



## VÉLOCIMÈTRE A LASER

par B. DESSUS, P. NAPIE  
et L. PERNEKER

E.D.F., Direction des Etudes et Recherches

La mesure des vitesses d'écoulements turbulents fait l'objet, depuis de nombreuses années, d'études tant théoriques qu'expérimentales. Le problème consiste à mesurer la vitesse instantanée d'un fluide en un point déterminé.

Jusqu'à l'apparition des méthodes optiques, seule la méthode du fil chaud, fondée sur la mesure de la variation d'une résistance en fonction de la température, a été employée avec succès. Cette méthode présente cependant certains inconvénients. Tout d'abord, la présence d'une sonde dans l'écoulement peut perturber cet écoulement. D'autre part, la sonde, nécessairement de petites dimensions pour assurer la ponctualité de la mesure, est très fragile. Enfin, l'étalonnage de ce type d'appareil n'est pas stable; il dépend en particulier de la température et de la pureté du fluide.

Une revue d'ensemble des différents moyens qu'offrait l'optique a montré, dès 1964, que la méthode la plus prometteuse était l'exploitation de l'effet Doppler qui affecte la lumière diffusée par une particule en suspension dans le fluide en mouvement [1]. Cet effet Doppler se traduit sous la forme d'un décalage de la fréquence de l'onde diffusée par rapport à la fréquence de l'onde incidente.

Pour mettre en évidence une faible différence de fréquence entre deux ondes lumineuses, il faut disposer d'une source monochromatique. C'est en effet la largeur de raie de la radiation incidente qui fixera la plus faible différence de fréquence détectable entre l'onde incidente et l'onde diffusée. D'autre part, le souci d'obtenir une mesure ponctuelle de la vitesse du fluide conduit à rechercher une source lumineuse de très faible divergence. Enfin, pour obtenir une intensité lumineuse diffusée suffisante, il est nécessaire de

concentrer une énergie relativement importante au point de mesure.

Ce sont ces trois considérations qui ont conduit au choix d'un laser comme source de lumière. Les lasers possèdent, en effet, les trois propriétés que nous venons de mentionner :

- monochromaticité (largeur de raie de l'ordre de  $10^{-2} \text{ \AA}^\circ$ );
- faible divergence ( $10^{-3}$  radians);
- possibilité de concentrer une énergie importante dans un faible volume.

Depuis 1964, de nombreuses améliorations ont été apportées qui ont montré, tout d'abord, l'intérêt de cette méthode [2]. D'autre part, les progrès technologiques récents permettent d'envisager l'emploi de lasers dans des appareils industriels.

### Principes physiques mis en œuvre

Rappelons très brièvement le phénomène d'effet Doppler. Considérons une onde lumineuse issue d'un laser qui heurte une particule P diffusante en suspension dans un fluide animé d'une vitesse  $\vec{V}$  (fig. 1). La fréquence  $f_{\text{diff}}$  de la lumière diffusée par cette particule a pour expression :

$$f_{\text{diff}} = f_i + \frac{1}{\lambda_i} (\vec{e}_{\text{diff}} - \vec{e}_i) \cdot \vec{V}$$

où :

$\lambda_i$  est la longueur d'onde incidente;

$f_i$  est la fréquence de l'onde incidente;

$\vec{e}_{\text{diff}}$  et  $\vec{e}_i$  sont les vecteurs unitaires respectifs de la lumière diffusée dans une direction donnée et de la lumière incidente.

Si par une technique d'hétérodynage optique nous mélangeons sur un photodétecteur les ondes de fréquence  $f_i$  et  $f_{\text{diff}}$  nous obtiendrons un battement de fréquence de ces deux ondes  $f_D$  tel que :

$$f_D = f_{\text{diff}} - f_i = \frac{1}{\lambda_i} (\vec{e}_{\text{diff}} - \vec{e}_i) \vec{V}$$

En effet, les photodétecteurs sont sensibles à l'énergie lumineuse donc au carré du champ électromagnétique.

Le signal reçu sur le photodétecteur s'écrira :

$$S = k (E_1 \cos \omega_i + E_2 \cos \omega_{\text{diff}})^2$$

où  $\omega_i$  et  $\omega_{\text{diff}}$  sont les pulsations associées aux fréquences  $f_i$  et  $f_{\text{diff}}$ .

