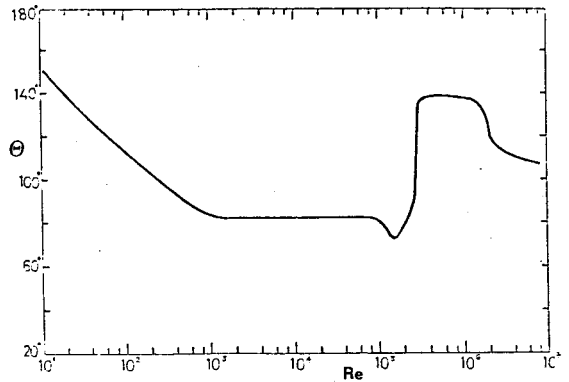
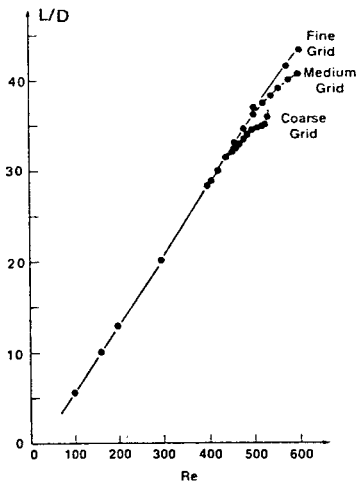
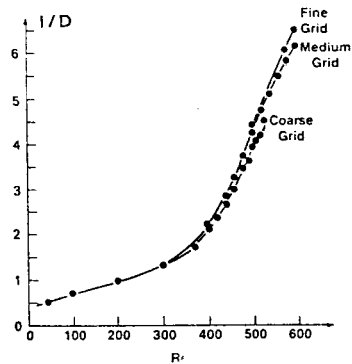


FIGURE 8

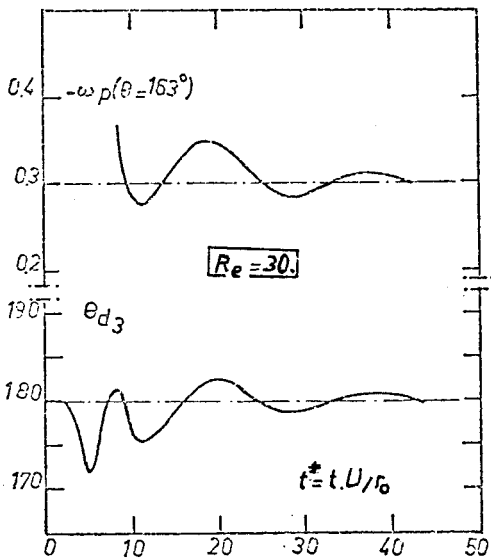


9a. LONGUEUR

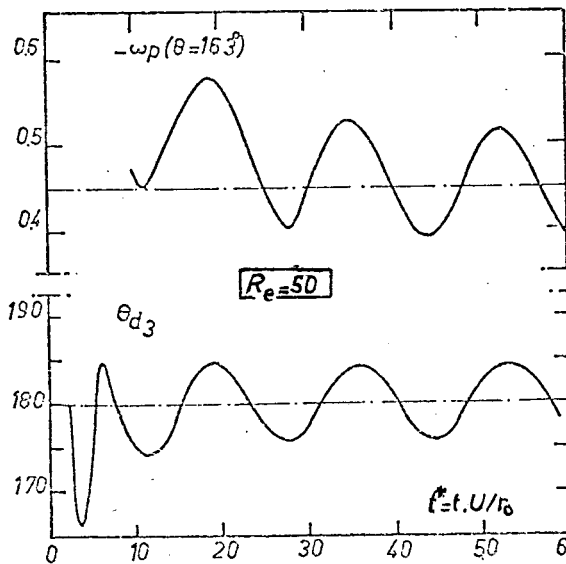


9b. LARGEUR

FIGURE 9



10a. AMORTISSEMENT



10b. AMPLIFICATION

FIGURE 10

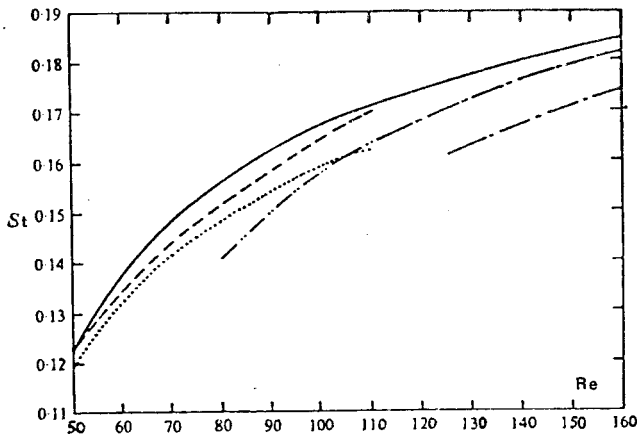


FIGURE 11.

- ROSHKO  $S = 0.212 - 4.5/Re$
- TRITTON, mode inférieur :  $S = 0.144 - 2.1/Re + 0.00041 Re$
- ..... BERGER, mode inférieur :  $S = 0.197 - 3.9/Re$
- - - - TRITTON et BERGER, mode supérieur,  $S = 0.224 - 6.7/Re$
- · - · BERGER, mode fondamental,  $S = 0.220 - 7.4/Re$

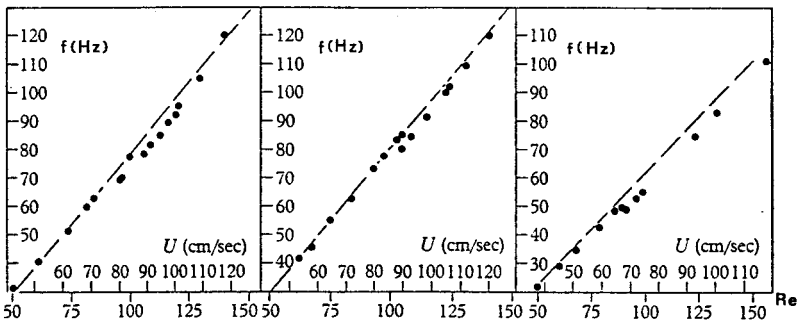


FIGURE 12

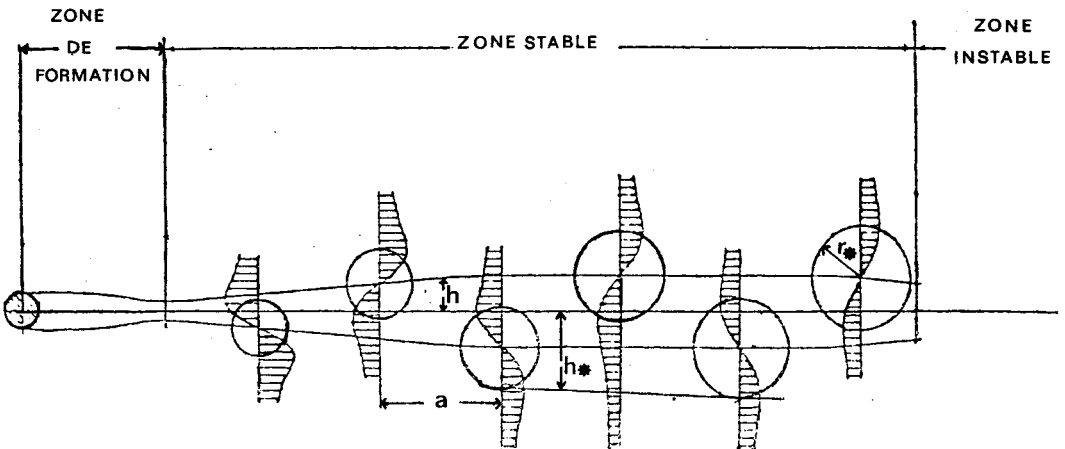


FIGURE 13

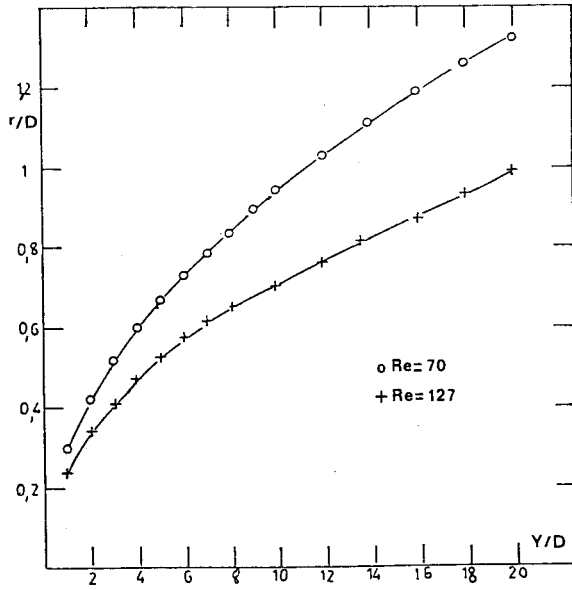


FIGURE 14

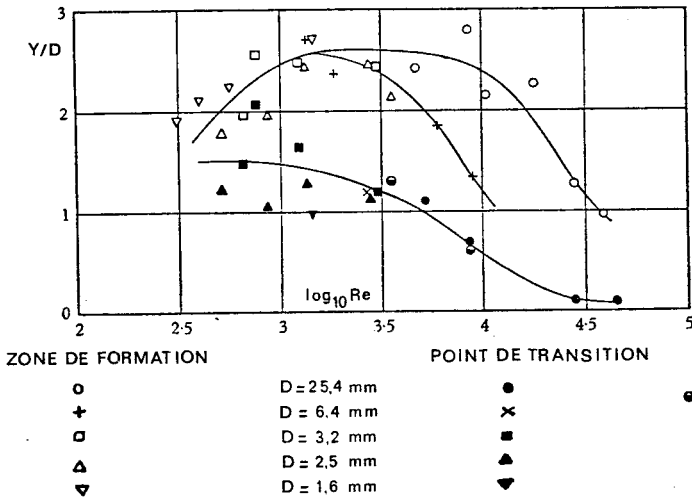


FIGURE 15

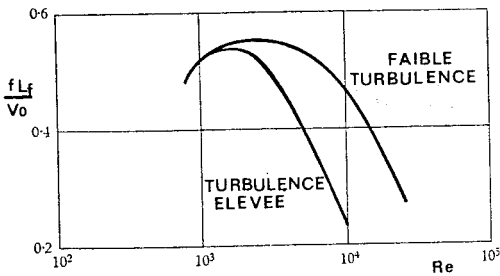


FIGURE 16

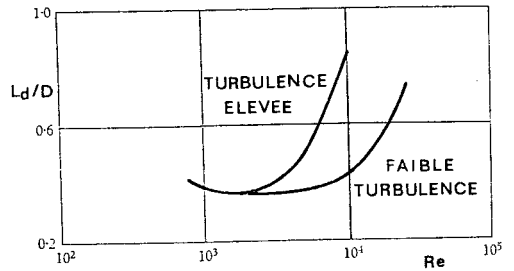


FIGURE 17

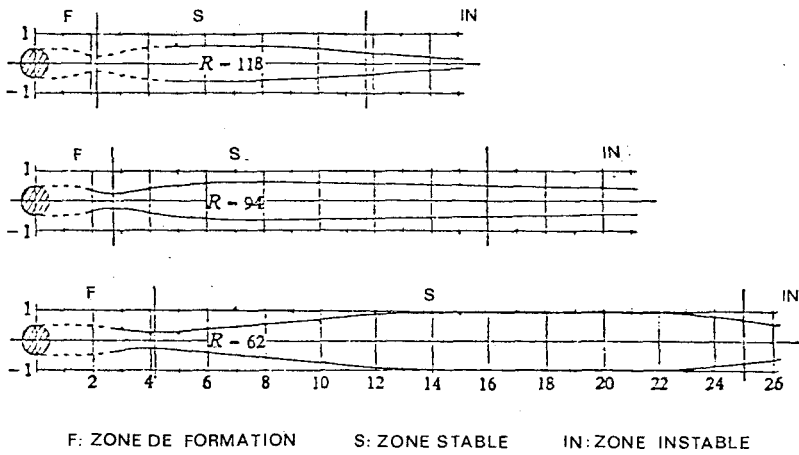


FIGURE 18

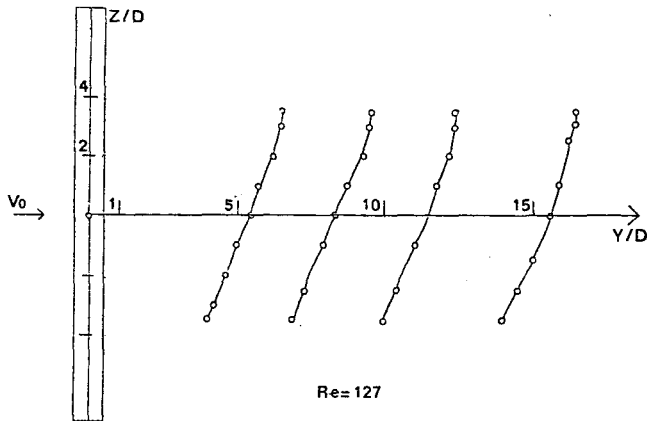


FIGURE 19

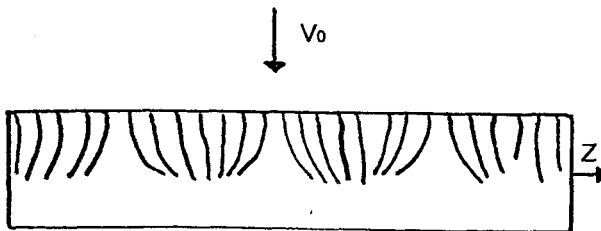


FIGURE 20

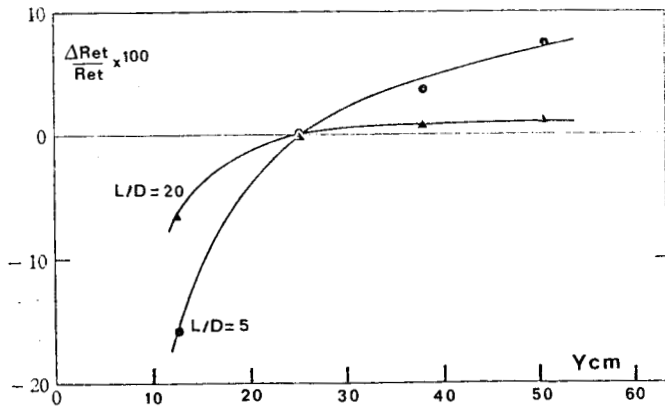


FIGURE 21

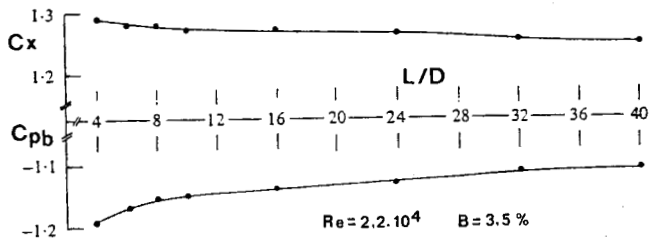


FIGURE 22

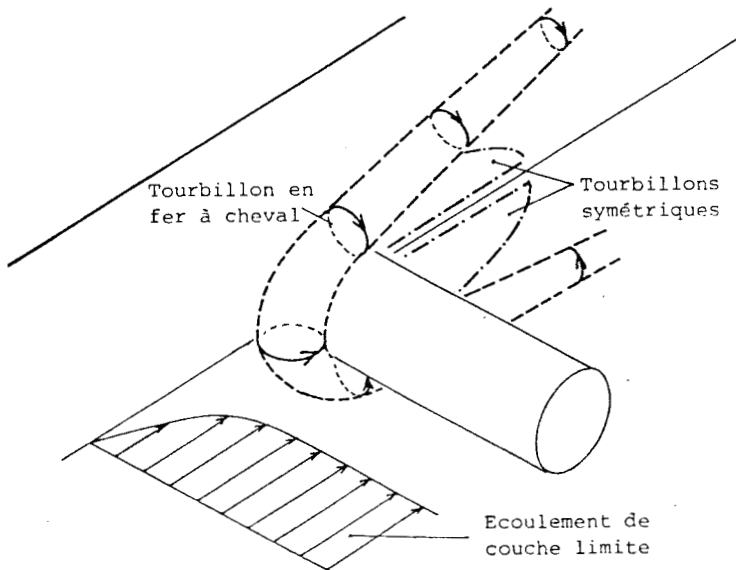


FIGURE 23

FIGURE 24

- B%
- 1: 2.4
  - 2: 3.5
  - 3: 5.8
  - 4: 9.0
  - 5: 12.3
  - 6: 15.2

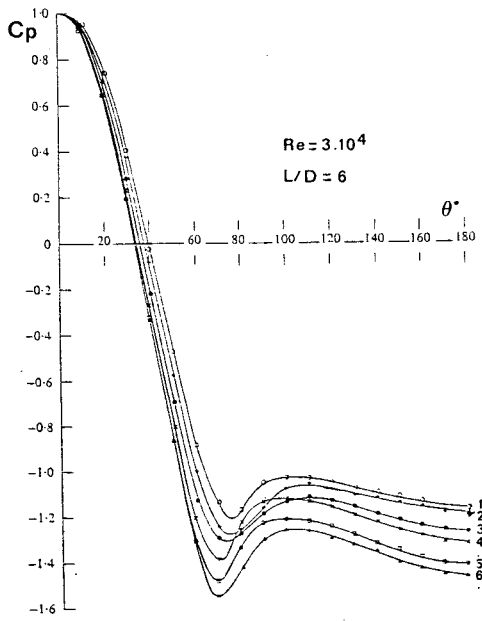


FIGURE 25

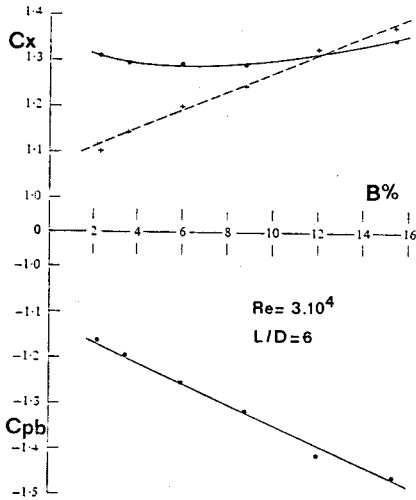
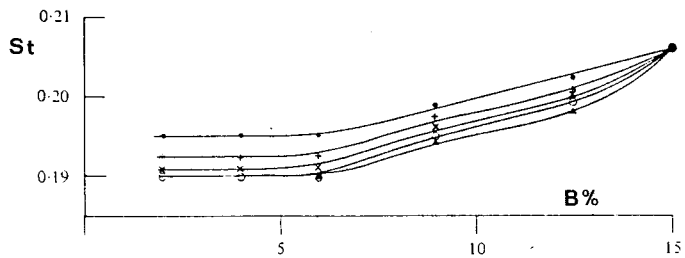
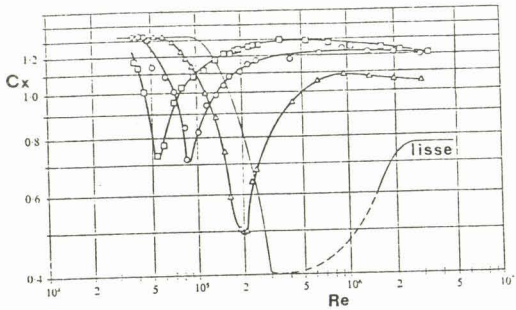


FIGURE 26

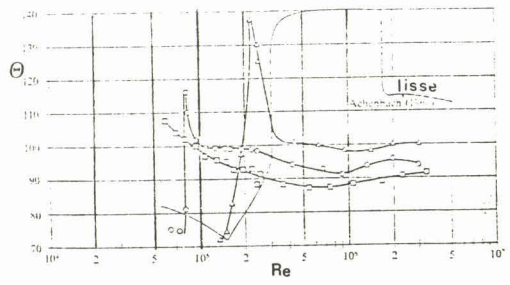
- Re  $\cdot 10^{-4}$
- 2
  - + 3
  - x 4
  - o 5
  - Δ 6





- $K_s/D = 900 \cdot 10^{-5}$
- $K_s/D = 450 \cdot 10^{-5}$
- △  $K_s/D = 110 \cdot 10^{-5}$

FIGURE 27



- $K_s/D = 900 \cdot 10^{-5}$
- $K_s/D = 450 \cdot 10^{-5}$
- △  $K_s/D = 110 \cdot 10^{-5}$

FIGURE 28

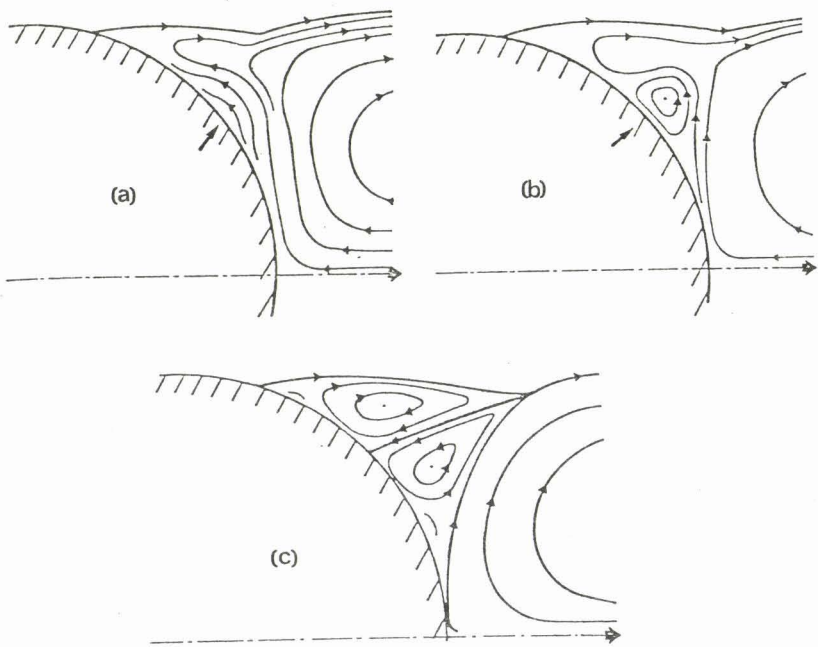


FIGURE 29



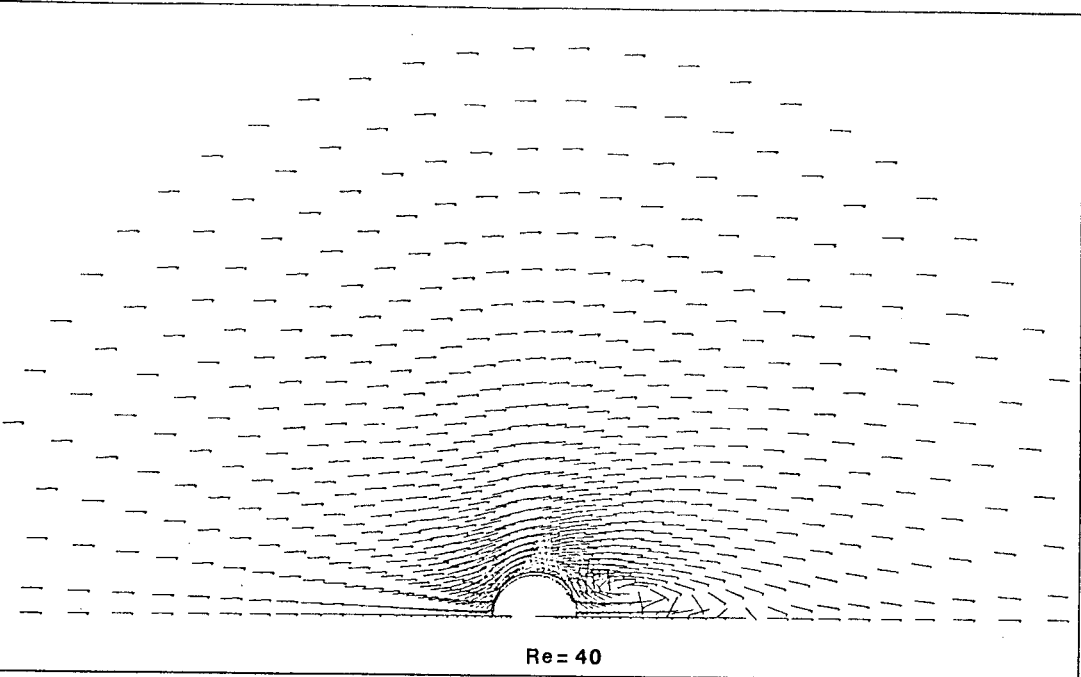


FIGURE 30

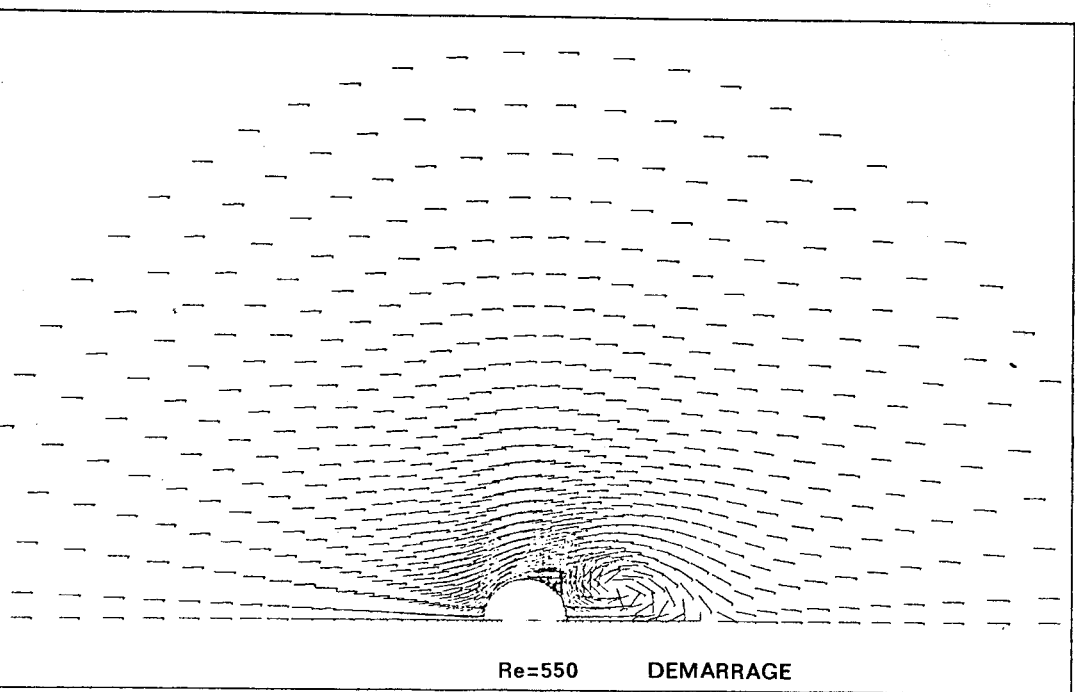
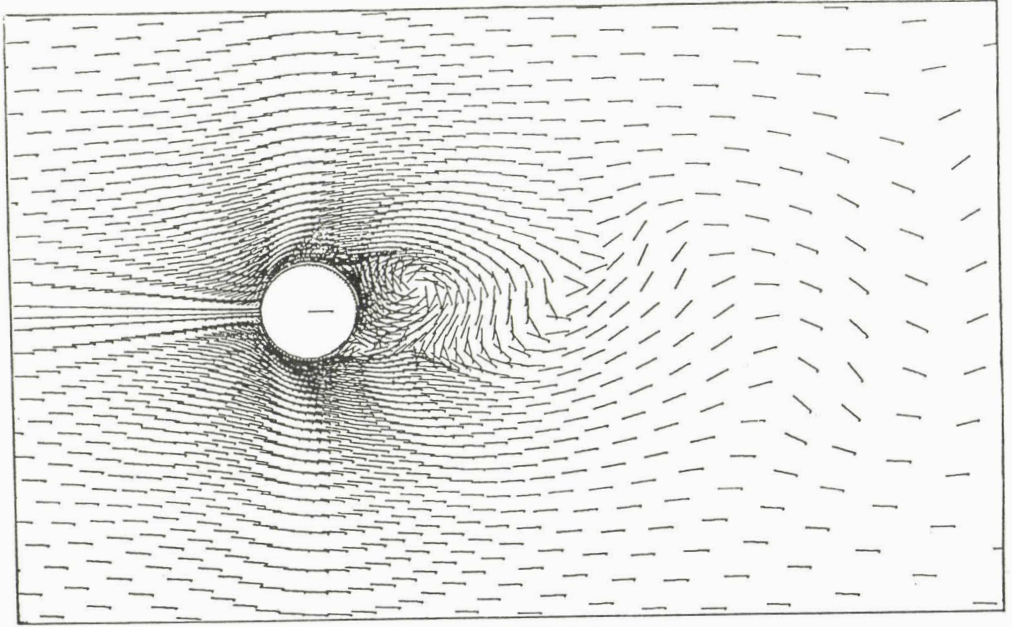
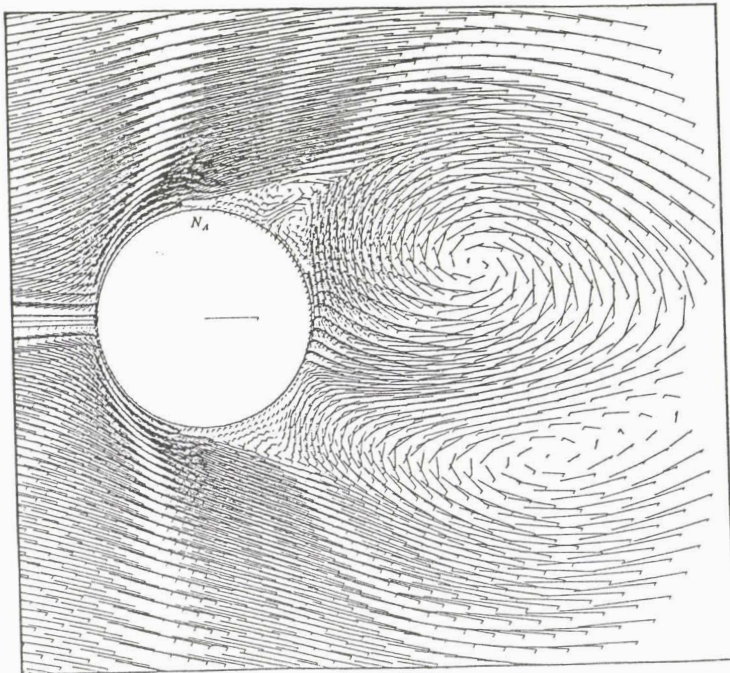


FIGURE 31



32a.  $Re = 100$



32b.  $Re = 1000$

FIGURE 32

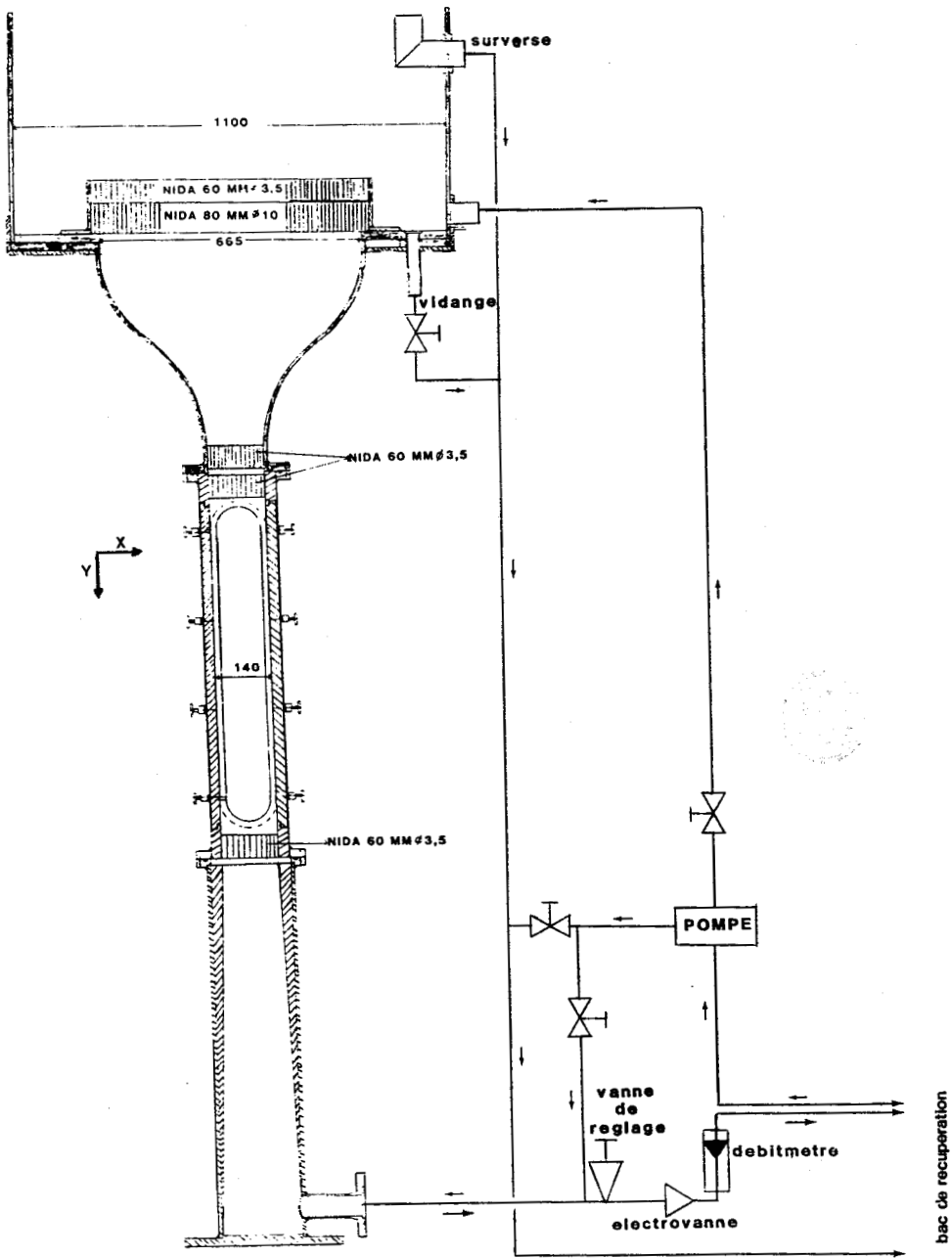


FIGURE 33 SCHEMA DU TUNNEL HYDRODYNAMIQUE ET CIRCUIT HYDRAULIQUE

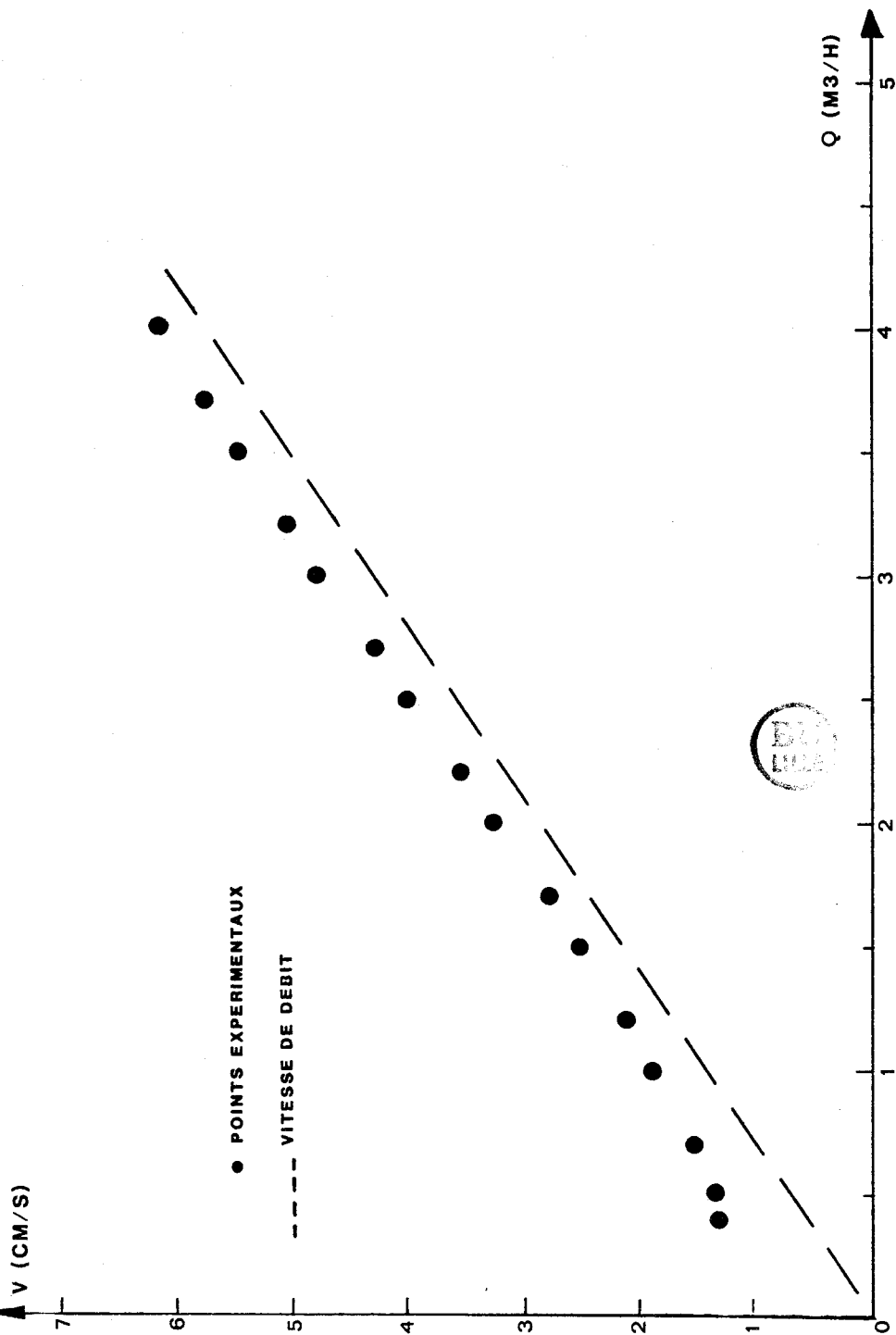
FIGURE 34



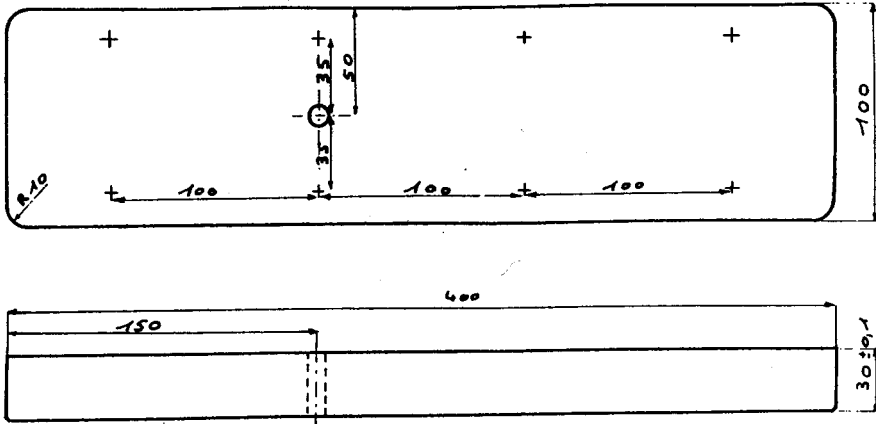
TUNNEL HYDRODYNAMIQUE



VUE DE LA VEINE AVEC LA MAQUETTE



VITESSE MESUREE AU LASER EN FONCTION DU DEBIT EN VEINE LIBRE



VERRE BK7 PLANEITE 3 FRANGES SUR  $\varnothing$  200 MMM

FIGURE 36 PLAN DES HUBLOTS

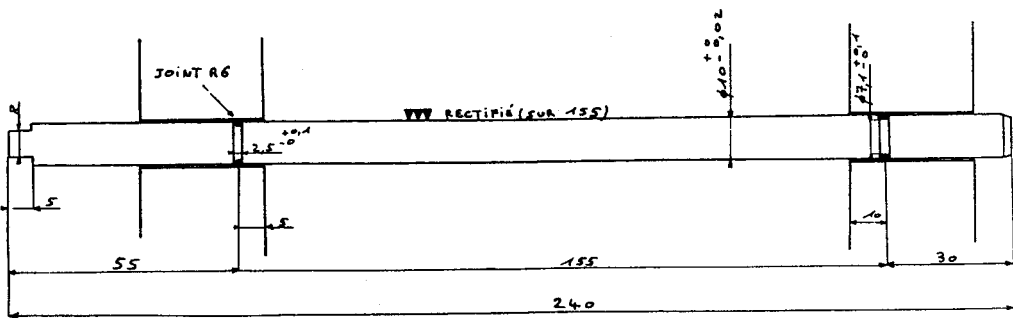
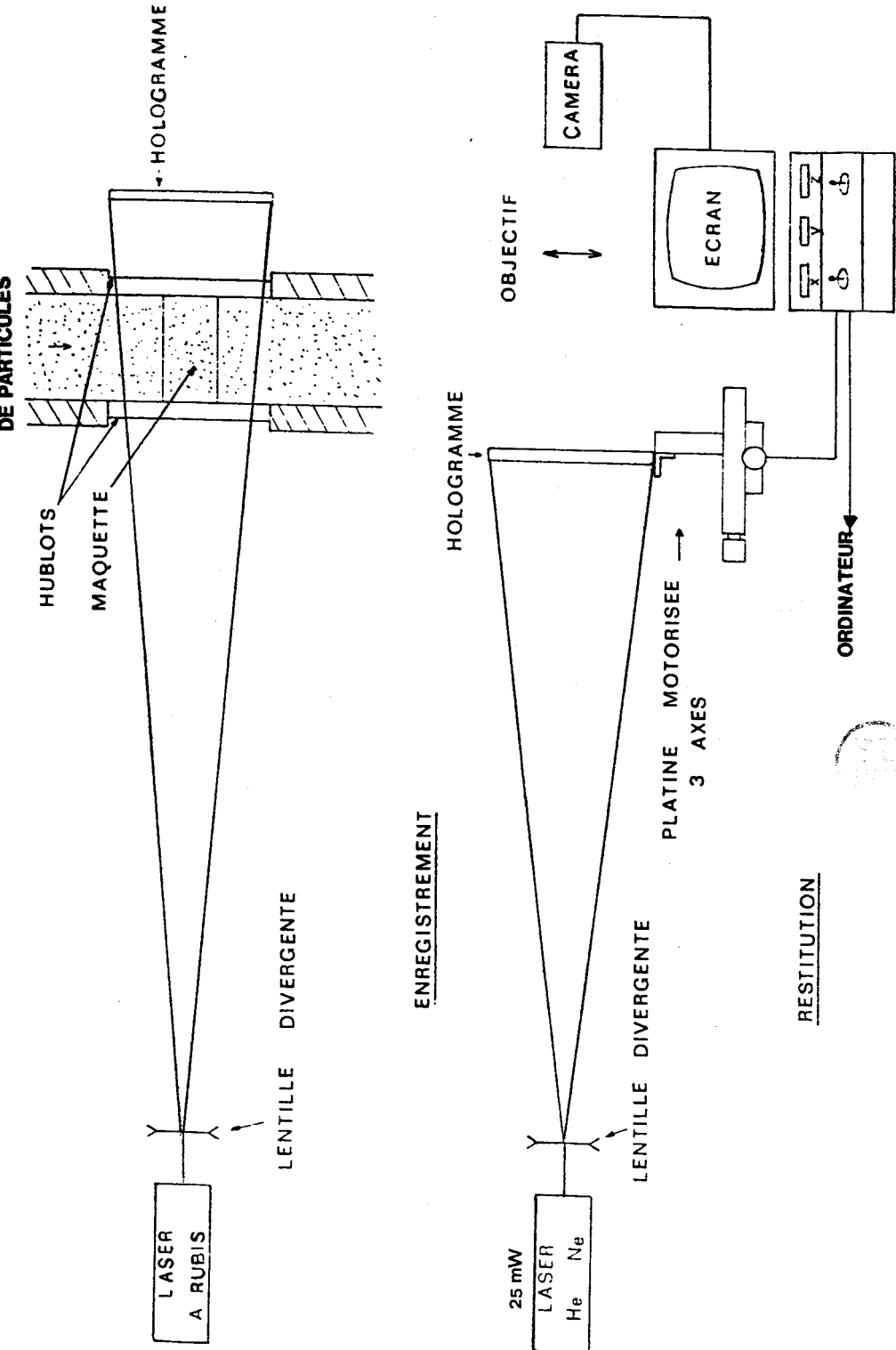