S peut s'écrire encore :

$$S = k \left[ \frac{E_1^2}{2} + \frac{E_2^2}{2} + E_1 E_2 \cos (\omega_i - \omega_{\text{diff}}) \right]$$

+ des termes en  $(\omega_i + \omega_{\text{diff}})$  et  $2\omega_i$ ,  $2\omega_{\text{diff}}$

A la sortie du photodétecteur on reçoit un signal de tension à la fréquence  $f_D = f_i - f_{\text{diff}}$  superposé à une composante continue. Les composantes de fréquences  $2f_i$ ,  $2f_{\text{diff}}$  et  $(f_i + f_{\text{diff}})$  ne sont pas détectées; ces fréquences sont beaucoup trop élevées. On mettra ainsi en évidence la fréquence  $f_D$ .

Cette fréquence peut s'écrire :

$$f_D = \frac{1}{\lambda_i} (\vec{e}_{\text{diff}} - \vec{e}_i) \vec{V} = \frac{1}{\lambda_i} 2 \sin \frac{\theta}{2} V_x \quad (1)$$

où :

$\theta$  est l'angle d'observation de l'onde diffusée avec l'onde incidente,

$V_x$  est la composante de la vitesse du fluide dans la direction  $\vec{e}_{\text{diff}} - \vec{e}_i$ . Cette direction est la bissectrice extérieure de l'angle  $\theta$ .

Il faut noter que la relation (1) ne donne que la valeur absolue de la vitesse  $V_x$  et non le sens de l'écoulement.

A partir de ce schéma général, on peut envisager plusieurs montages expérimentaux.

Le premier montage, correspondant au raisonnement que nous venons d'établir, peut s'illustrer selon le schéma de la figure 2.

L'onde diffusée dans une direction donnée est mélangée optiquement à l'onde incidente sur le photodétecteur par l'intermédiaire de deux miroirs et d'une lame semi-transparente.

Cette méthode comporte cependant un inconvénient majeur; en effet, l'efficacité du mélange optique sur le photodétecteur dépend du parallélisme des deux fronts d'onde qui atteignent ce photodétecteur. Ce parallélisme doit être conservé à quelques minutes d'arc près. Un tel montage est donc très sensible aux désalignements et aux vibrations.

Le deuxième type de montage, assez généralement utilisé, est illustré par la figure 3.

A partir d'une source laser on crée deux faisceaux indépendants qui viennent se croiser au point de mesure. On peut alors envisager de placer le photodétecteur dans deux

positions, soit sur le trajet d'un des deux faisceaux, soit entre les deux.

Nous allons rapidement examiner les conséquences qui en découlent :

a) Le photodétecteur est placé sur l'axe d'un des faisceaux (position 1 sur la figure 3).

Le récepteur reçoit le faisceau direct et la partie de l'autre faisceau diffusée par la particule. L'alignement est automatiquement réalisé et l'angle  $\theta$  facilement mesurable.

b) Le photodétecteur est placé entre les deux faisceaux (position 2).

Dans ce cas, nous allons mesurer la différence de deux fréquences affectées d'effet Doppler.

En effet, la lumière recueillie par le photodétecteur et diffusée par le premier faisceau a pour fréquence :

$$f_{\text{diff } 1} = f_i + \frac{1}{\lambda_i} (\vec{e}_{\text{diff}} - \vec{e}_1) \vec{V}$$

La lumière recueillie par le photodétecteur et diffusée par le deuxième faisceau a pour fréquence :

$$f_{\text{diff } 2} = f_i + \frac{1}{\lambda_i} (\vec{e}_{\text{diff}} - \vec{e}_2) \vec{V}$$

Le photodétecteur recueille le battement  $f_D$  de ces deux ondes :

$$f_D = \frac{1}{\lambda_i} (\vec{e}_1 - \vec{e}_2) \vec{V}$$

on constate que la fréquence  $f_D$  ne dépend plus de la position du photodétecteur entre les deux faisceaux.

Nous voyons que les deux dernières méthodes présentent l'avantage de ne supposer aucun alignement critique.

Signalons enfin une autre interprétation du phénomène obtenu dans les deux derniers cas [3].

Les faisceaux (1) et (2) se croisent au point focal de la lentille. Il apparaît à ce point des franges alternativement brillantes et sombres dont le pas  $i$  s'écrit :

$$i = \lambda_i / \sin \theta$$

Les particules traversant le volume de mesure passent alternativement devant des zones sombres et lumineuses. Cela provoque une modulation d'amplitude du signal recueilli à la fréquence :

$$f_D = \sin \theta V_x / \lambda_i$$

Cette expression est identique à celle trouvée plus haut (pour  $\theta$  petit).