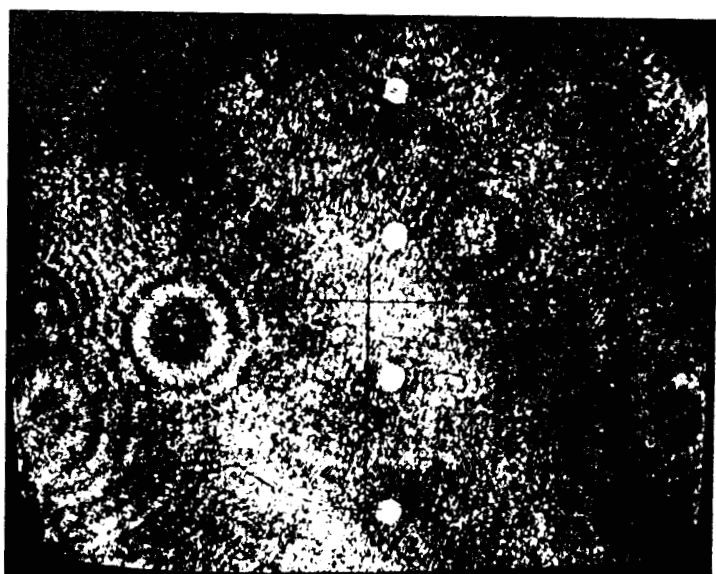
FIGURE 37 PLAN DE LA MAQUETTE



PRINCIPE D'ENREGISTREMENT ET DE RESTITUTION DES HOLOGRAMMES



FIGURE 38 VISUALISATION PAR STRIOSCOPIE DANS L'EAU  
DE L'ECOULEMENT A  $Re=500$  <RODRIGUEZ>



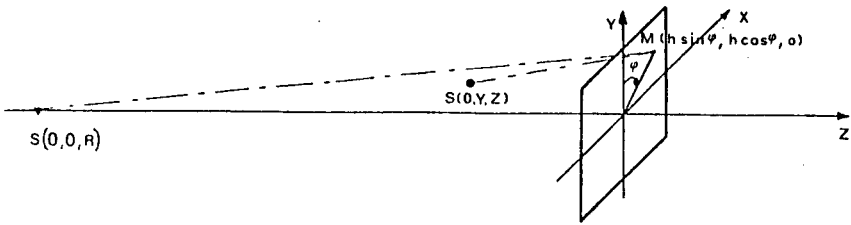
AMONT DU CYLINDRE

DIAMETRE 140  $\mu$ M

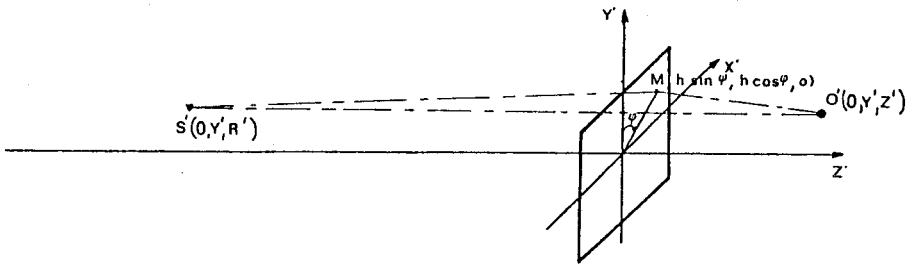
$V=2,5$  CM/S

FIGURE 40 PARTICULE DE POLYSTYRENE OBSERVEE  
SUR L'ECRAN DE RESTITUTION





(a) CONVENTIONS DE NOTATIONS A L'ENREGISTREMENT



(b) CONVENTIONS DE NOTATIONS A LA RESTITUTION

FIGURE 41

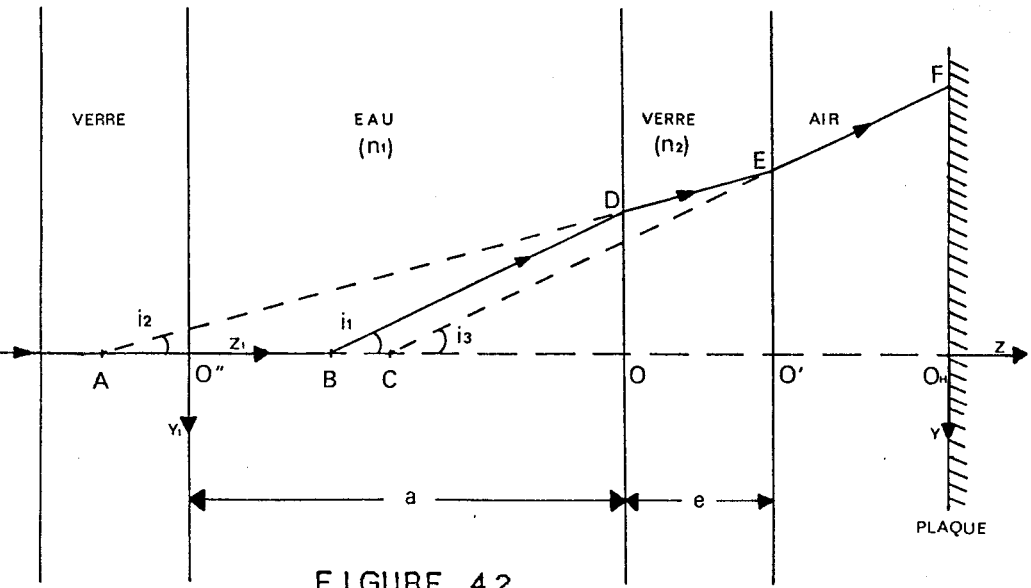
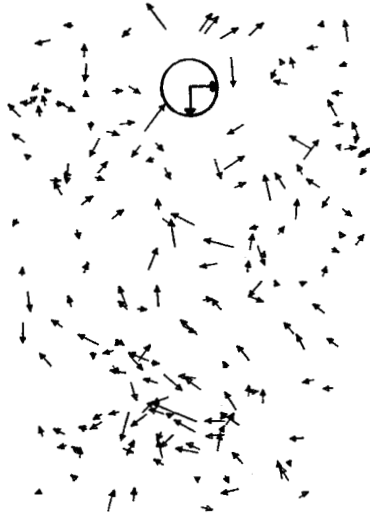


FIGURE 42

TRAJET DES RAYONS LUMINEUX DANS LA VEINE



IMPULSIONS 1-2-3  
 $\Delta T = 30 \text{ MS}$

2,8 cm/s<sup>2</sup>  $\perp$

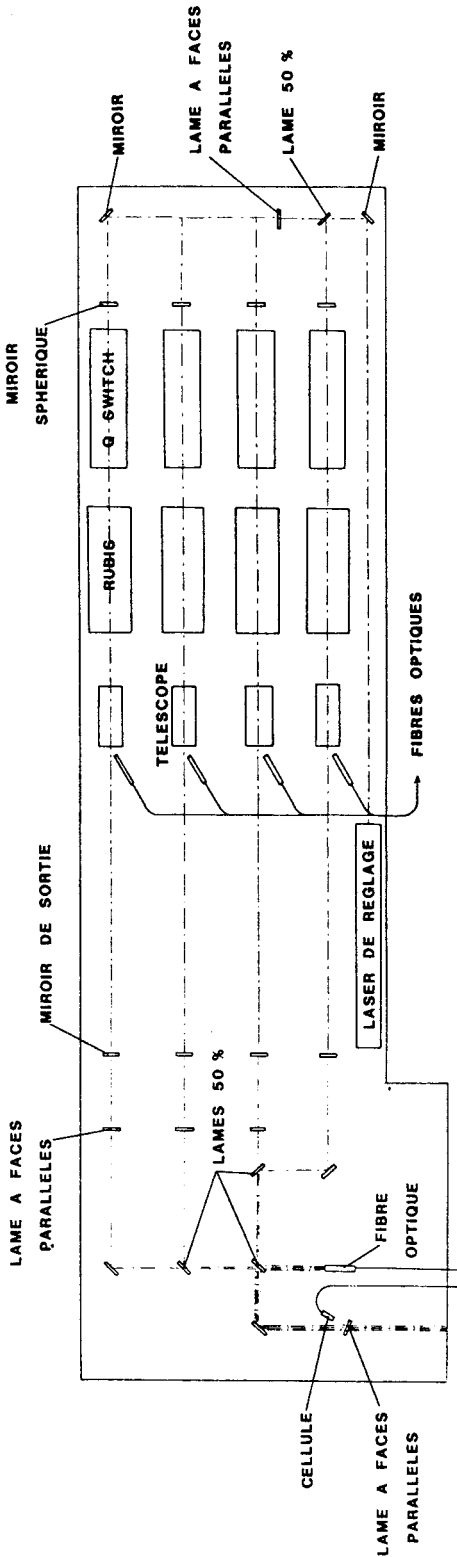
Re=210



IMPULSIONS 2-3-4  
 $\Delta T = 30 \text{ MS}$

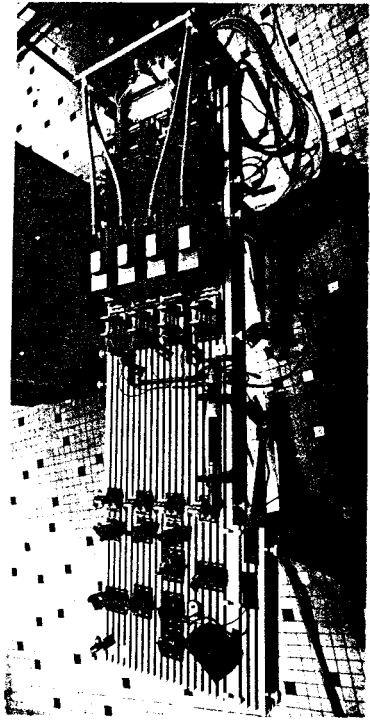
FIGURE 43 ACCELERATIONS MESUREES PAR LA METHODE  
 HOLOGRAPHIQUE A QUATRE EXPOSITIONS

FIGURE 44



SCHEMA DU LASER A 4 RUBIS

FIGURE 45



PHOTOGRAPHIE DU LASER A 4 RUBIS

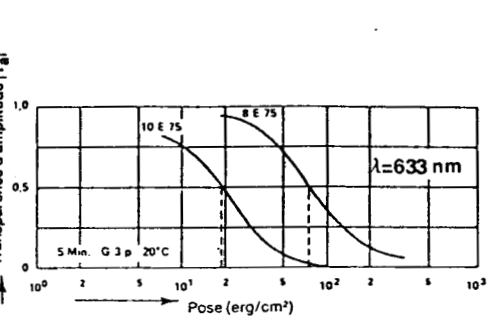


FIGURE 46

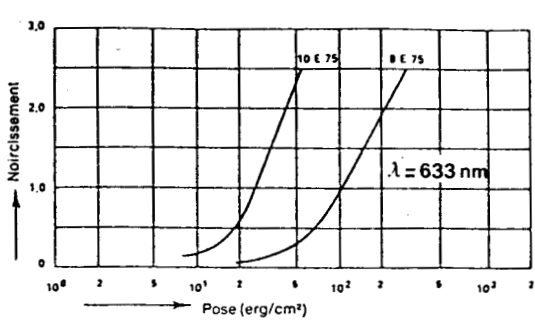


FIGURE 47

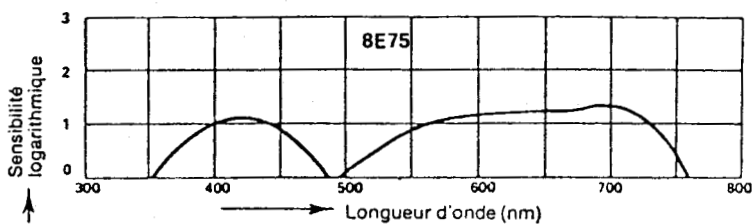


FIGURE 48

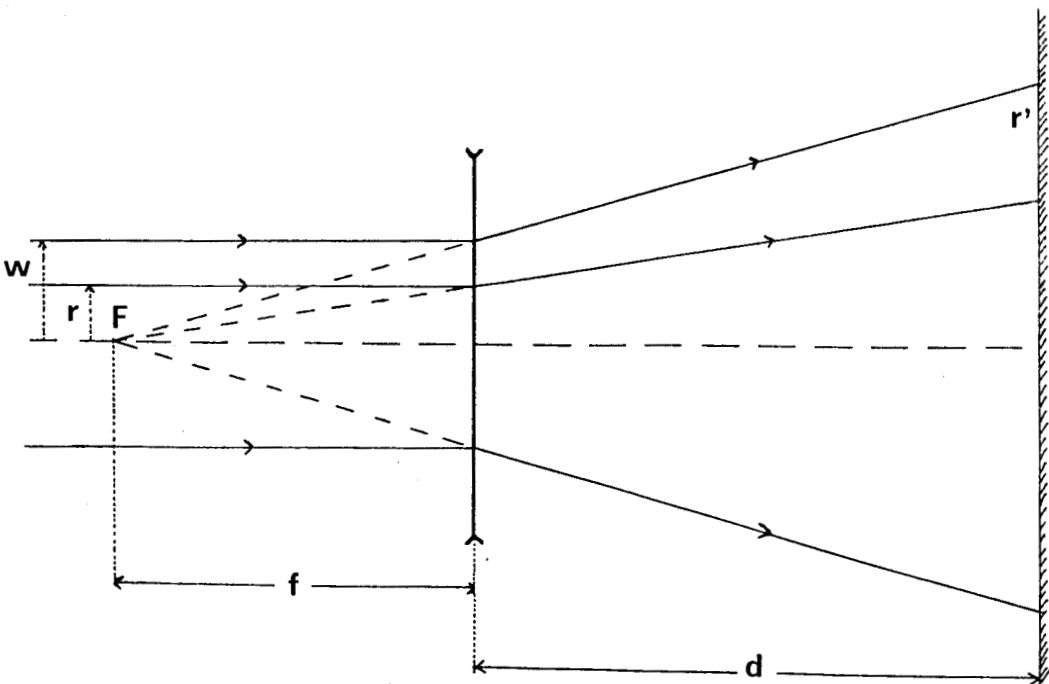
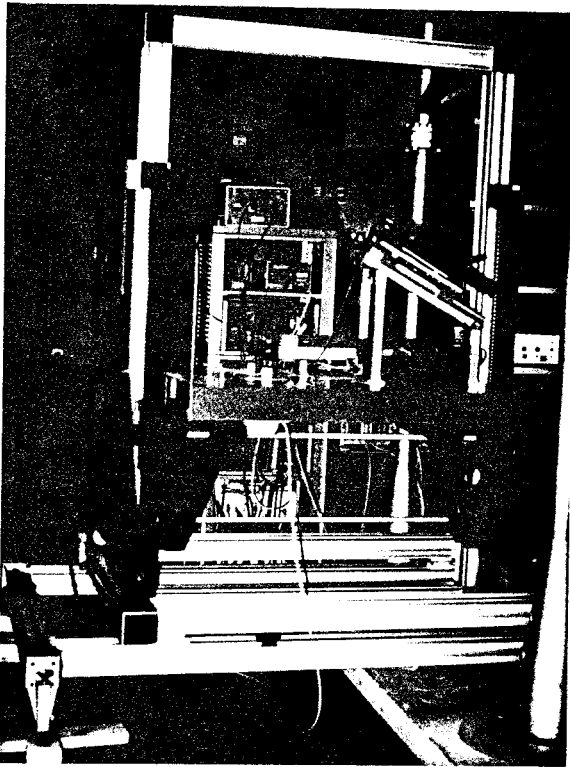
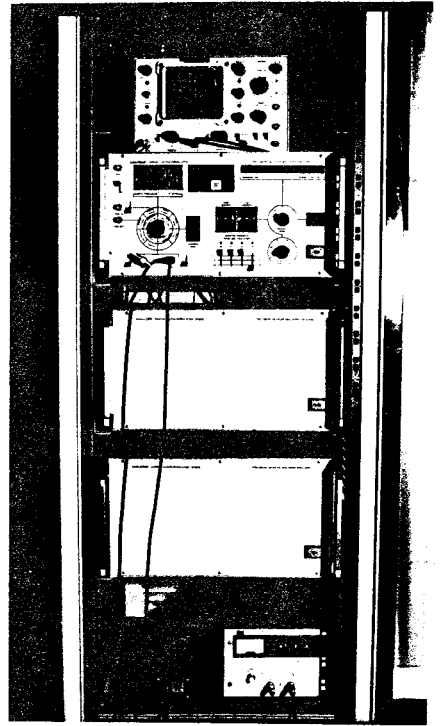


FIGURE 49 DIAMETRE DU FAISCEAU LASER DIVERGE  
PAR LA LENTILLE

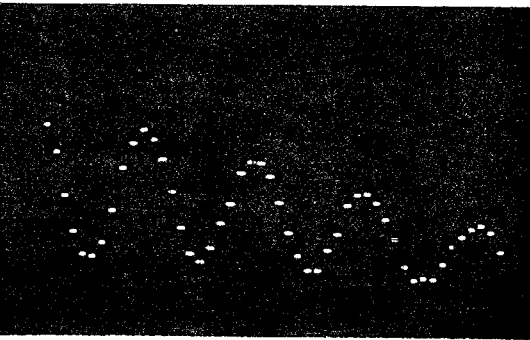


PHOTOGRAPHIE DE  
LA CHAINE LDA

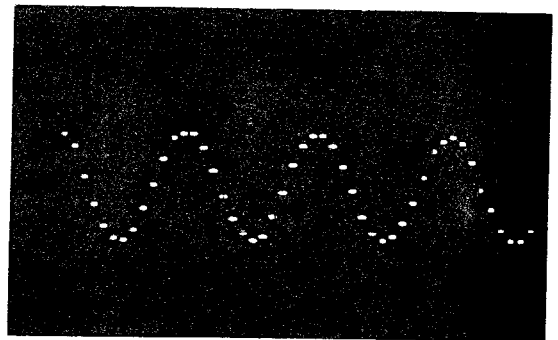


AUTOCORRELEUR  
MALVERN K7023

FIGURE 50



SANS MODULATEUR DE PHASE  
PERIODE D'ECHANTILLONNAGE: 50  $\mu$ S  
INTERFRANGE: 16  $\mu$ M



MODULATEUR DE PHASE 20KHZ  
PERIODE D'ECHANTILLONNAGE: 3,5  $\mu$ S  
INTERFRANGE: 16  $\mu$ M

Q= 1,5M3/H V= 2,8 CM/S

FIGURE 51 EXEMPLES DE FONCTIONS D'AUTOCORRELATION

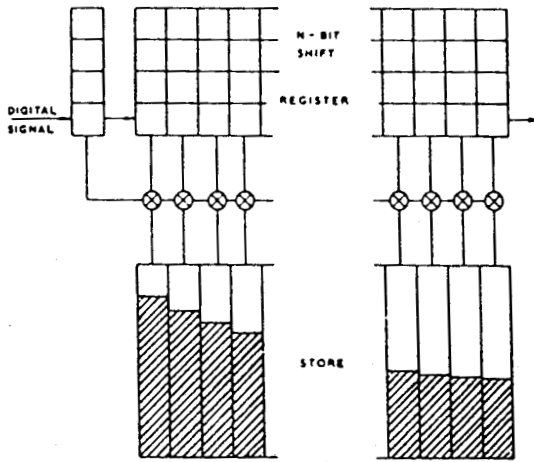


FIGURE 52 SCHEMA DE PRINCIPE D'UN CORRELEATEUR

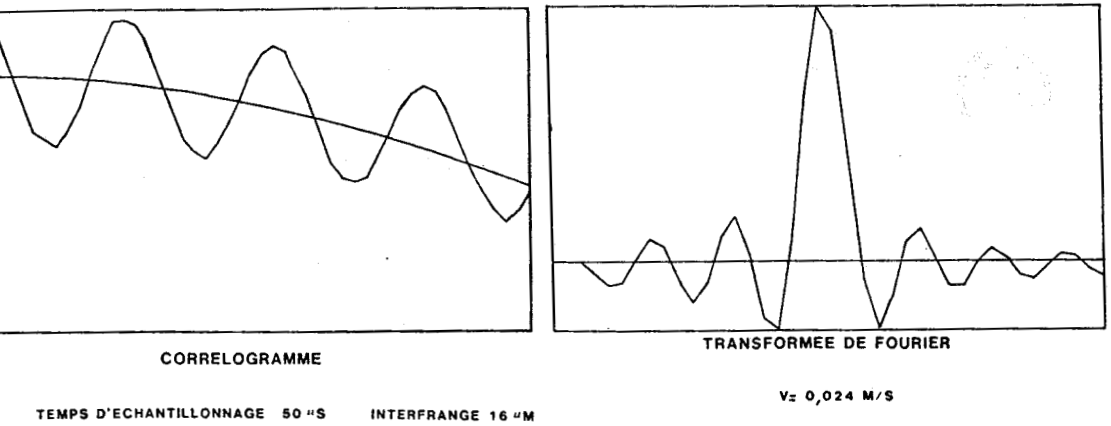
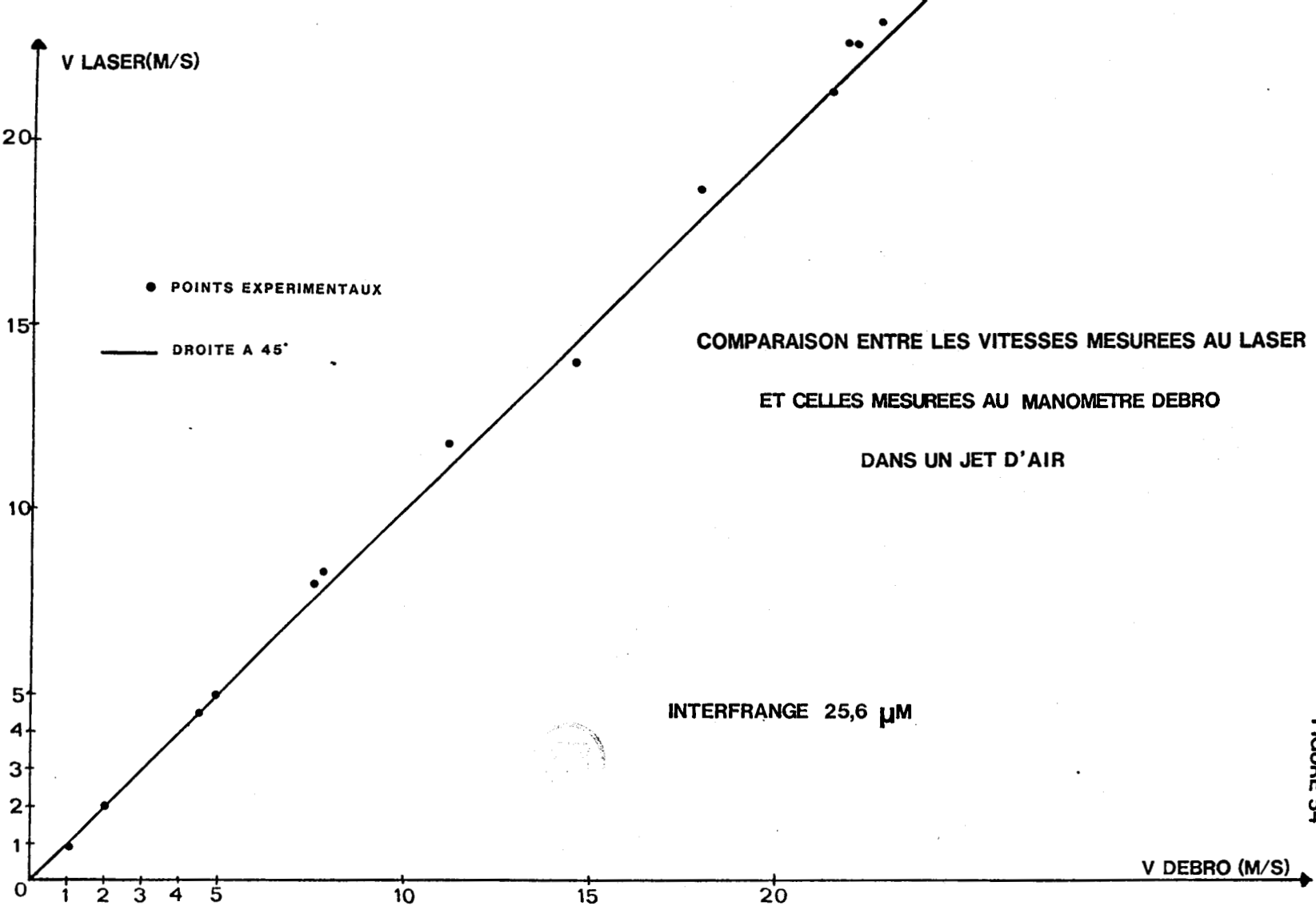
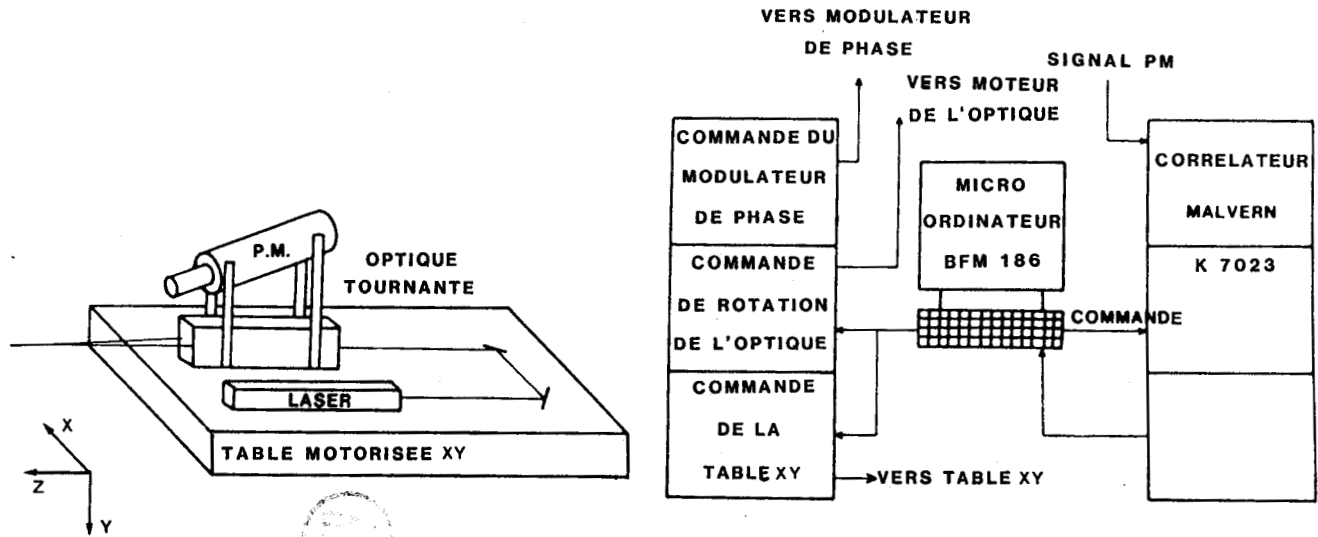