## Ordres de grandeurs

Examinons très brièvement les différents ordres de grandeurs des paramètres physiques de la méthode.

### Volume de mesure.

Pour rendre la mesure quasi-ponctuelle on est amené à concentrer l'énergie du laser dans un volume aussi réduit que possible. Pratiquement on utilisera une lentille pour faire converger les deux faisceaux au point de mesure (fig. 3).

Cependant, les lois de la diffraction nous limitent dans ce domaine [4]. La limite de diffraction conduit, en effet, à établir un compromis entre les dimensions du volume de

mesure et la focale de la lentille utilisée. Pour une lentille de courte focale et par conséquent un point de mesure proche de la sonde, la tâche focale aura de petites dimensions.

Pour une lentille de longue focale permettant d'éloigner le point de mesure de la sonde, les dimensions du volume de mesure seront plus importantes. On trouvera en annexe 1 l'explication détaillée de ce phénomène.

Pour fixer les idées, supposons la focale de la lentille égale à 40 cm et les deux faisceaux séparés au niveau de la lentille de 2 cm, l'angle  $\theta$  vaut alors  $5.10^{-2}$  radians. Les dimensions transversales et longitudinales du volume de mesure pour la radiation à  $6328 \text{ \AA}$  du laser Helium Néon seront respectivement de 200 microns et 4 mm. Le volume du « point de mesure » sera de  $0,16 \text{ mm}^3$ .

**Facteur d'échelle.**

Nous allons calculer maintenant le facteur d'échelle d'un tel appareil avec les mêmes données :

$$f_D = \frac{1}{\lambda} 2 \sin \frac{\theta}{2} v_x$$

soit pour :

$$\theta = 5.10^{-2} \text{ radians et } \lambda = 6328 \text{ \AA}$$

$$f_D = 790 \text{ Hz/cm/s.}$$

Signalons enfin que la fréquence du laser Hélium Néon à  $6328 \text{ \AA}$  est de l'ordre de  $5.10^{14}$  hertz.

**Caractéristiques du signal obtenu**

**Signal Doppler.**

Le milieu diffusant constitué par les particules incluses dans un fluide ne peut être considéré comme continu; c'est une distribution aléatoire des particules. Chaque particule diffusante passant au point de mesure provoque une variation de fréquence de la lumière diffusée. Le signal observé par mélange avec l'onde de référence représente donc la superposition aléatoire de signaux de phases quelconques provoqués par chaque particule.

Examinons le cas d'une seule particule traversant le volume de mesure. Le signal Doppler apparaît comme une modulation d'amplitude superposée au signal provoqué par le passage de la particule dans le volume de mesure.