FIGURE 53 EXEMPLE DE CORRELOGRAMME

AVEC SA TRANSFORMEE DE FOURIER

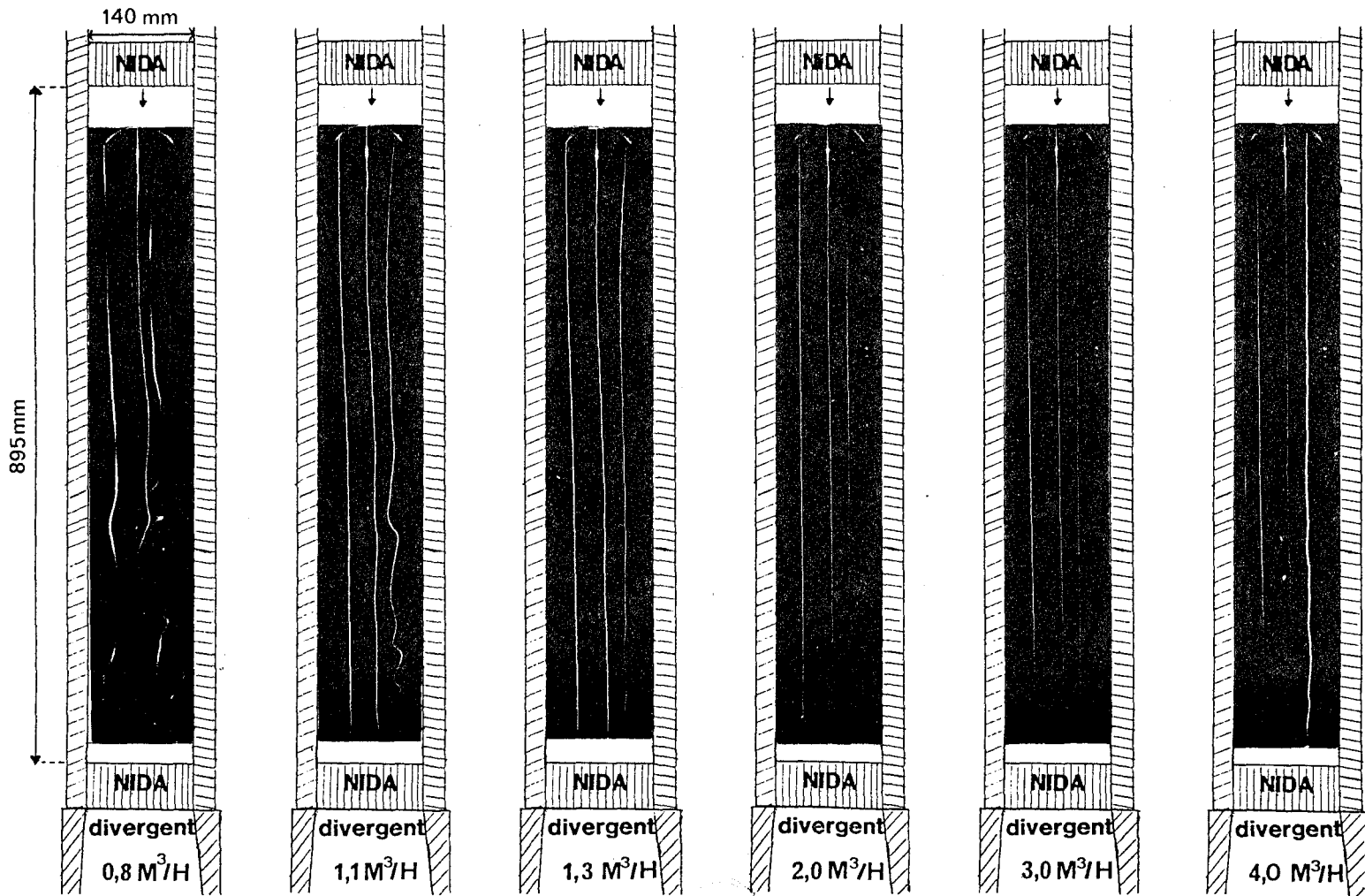


**FIGURE 54**



**SCHEMA DE LA CHAINE D'ANEMOMETRIE LASER**





VISUALISATIONS EN VEINE LIBRE

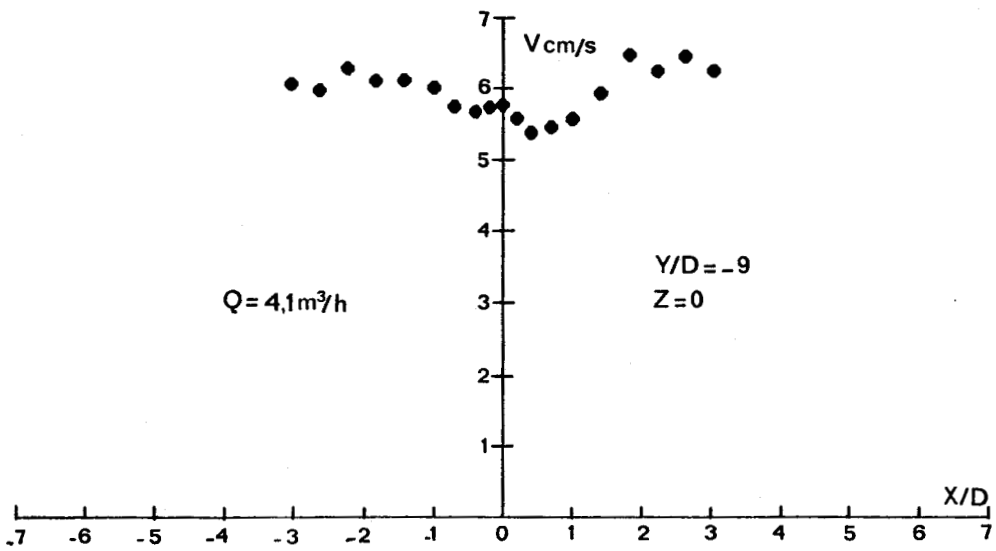


FIGURE 57 VITESSE MOYENNE EN AMONT DU CYLINDRE AVEC LES NIDS D'ABEILLES A L'ENTREE DE LA VEINE

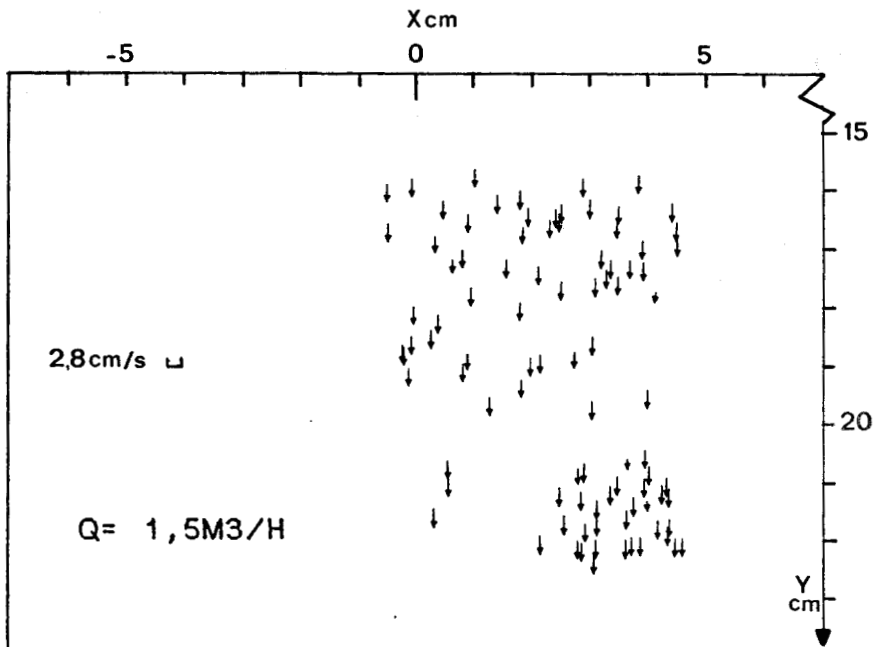
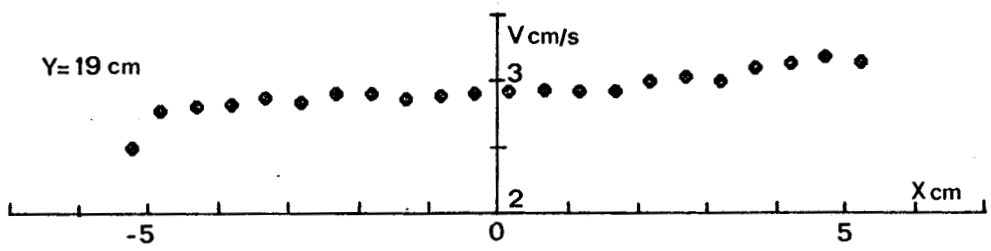
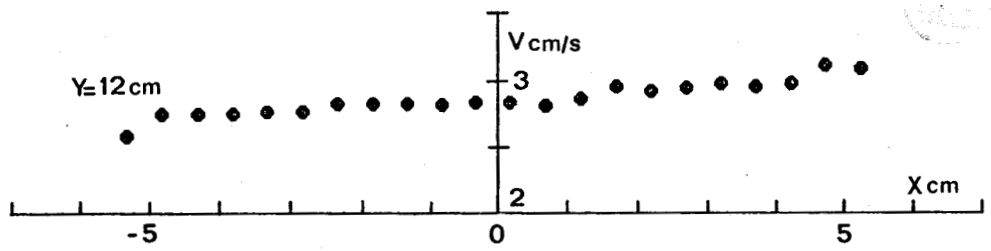
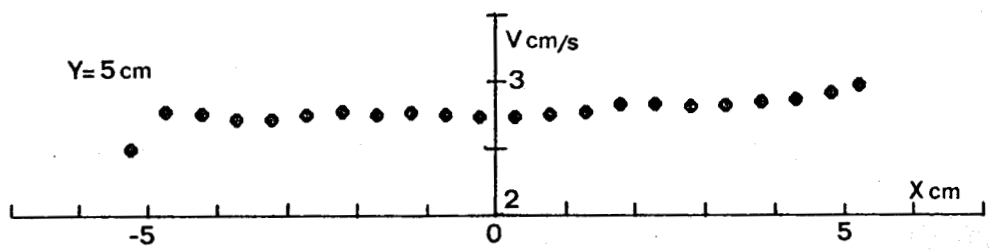
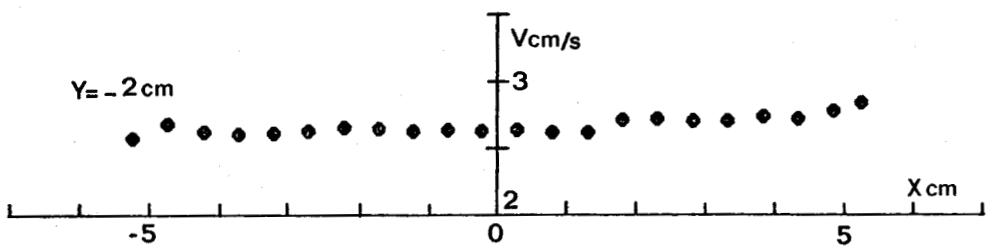
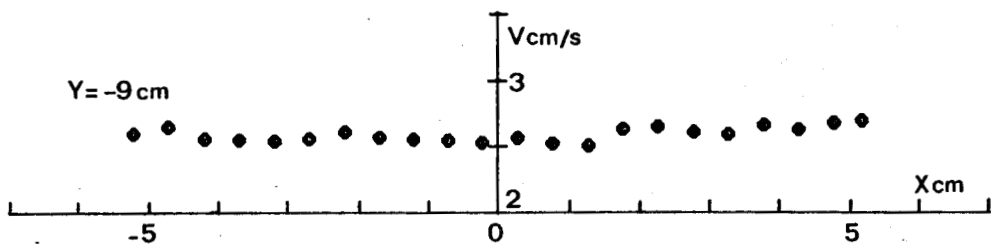


FIGURE 58 CHAMP DES VITESSES INSTANTANÉES EN VEINE LIBRE



Q = 1,5 M<sup>3</sup>/H

FIGURE 59 VITESSE MOYENNE EN VEINE LIBRE

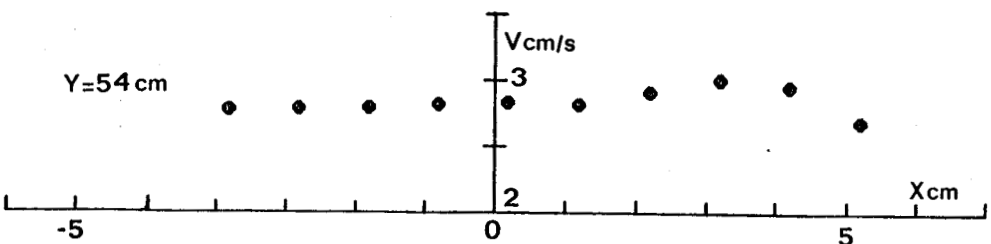
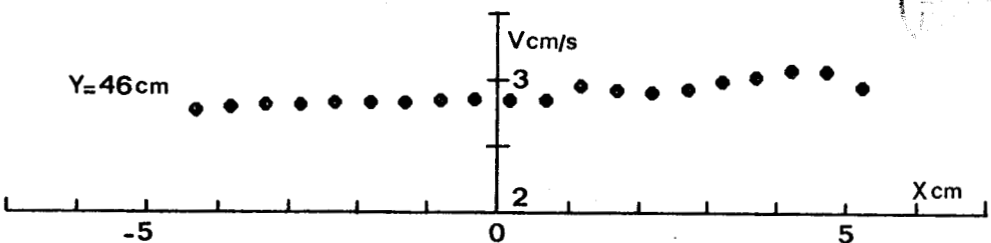
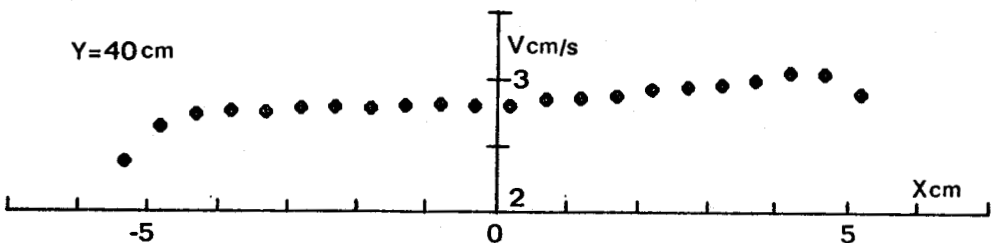
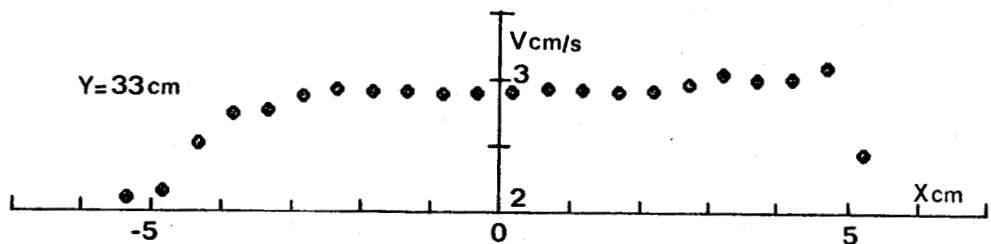
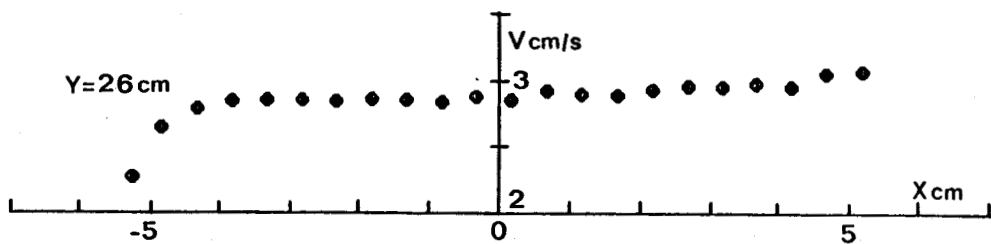


FIGURE 59 BIS

Q=1,5 M3/H

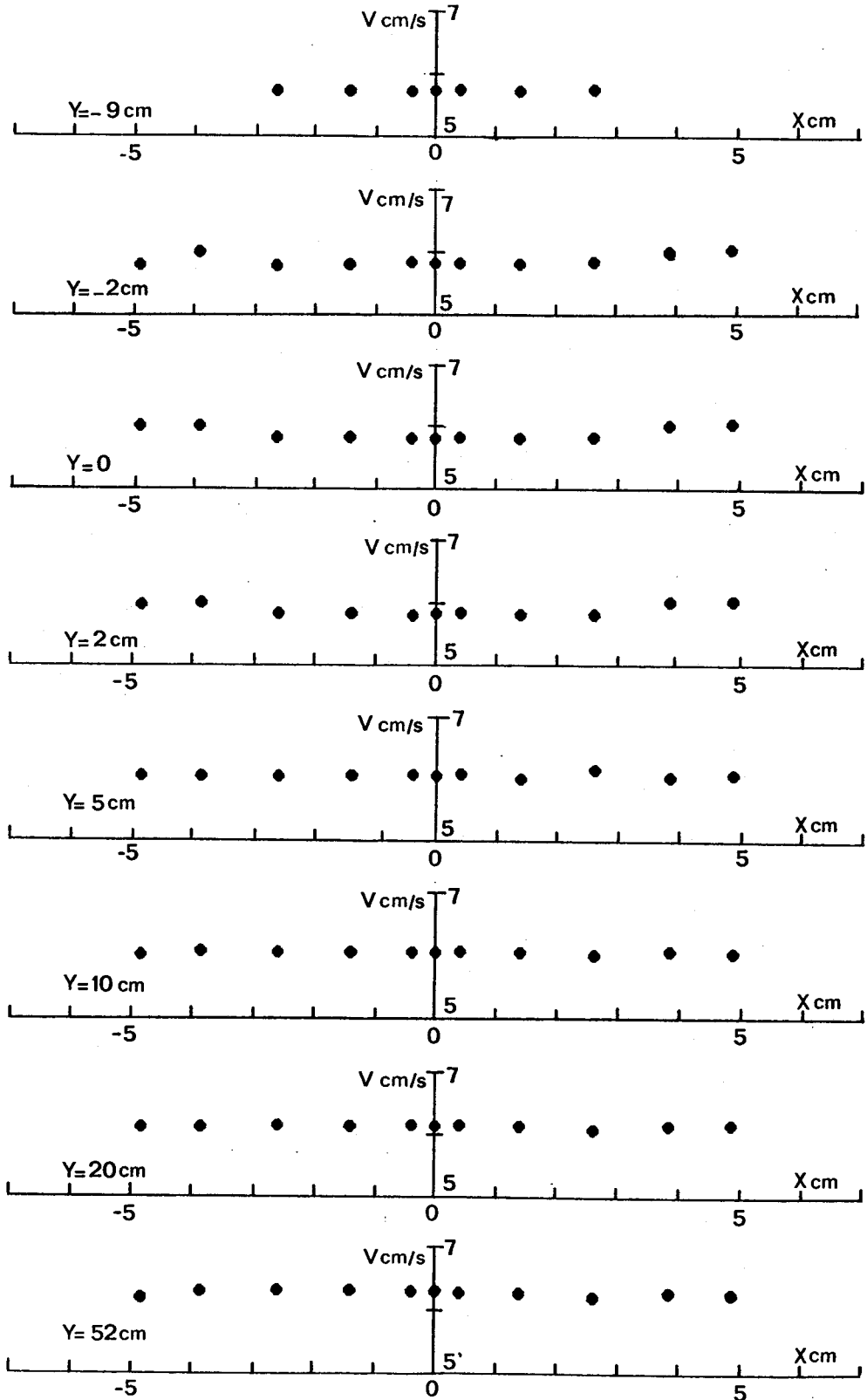


FIGURE 60 VITESSE MOYENNE EN VEINE LIBRE  $Q=3,8 \text{ M}^3/\text{H}$

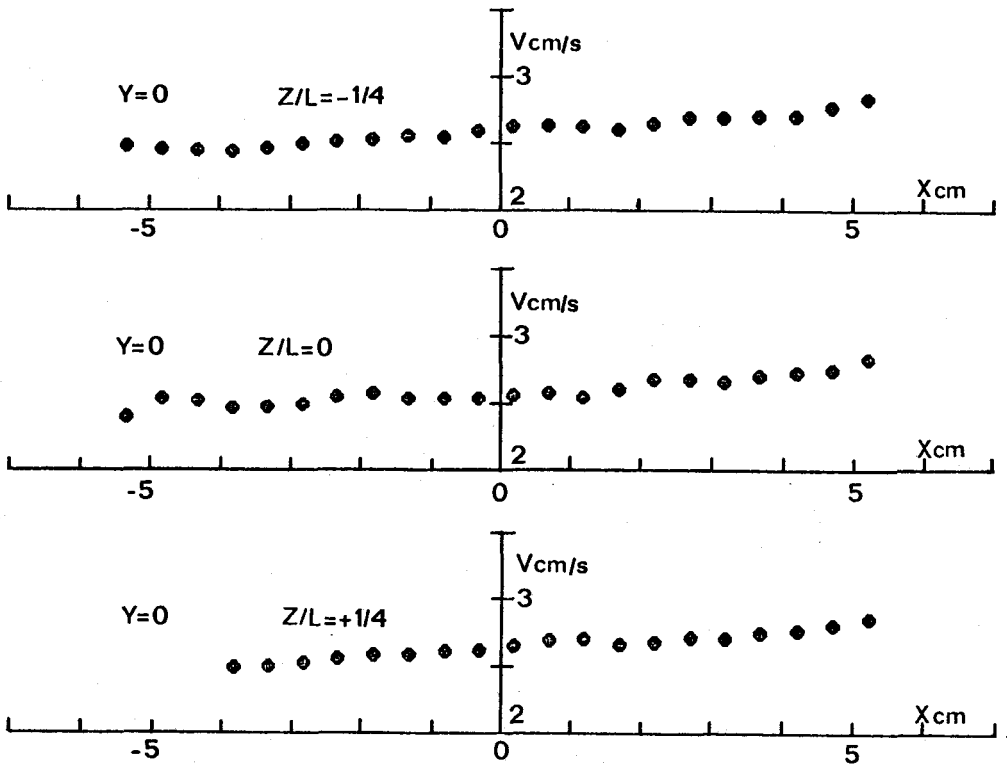


FIGURE 61 VITESSE MOYENNE EN VEINE LIBRE POUR DIFFERENTES POSITIONS SUIVANT Z  $Q=1.5 M3/H$

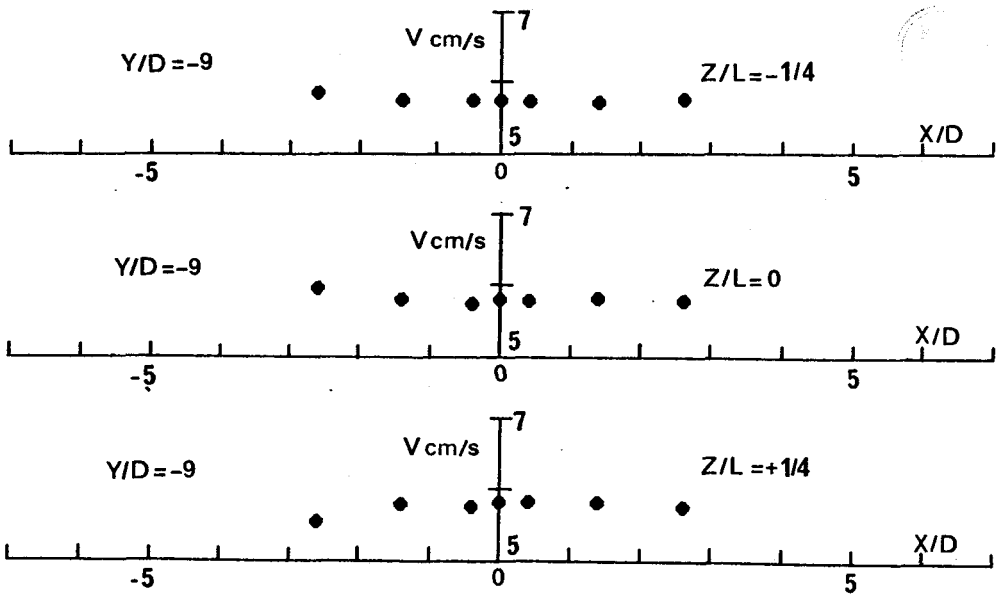


FIGURE 62 VITESSE MOYENNE EN AMONT DU CYLINDRE POUR DIFFERENTES POSITIONS SUIVANT Z.  $Q=3,8M3/H$

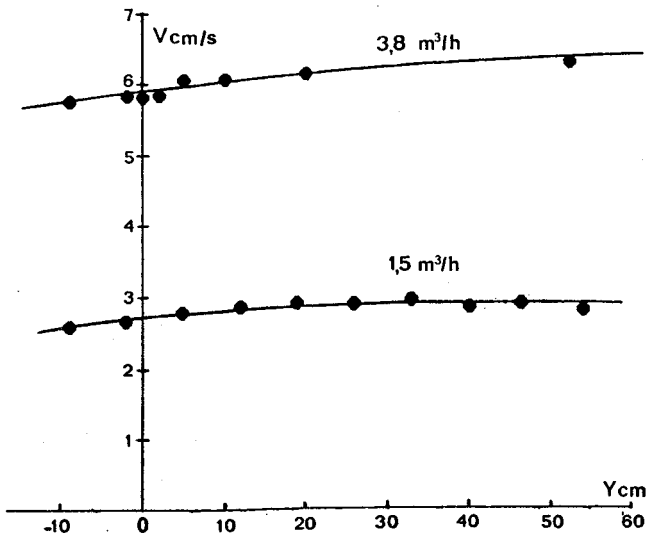


FIGURE 63

VITESSE MOYENNE  
SUR L'AXE  
EN VEINE LIBRE

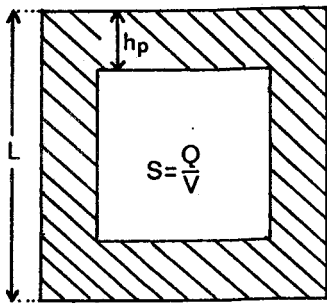


FIGURE 64 CALCUL DE L'ÉPAISSEUR  
DES COUCHES DE PAROIS

VUE EN COUPE DE LA VEINE

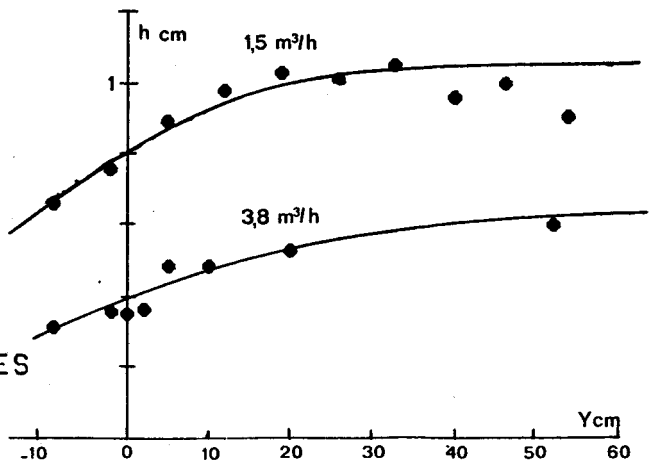
S: SURFACE UTILE  $S = \frac{Q}{V}$

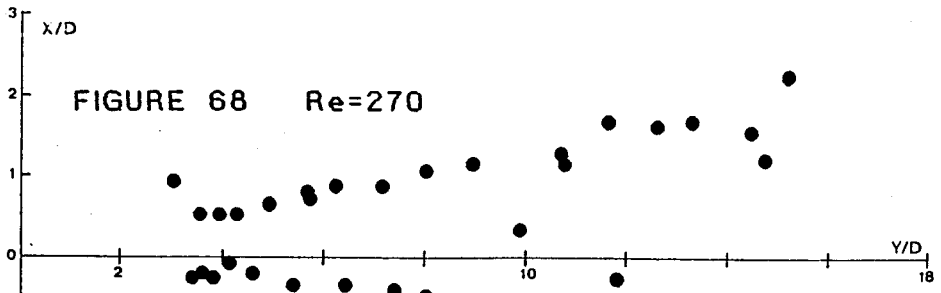
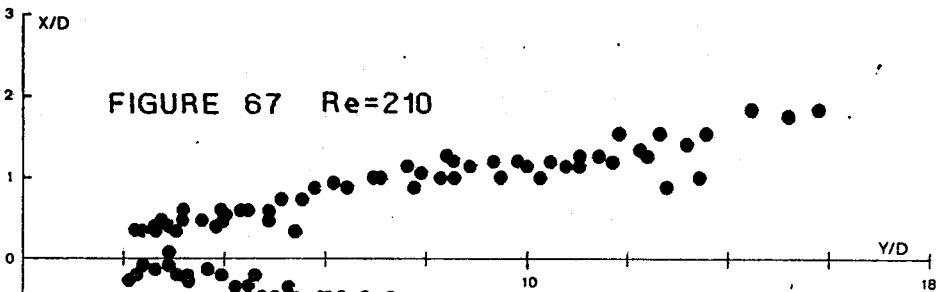
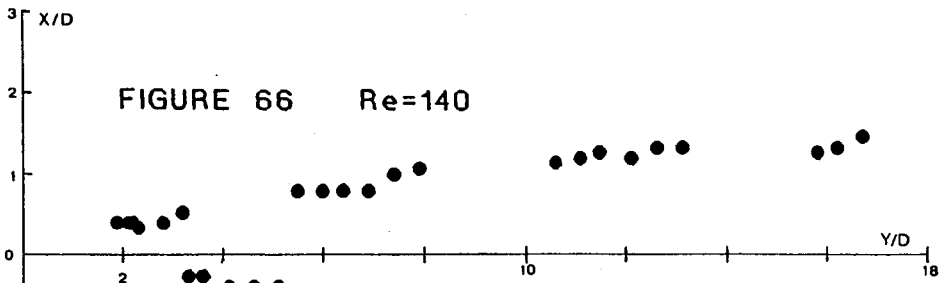
COUCHES DE PAROIS

$$L = 2h_p + \sqrt{S} \implies h_p = \frac{L - \sqrt{Q/V}}{2}$$

FIGURE 65

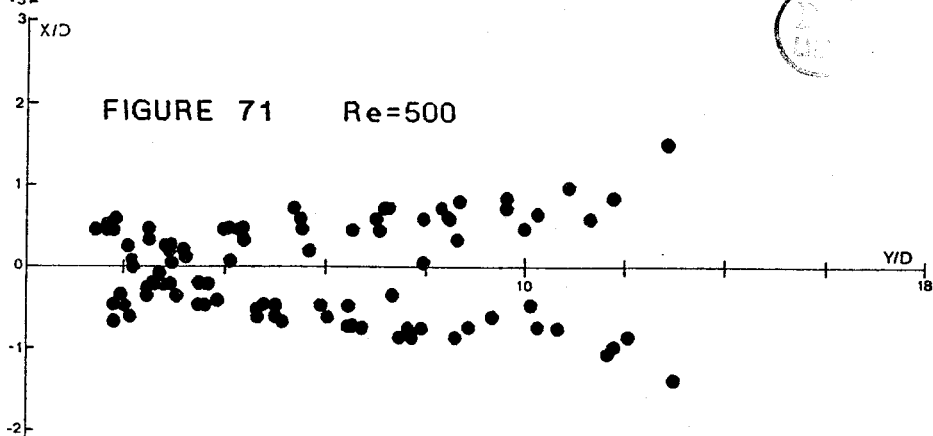
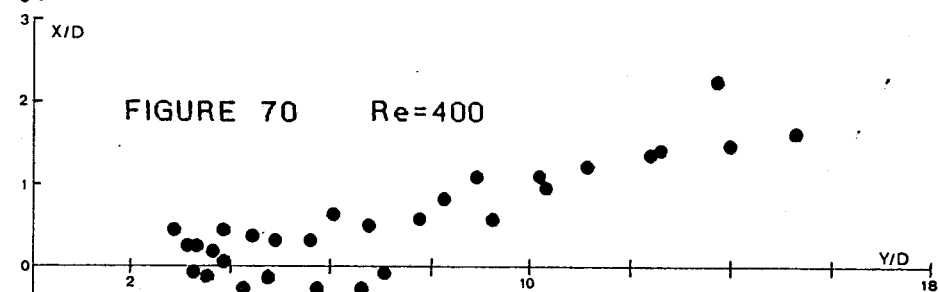
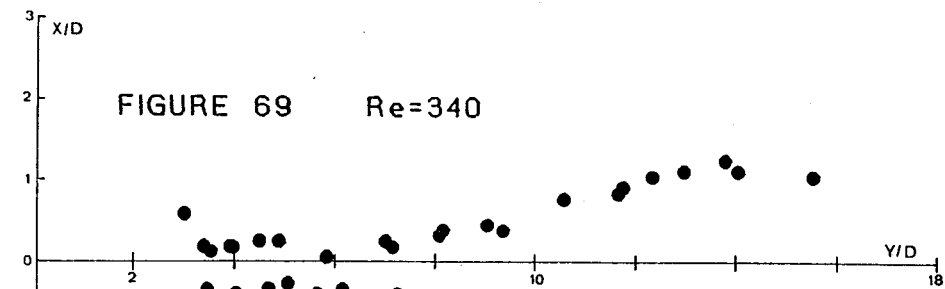
ÉPAISSEUR DES COUCHES  
DE FROTTEMENT



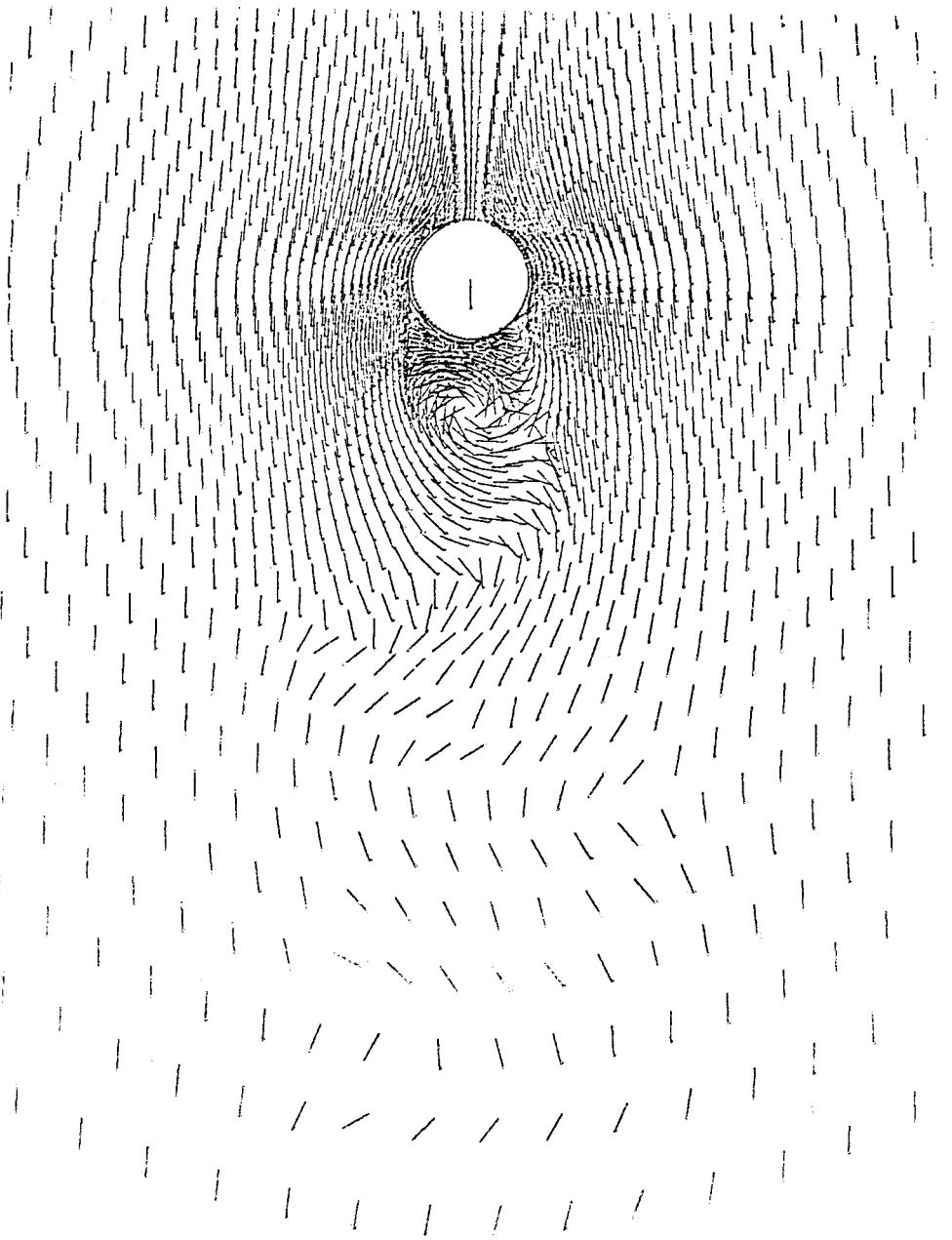


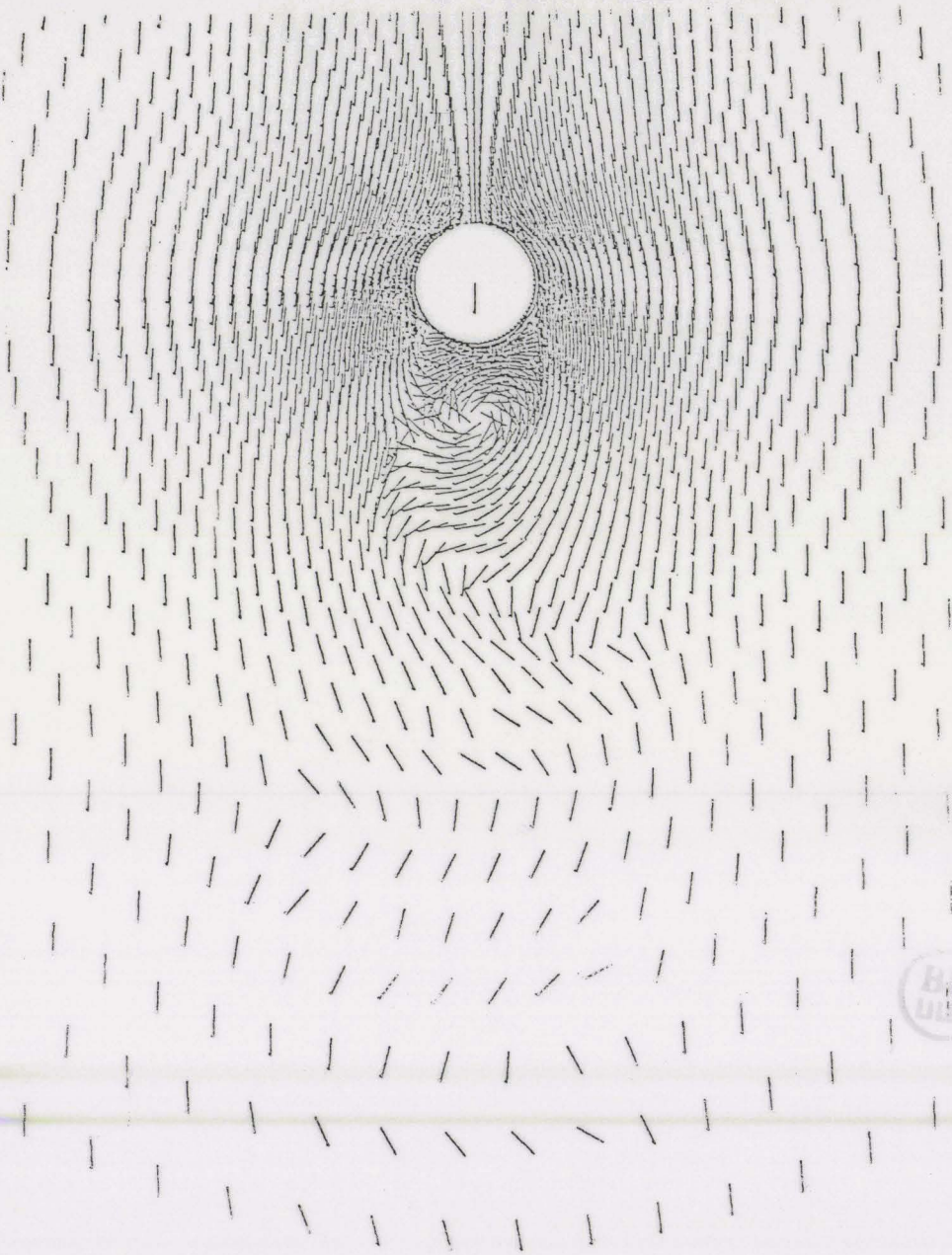
EVOLUTION DE L'ECARTEMENT TRANSVERSAL DES  
TOURBILLONS DANS LE SILLAGE





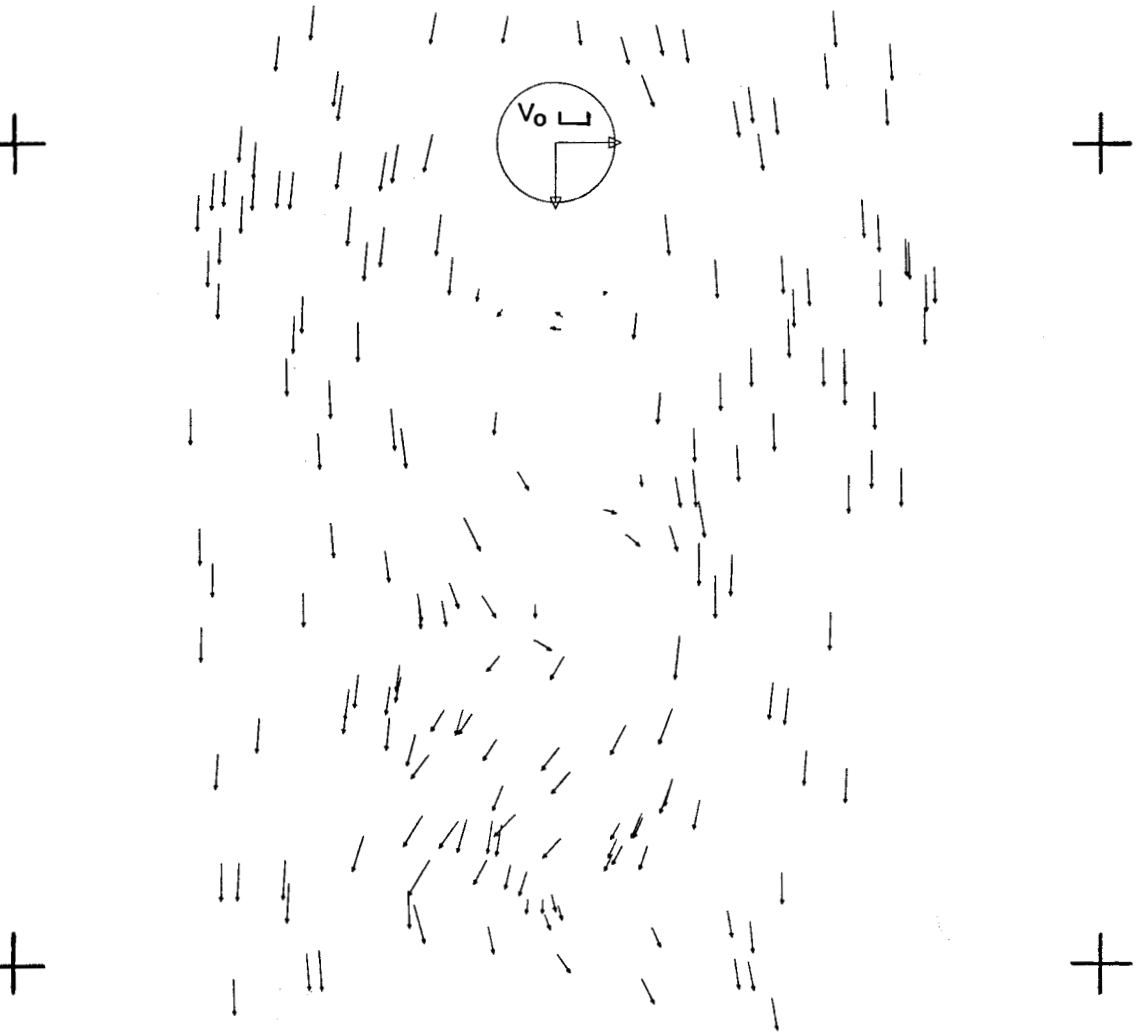
EVOLUTION DE L'ECARTEMENT TRANSVERSAL DES  
TOURBILLONS DANS LE SILLAGE





BU  
URE

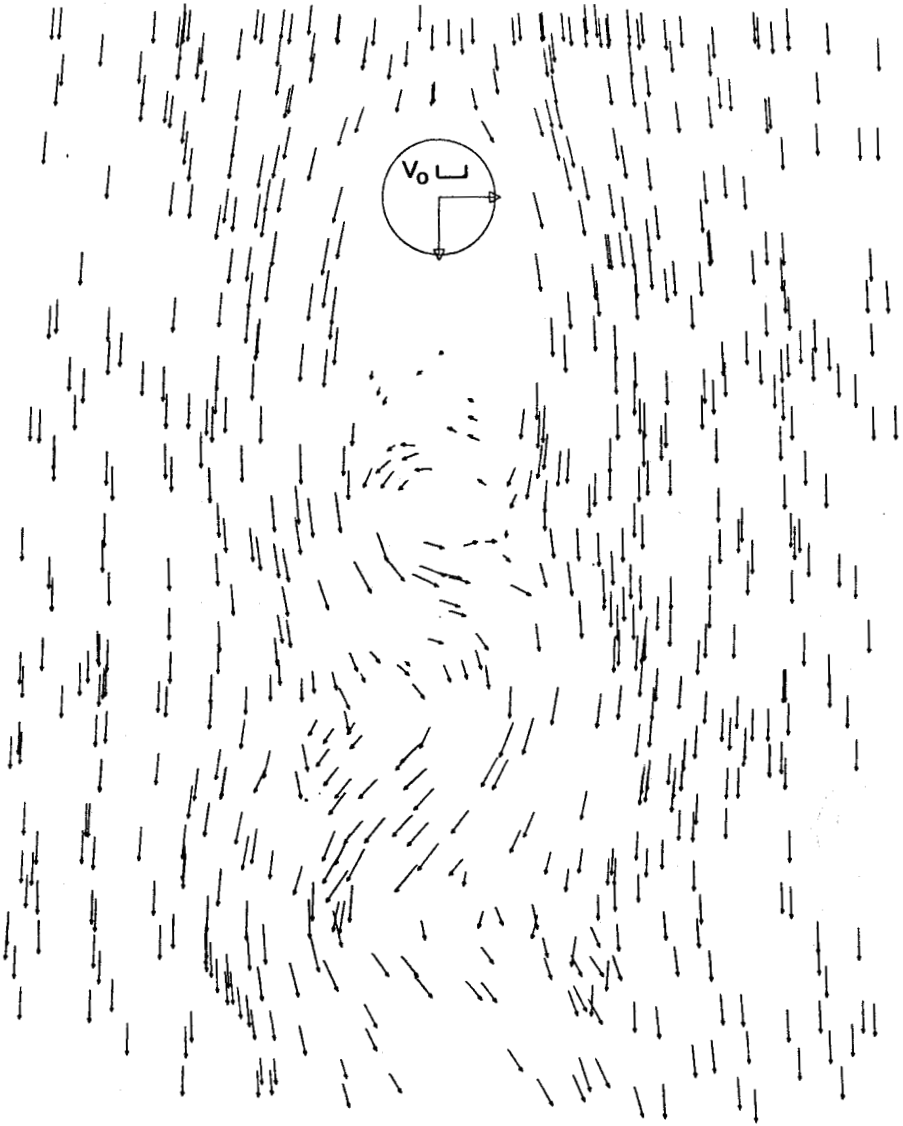
Re = 210



Z = 0 +/- 2 CM

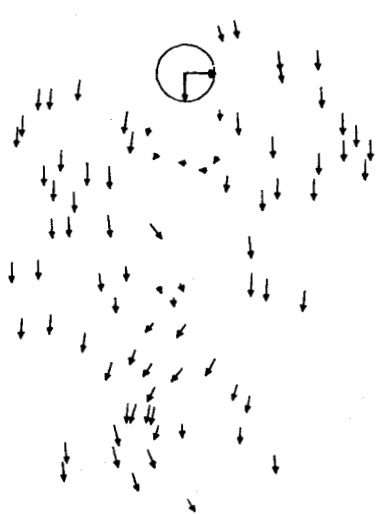
FIGURE 73 CHAMP DES VITESSES INSTANTANÉES  
AUTOUR DU CYLINDRE

Re = 500



$Z = 0 \pm 1,5 \text{ CM}$

FIGURE 74 CHAMP DES VITESSES INSTANTANÉES  
AUTOUR DU CYLINDRE



$Z = -2 \pm 1 \text{ CM}$



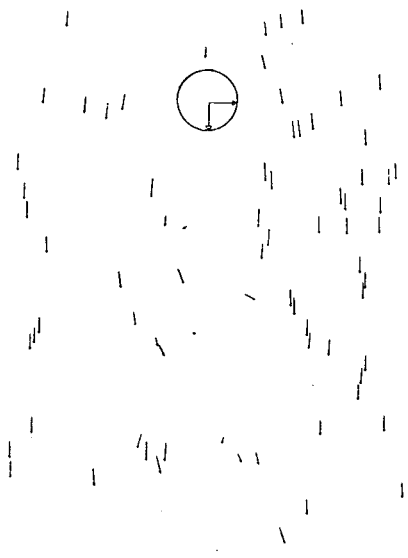
$Z = 0 \pm 1 \text{ CM}$

$V_0 \perp$

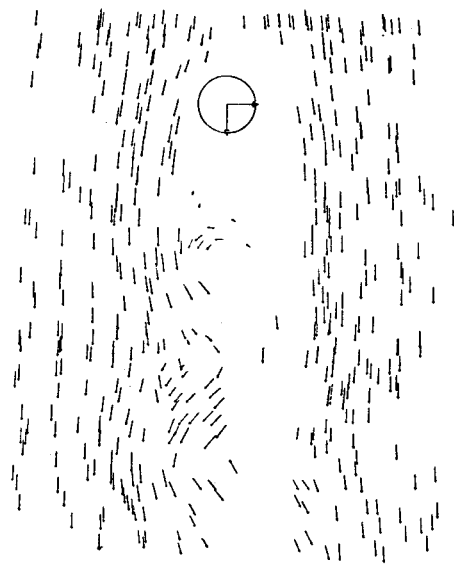


$Z = +2 \pm 1 \text{ CM}$

FIGURE 75 CHAMPS DES VITESSES INSTANTANÉES A  $Re=210$   
 POUR DIFFÉRENTES TRANCHES



Z= -1 +/-0.5 CM



Z= 0 +/-0.5 CM

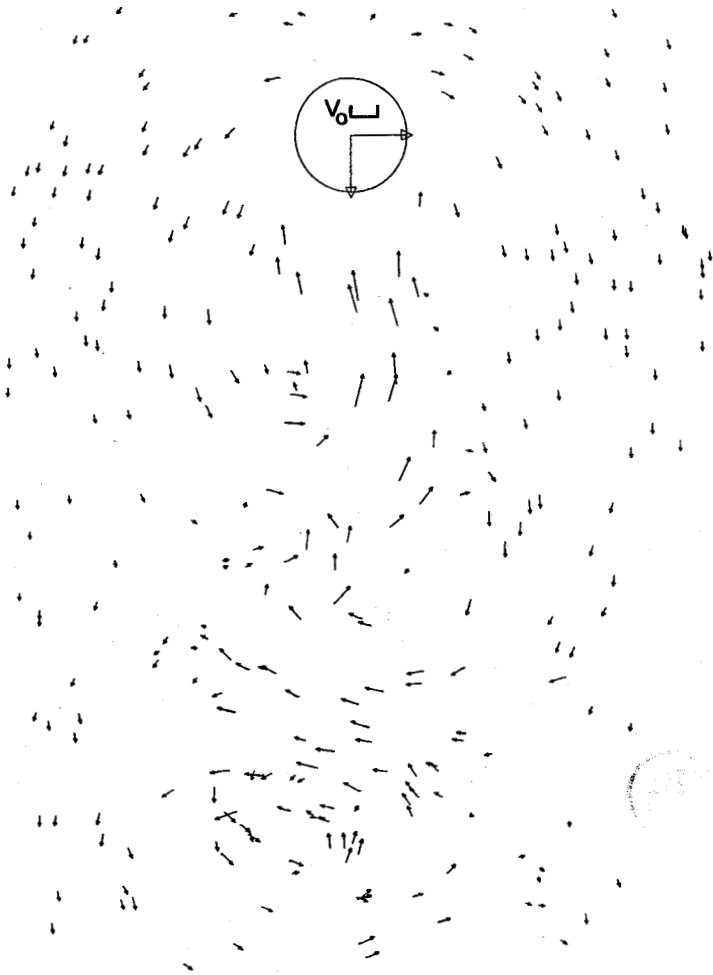
$V_0 \sqcup$



Z= +1 +/-0.5 CM

FIGURE 76 CHAMPS DES VITESSES INSTANTANÉES A  $Re=500$   
POUR DIFFÉRENTES TRANCHES

Re=210



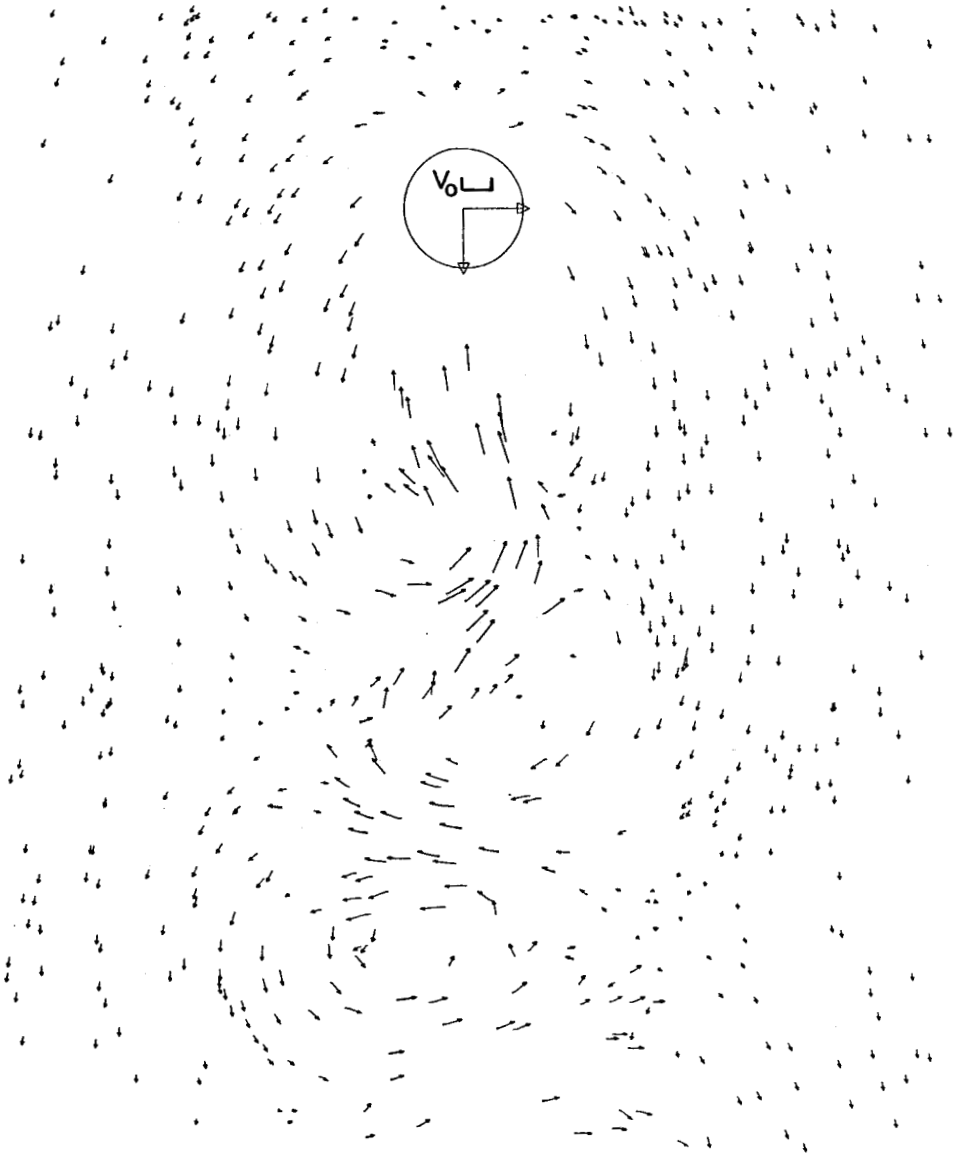
Z= 0 +/-4 CM

Vc/Vo= 0,92

FIGURE 77 CHAMP DES VITESSES INSTANTANEEES RELATIVES



Re=500



Z= 0 +/- 1,5 CM

$V_c/V_0=0,83$



FIGURE 78 CHAMP DES VITESSES INSTANTANÉES RELATIVE

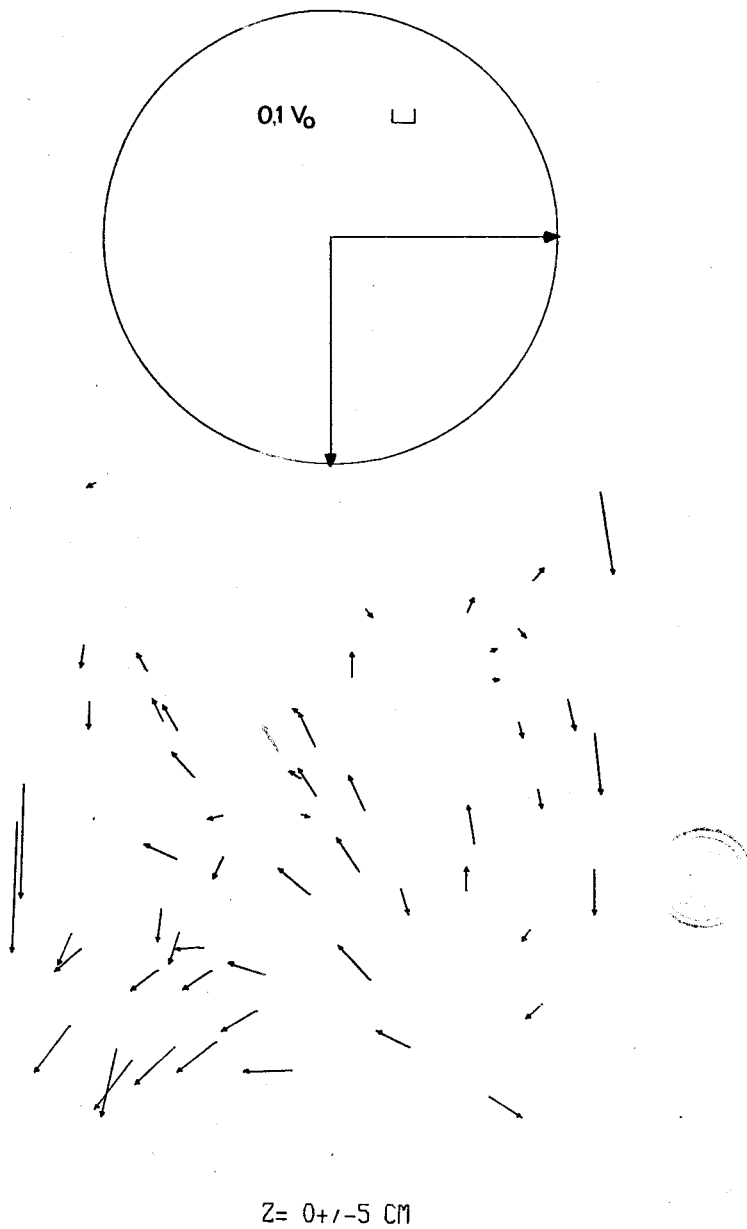
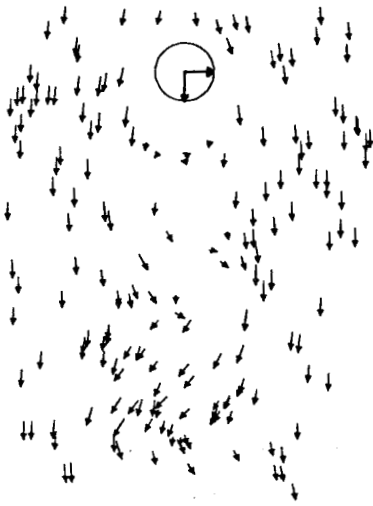
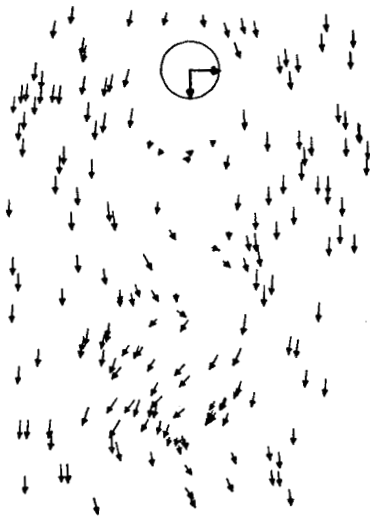


FIGURE 79 . CHAMP DES VITESSES INSTANTANÉES  
DANS LE PROCHE SILLAGE A  $Re=500$



a. IMPULSIONS 1-2  
 $\Delta T = 30 \text{ MS}$



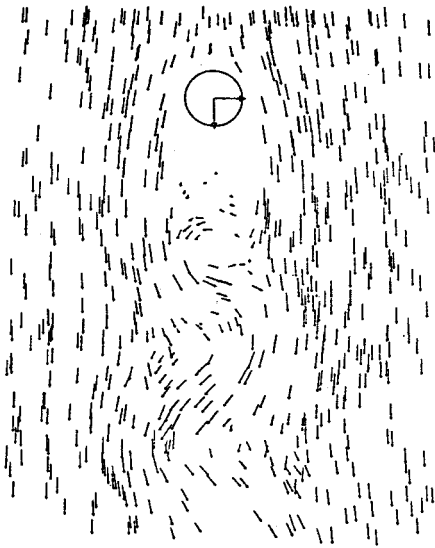
b. IMPULSIONS 2-3  
 $\Delta T = 30 \text{ MS}$

$V_0 \perp$   
 $Z = 0 \text{ +/- } 2 \text{ CM}$



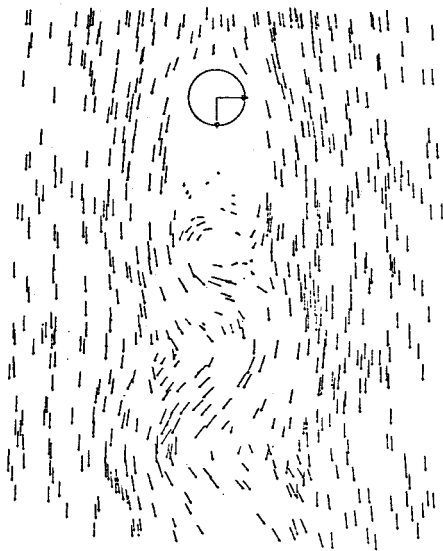
c. IMPULSIONS 3-4  
 $\Delta T = 30 \text{ MS}$

FIGURE 80 CHAMPS DES VITESSES INSTANTANÉES OBTENUS  
 ENTRE LES DIFFÉRENTES IMPULSIONS LASER A  $Re=210$



a. IMPULSIONS 1-2

$\Delta T = 10 \text{ MS}$



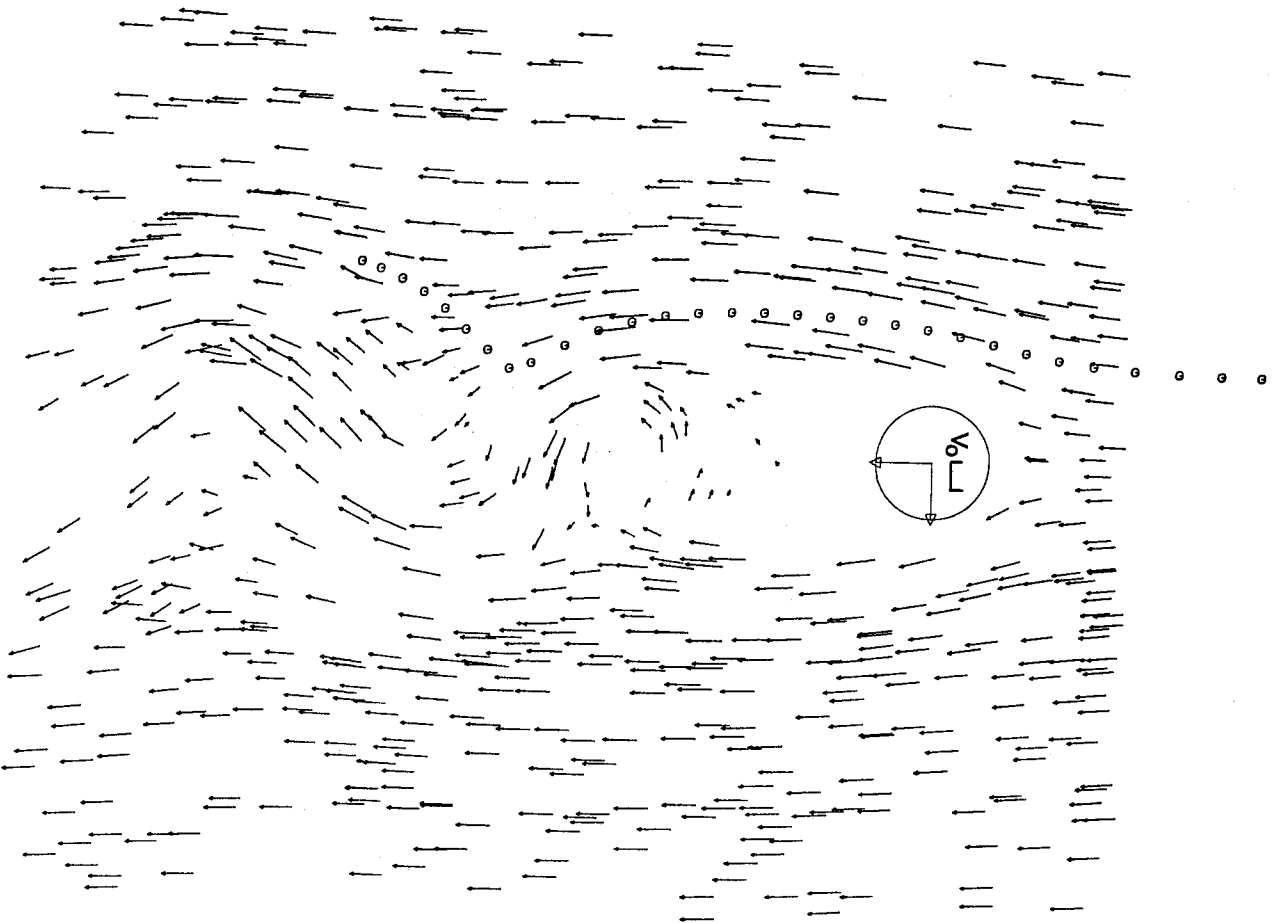
b. IMPULSIONS 2-3

$\Delta T = 15 \text{ MS}$

$V_0 \mu$

$Z = 0 \pm 1,5 \text{ CM}$

FIGURE 81 - CHAMPS DES VITESSES INSTANTANÉES OBTENUS ENTRE LES DIFFÉRENTES IMPULSIONS LASER A  $Re=500$



$Z = 0 \pm 1,5 \text{ CM}$

FIGURE 82 CHAMP DES VITESSES INSTANTANÉES A  $Re=500$   
AVEC LE RELEVÉ DU FILET DE COLORANT

Re= 500



FIGURE 83

Re= 210

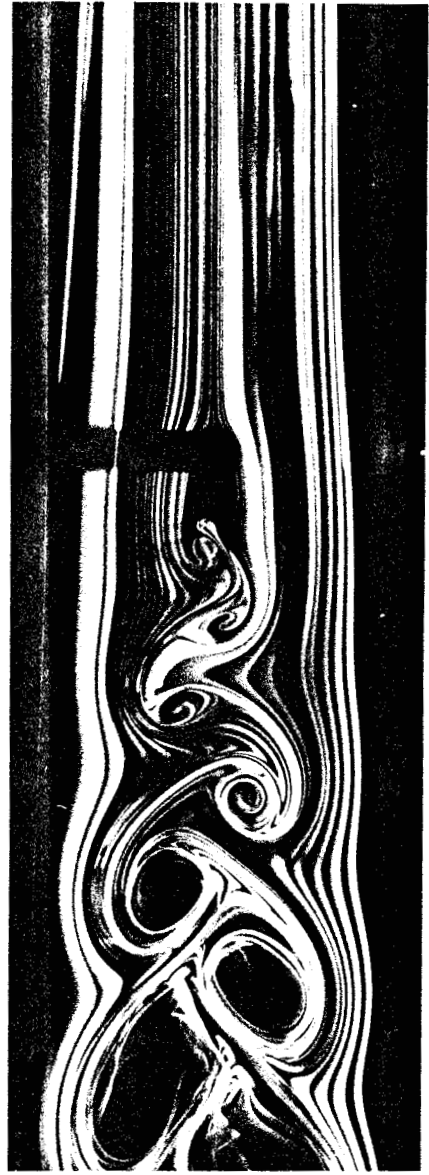


FIGURE 84

PHOTOGRAPHIES CORRESPONDANT AUX CHAMPS DE VITESSE

Re=210

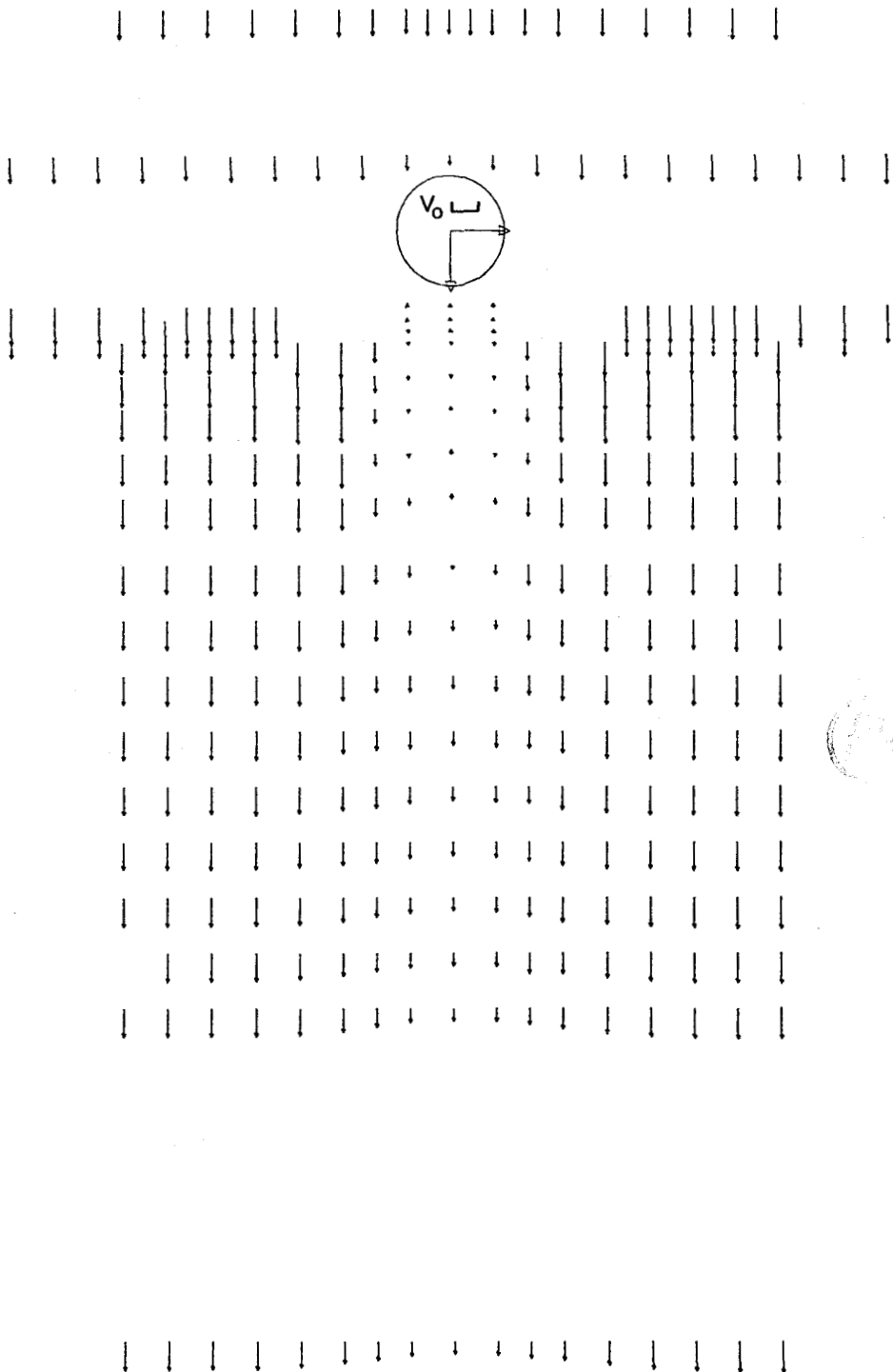


FIGURE 85 CHAMP DES VITESSES MOYENNES LONGITUDINALES

Re=210

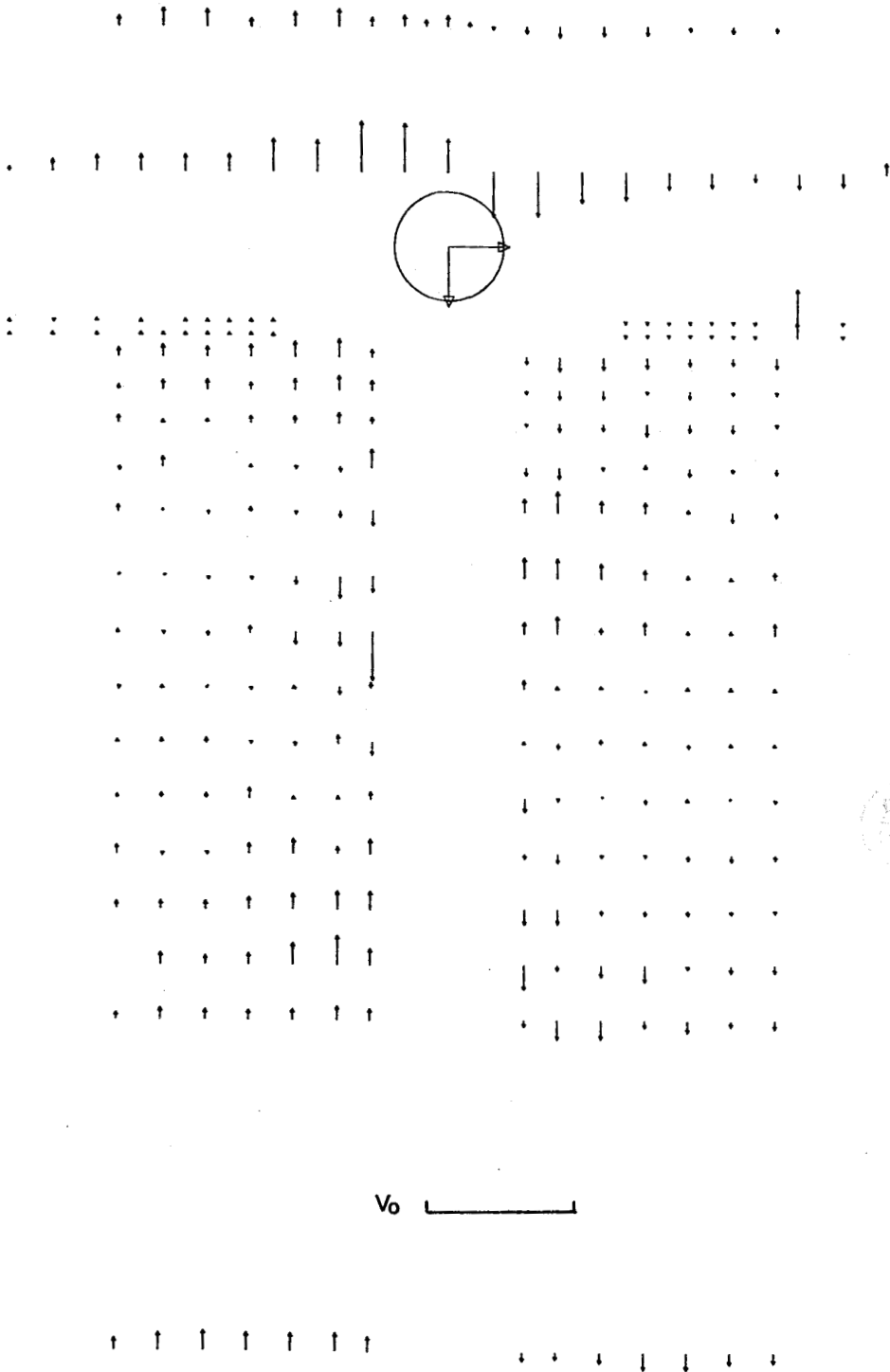


FIGURE 86 CHAMP DES VITESSES MOYENNES TRANSVERSALES



Re = 500

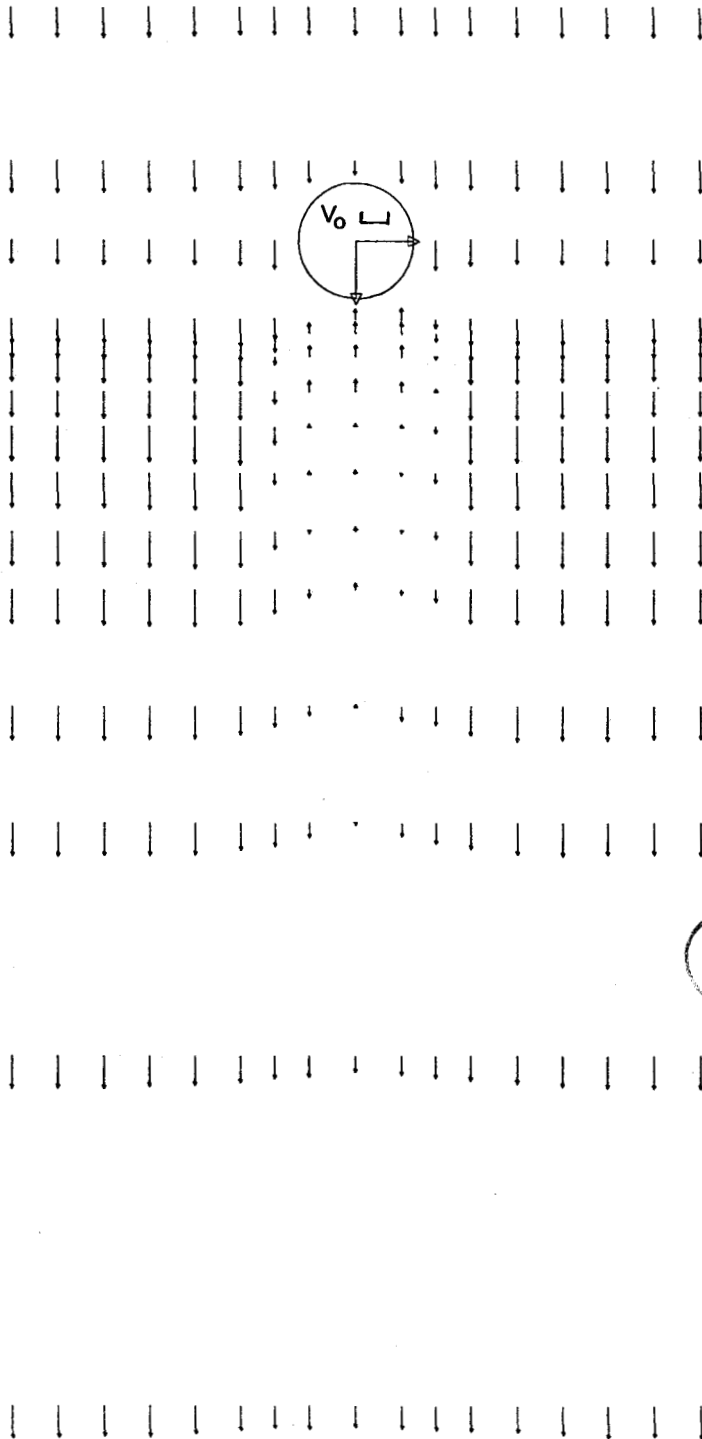
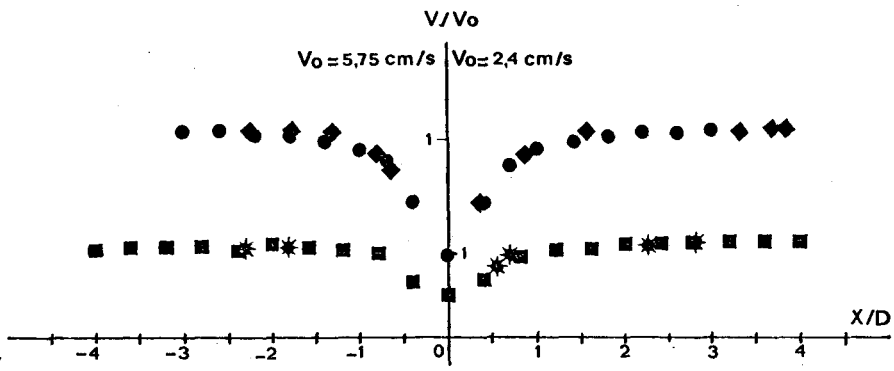


FIGURE 87 CHAMP DES VITESSES MOYENNES LONGITUDINALES





LES ECHELLES SONT IDENTIQUES POUR  $Re=210$  ET  $500$  ET LES DEUX UNITES  $V/V_0$  SONT FOURNIES POUR LES DEUX VALEURS DE  $V_0$

\*  $V_{inst}$   $Re=210$        $Y/D = -0,7$        $\blacklozenge$   $V_{inst}$   $Re=500$   
 ■  $V_{moy}$   $Re=210$        $\bullet$   $V_{moy}$   $Re=500$

FIGURE 90 PROFILS DES VITESSES LONGITUDINALES MOYENNES ET INSTANTANEEES EN AMONT DU CYLINDRE

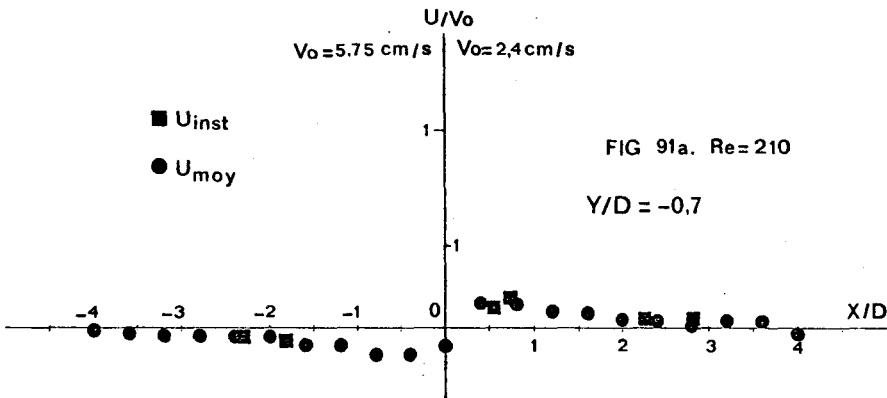


FIG 91a.  $Re=210$

$Y/D = -0,7$

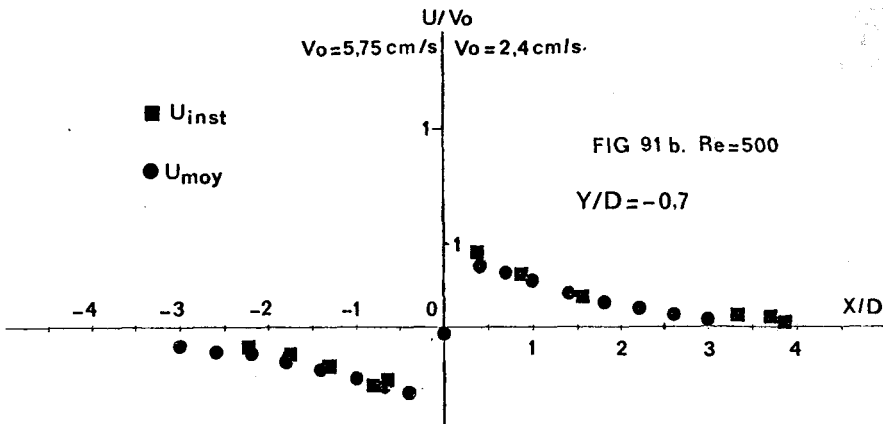


FIG 91 b.  $Re=500$

$Y/D = -0,7$

FIGURE 91 PROFILS DES VITESSES TRANSVERSALES MOYENNES ET INSTANTANEEES EN AMONT DU CYLINDRE

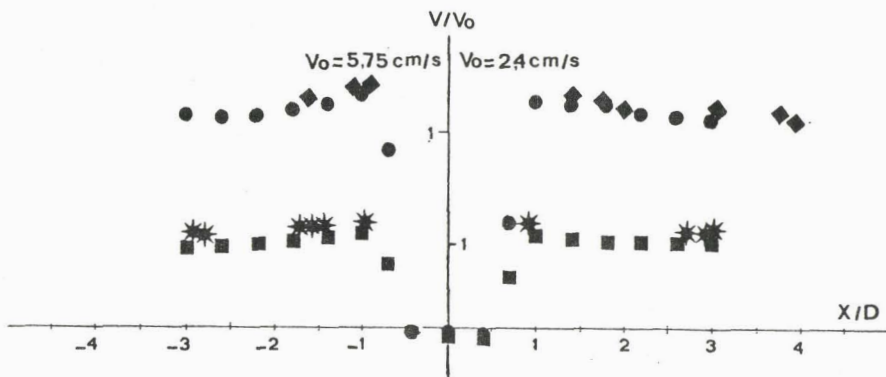


FIGURE 92 IDEM FIG 90 POUR  $Y/D = +0.7$  (AVAL)

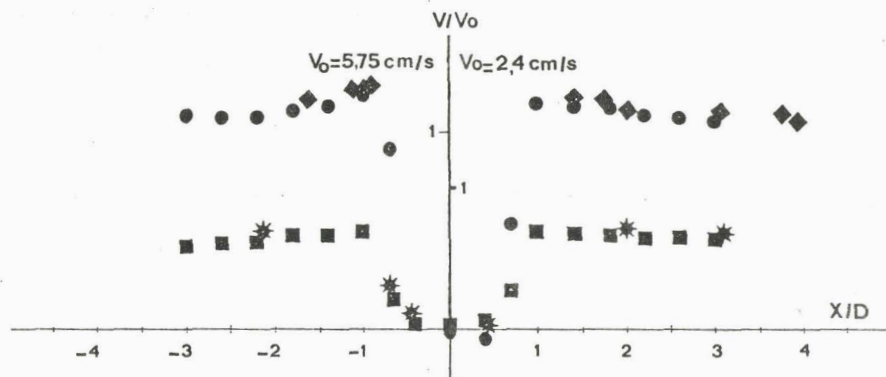


FIGURE 93 IDEM FIG 90 POUR  $Y/D = +1.3$

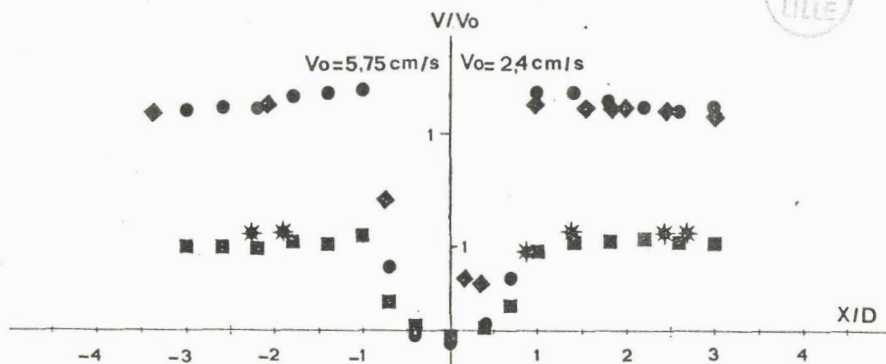


FIGURE 94 IDEM FIG 90 POUR  $Y/D = +2.0$



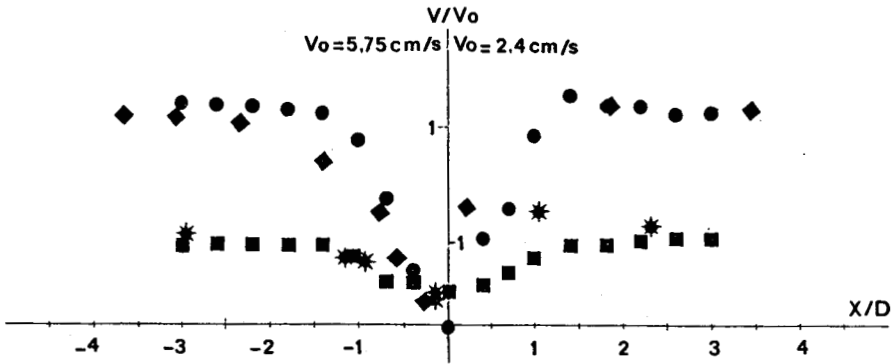


FIGURE 95 IDEM FIG 90 POUR  $Y/D = +4.0$

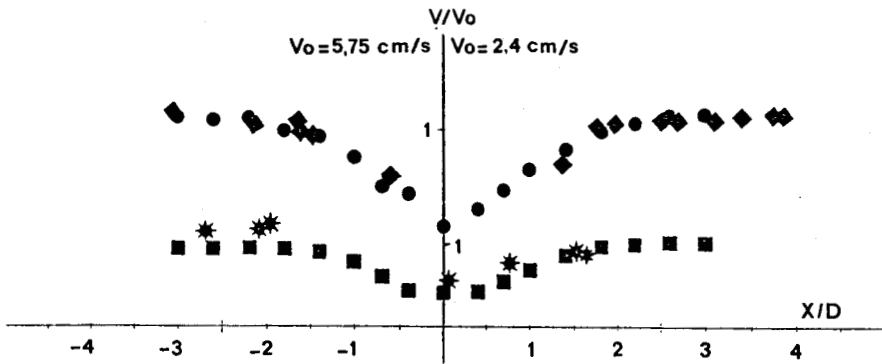


FIGURE 96 IDEM FIG 90 POUR  $Y/D = +7.0$

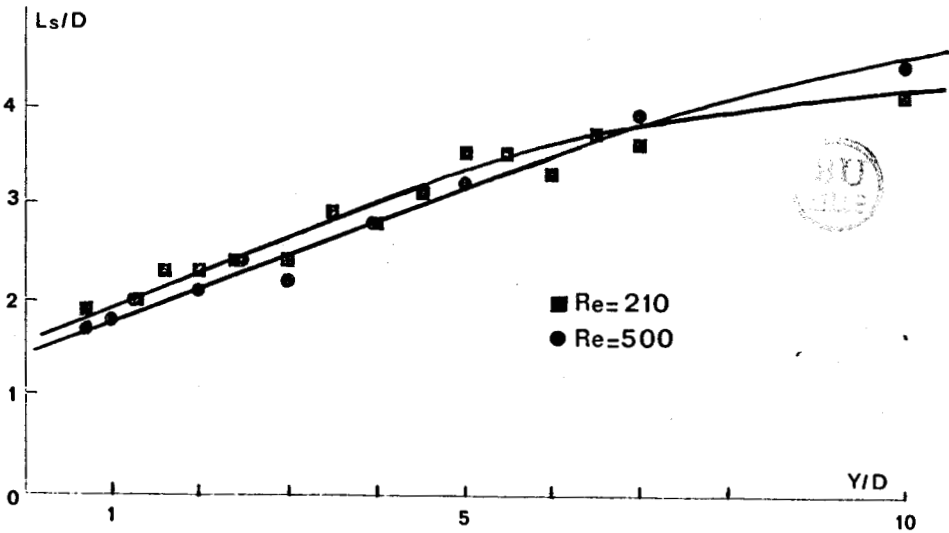
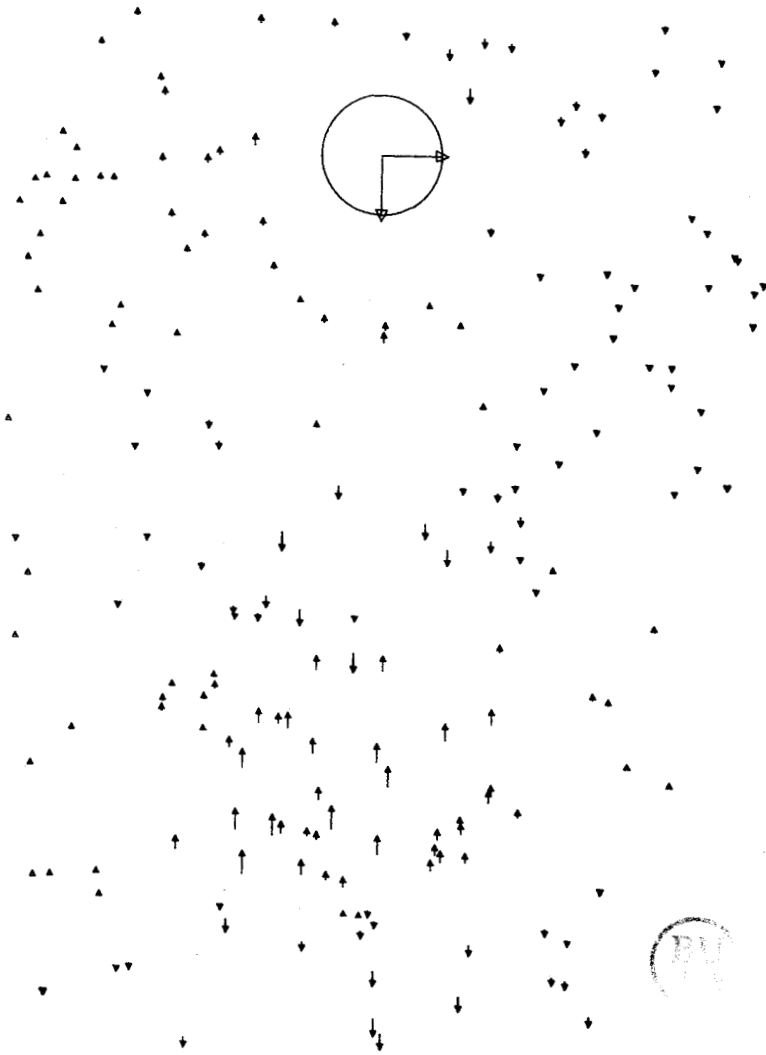


FIGURE 97 EVOLUTION DE LA LARGEUR DU SILLAGE  
VERS L'AVANT

Re = 210

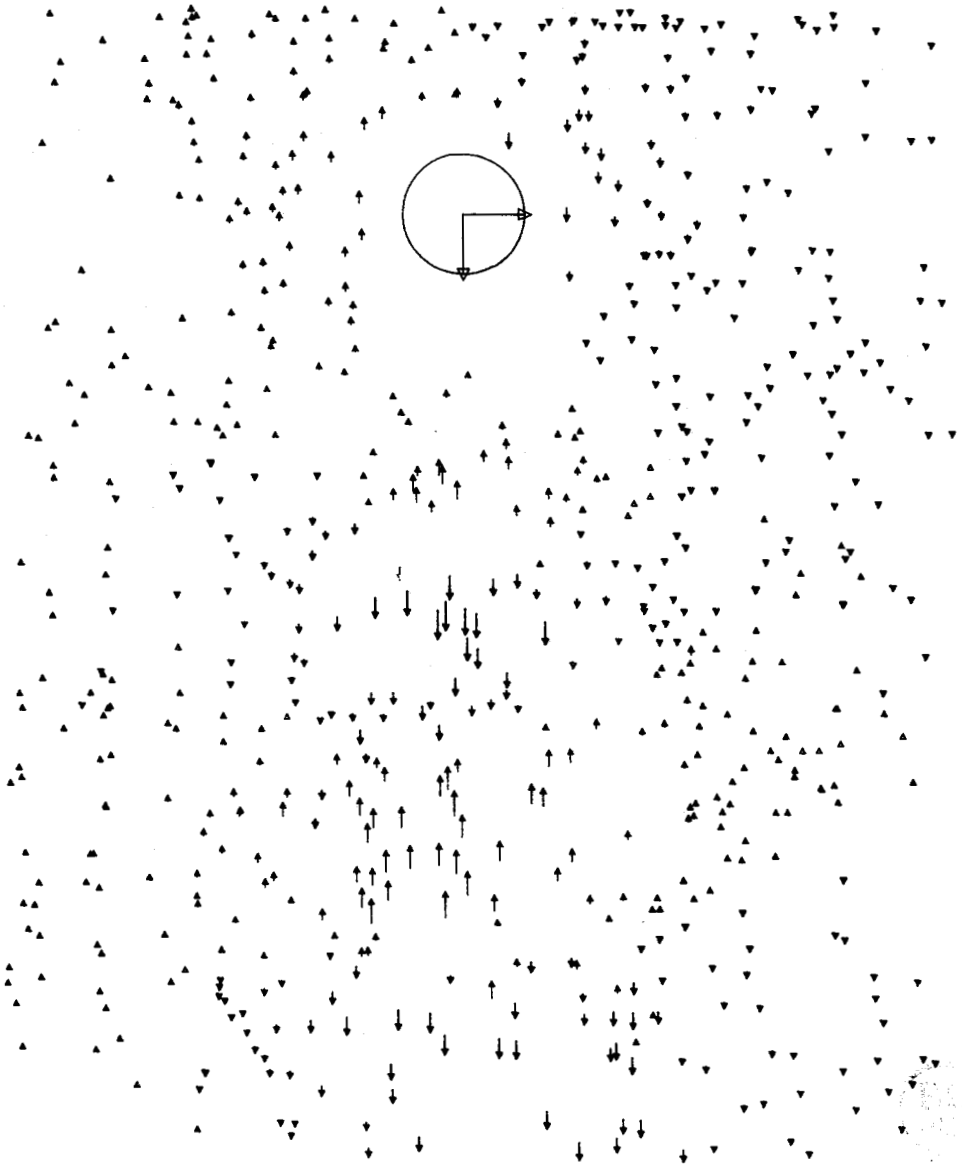


$Z = 0 \pm 2 \text{ cm}$   
 $V_0 = 2,4 \text{ cm/s}$



FIGURE 98 COMPOSANTE TRANSVERSALE INSTANTANEE

Re= 500



$Z = 0 \pm 1,5 \text{ cm}$

$V_0 = 5,75 \text{ cm/s}$   $\square$

FIGURE 99 COMPOSANTE TRANSVERSALE INSTANTANEE

## PLANCHES

PLANCHES 1 A 6 Visualisations en coupe de l'écoulement autour du cylindre pour  $Re=140, 210, 270, 340, 400$  et  $500$ .

PLANCHE 7 Visualisations en plan d'un filet coloré pour  $Re=140, 210, 270, 340, 400$  et  $500$ .

PLANCHE 8 Visualisations en plan d'un rideau de colorant pour  $Re=140, 210, 270, 340, 400$  et  $500$ .

PLANCHE 9 Photos 1, 2 et 3: visualisations en coupe pour  $Re=500$ .

Photo 4: visualisation en plan pour  $Re=500$ .



Re=140

1



2



3



$\Delta T = 0,32 \text{ s}$

PLANCHE 1 VISUALISATIONS EN COUPE DE L'ECOULEMENT

Re = 140

4



5



6



Re=210

1



2



3



$\Delta T = 0,32s$

Re=210



Re=270

1



2



BU  
UR

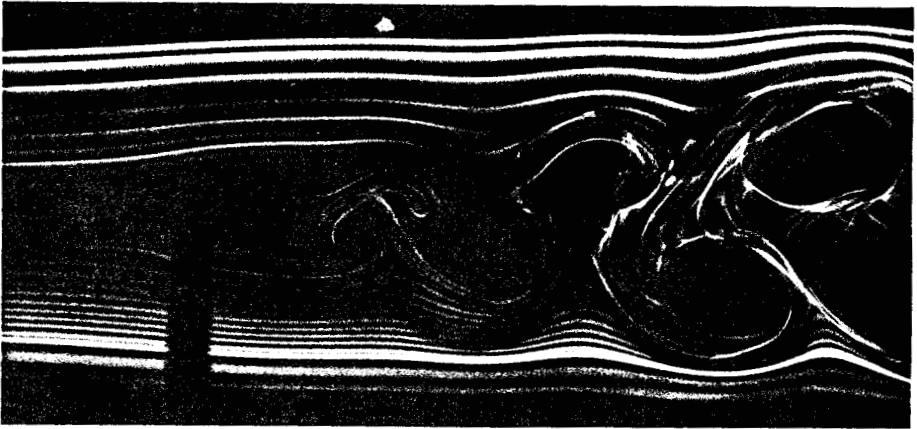
3



$\Delta T = 0.32s$

PLANCHE 3 VISUALISATIONS EN COUPE DE L'ECOULEMENT

Re=270



Re=340

1



2



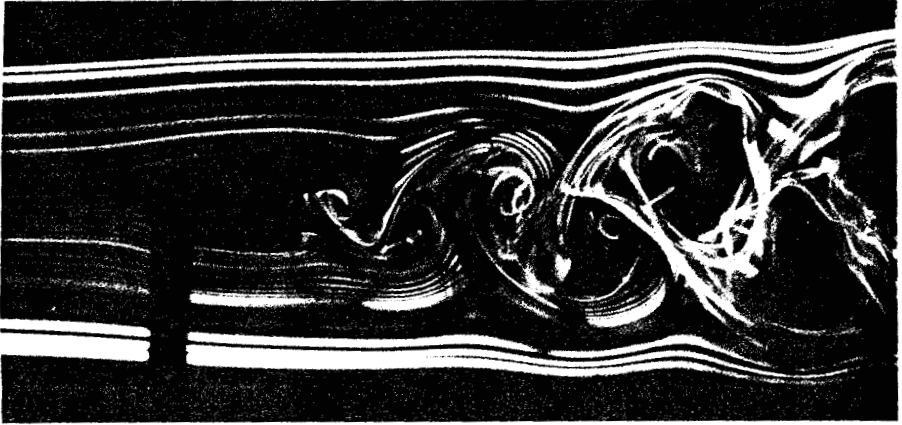
3



$\Delta T = 0.32s$

PLANCHE 4 VISUALISATIONS EN COUPE DE L'ÉCOULEMENT

4



5



6





Re=400

1



2



3



$\Delta T = 0,32s$

Re=400

4



5



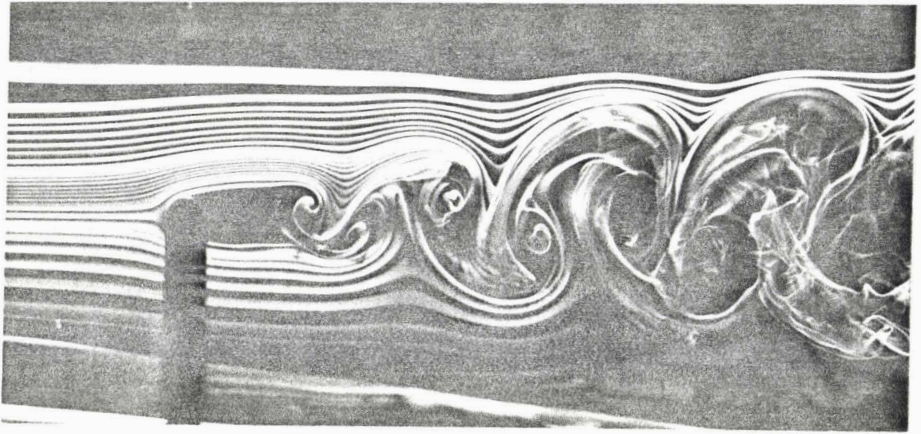
6



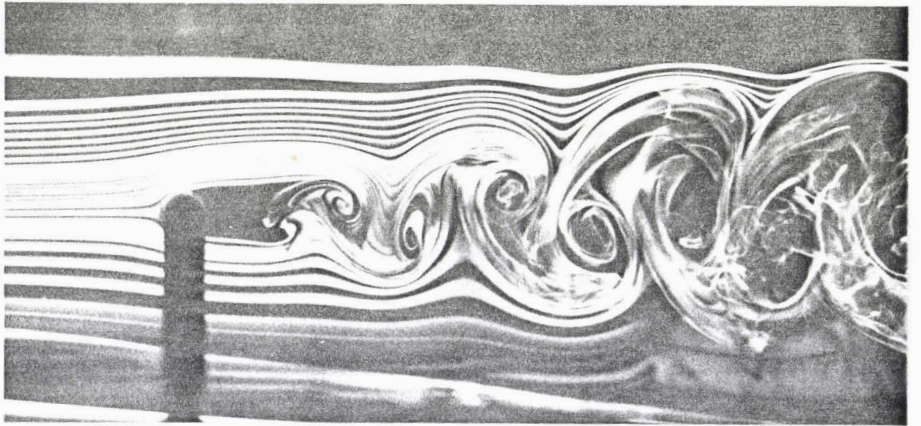
PLANCHE 5 BIS

Re=500

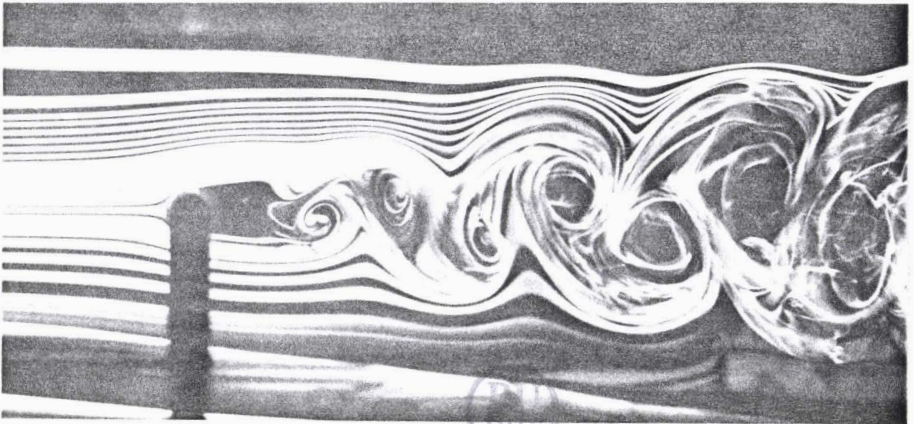
1



2



3



$\Delta T = 0,32s$

Re=500

4



5



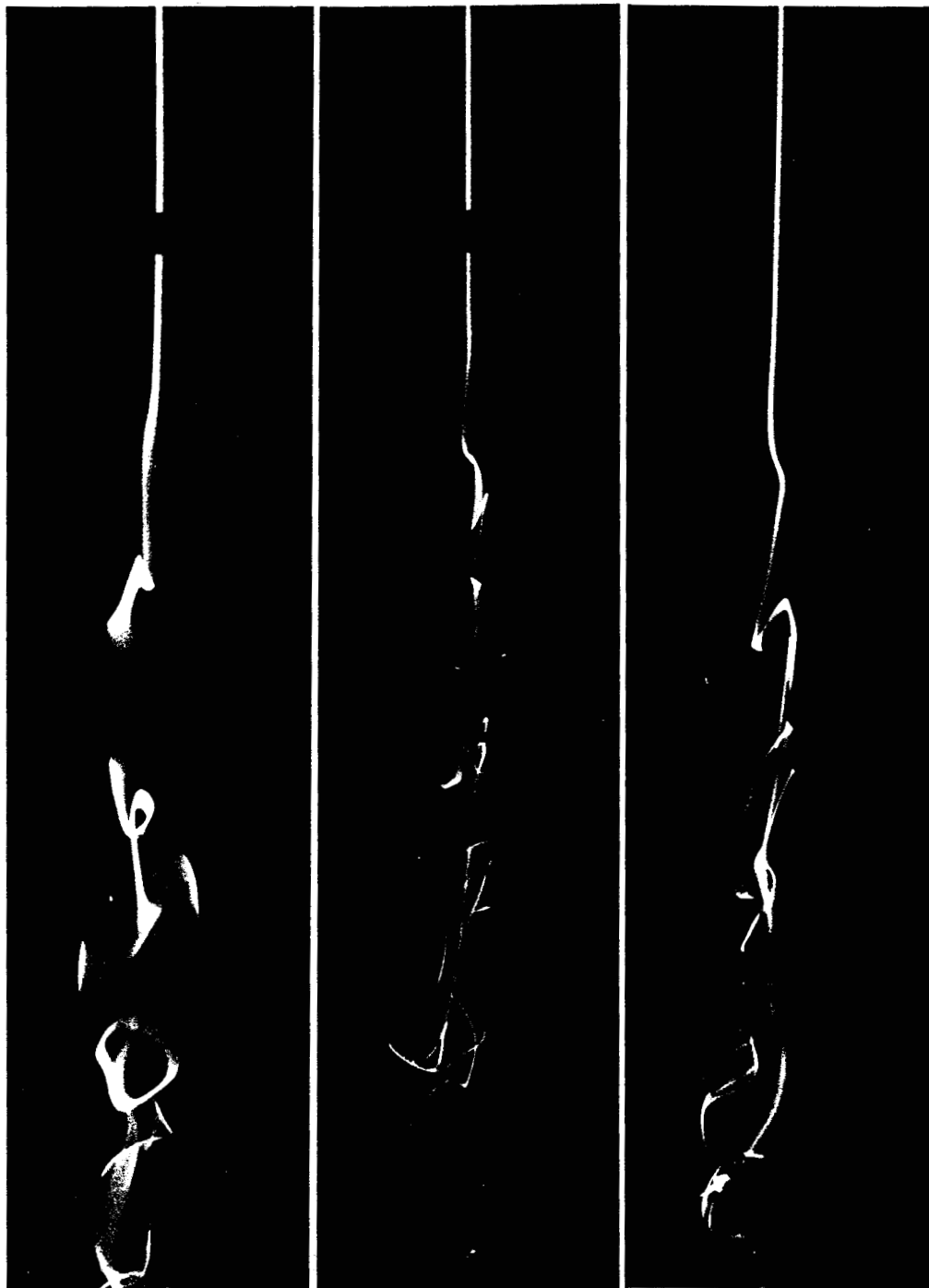
6



Re=140

Re=210

Re=270



1

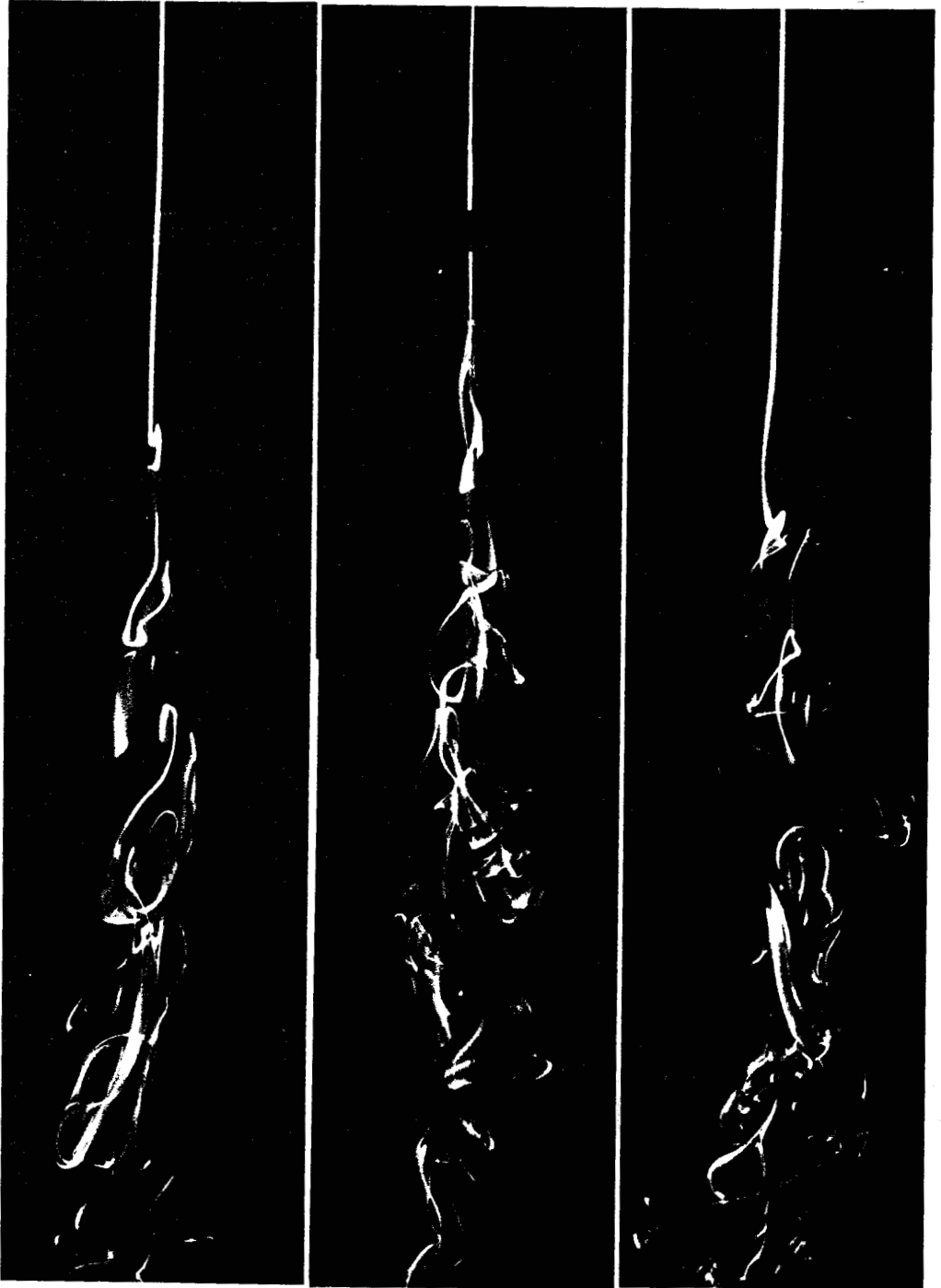
2

3

Re=340

Re=400

Re=500



4

5

6

Re=210

Re=270



1

2

PLANCHE 8 VISUALISATIONS EN PLAN

Re=340

Re=500

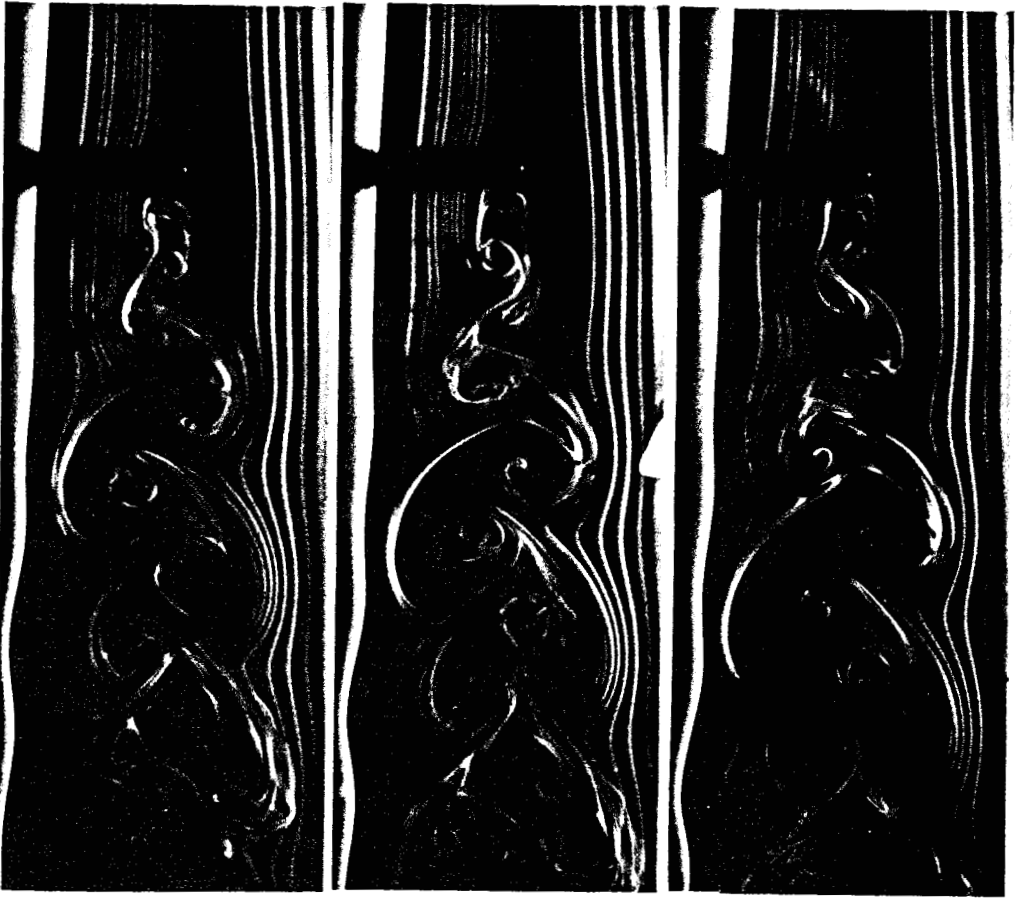


3



4





1

2

3

Re=500

$\Delta T=0,325$



4

Re=500

## RESUME

L'écoulement instationnaire autour d'un cylindre circulaire immobile, placé perpendiculairement à un écoulement uniforme, est étudié expérimentalement pour des nombres de Reynolds variant de 140 à 500. L'installation utilisée est un tunnel hydrodynamique à veine verticale, fonctionnant par rafales. Des visualisations sont présentées pour les différents nombres de Reynolds; pour  $Re=210$  et 500, des mesures sont effectuées dans le sillage par anémométrie laser, et par une méthode holographique permettant de reconstituer le champ des vitesses instantanées de l'écoulement. Ces résultats sont ensuite comparés à des champs de vitesses obtenus numériquement par d'autres chercheurs, pour des nombres de Reynolds voisins.