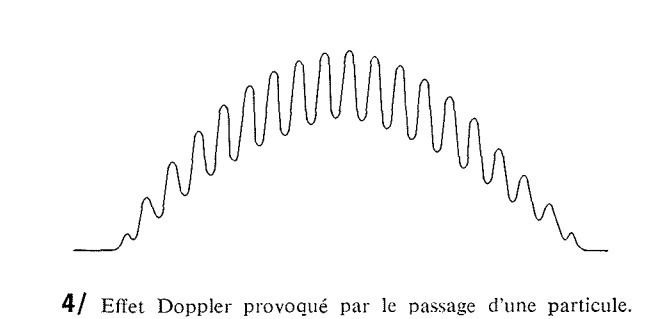
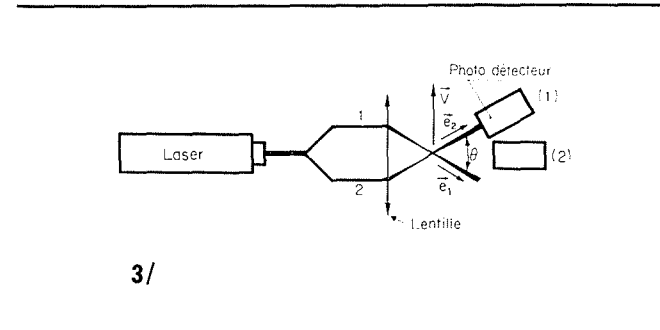
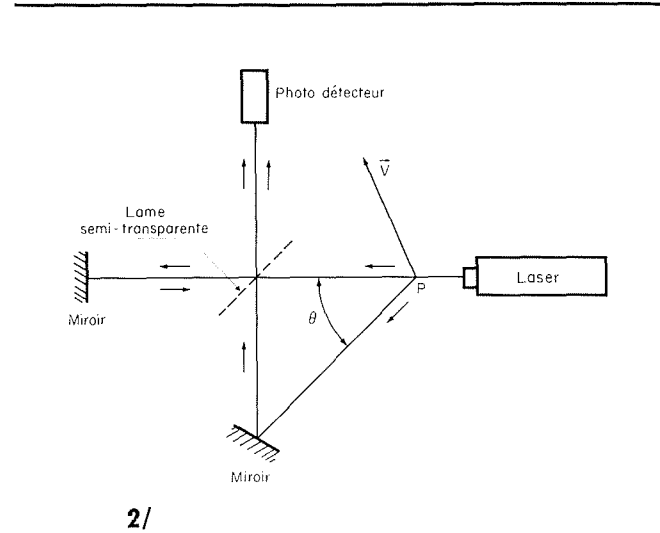
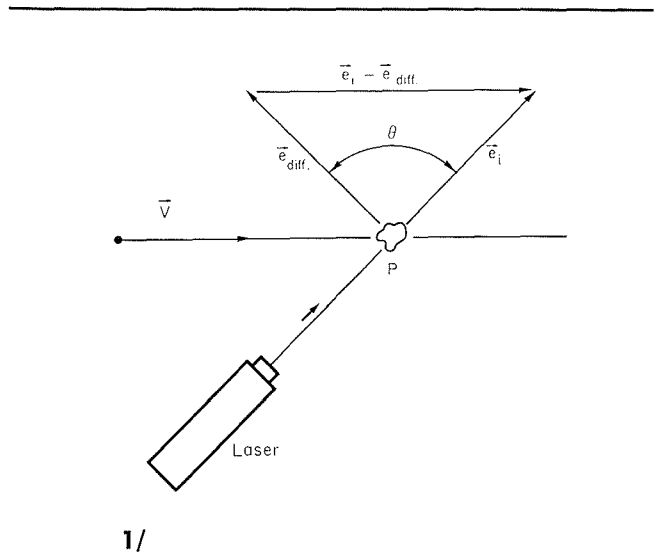
La distribution d'énergie de la tâche laser a l'allure d'une gaussienne. Le passage de la particule au point de mesure provoque donc une variation gaussienne de l'amplitude recueillie par le photodétecteur. Le signal Doppler est superposé à ce signal (fig. 4).

La suppression par filtrage électronique de l'enveloppe de ce signal permet d'obtenir un signal dont l'aspect est donné par la figure 5. Pour des particules diffusantes de diamètre donné, la valeur crête et la fréquence du signal Doppler dépendent de la trajectoire de la particule.

L'amplitude maximale s'obtient quand la particule passe exactement au point focal du système.

L'amplitude du signal obtenu dépend du point de passage de la particule, sa fréquence de la vitesse de cette particule.

On peut par conséquent réduire artificiellement le volume de mesure en ne s'intéressant qu'aux signaux d'amplitude



supérieure à un seuil. Un traitement électronique [5] permet d'obtenir ce résultat.

La figure 6 illustre l'amélioration de la résolution spatiale ainsi obtenue.

Ce schéma représente la variation de l'incertitude sur la vitesse présentant un gradient de vitesse  $dV(z)/dz$  en fonction du niveau de discrimination en amplitude  $U_D$ .

Pour un niveau de discrimination  $U_{D1}$  faible, toutes les particules qui passent à une distance inférieure à  $\Delta z_1$  du foyer, apportent leur contribution à la valeur mesurée de l'effet Doppler. Cela provoque une incertitude  $\Delta V_1$ , sur la vitesse du fluide.

Pour un niveau de discrimination  $U_{D2}$  élevé, toutes les particules extérieures à  $\Delta z_2$  sont exclues. L'incertitude sur la vitesse est alors réduite à  $\Delta V_2$ .

La discrimination en amplitude des signaux obtenus permet donc une réduction du volume de mesure et de l'incertitude sur la vitesse.

Nous n'avons considéré jusqu'alors que le cas d'une seule particule. Dans le cas général de plusieurs particules traversant simultanément le volume de mesure on obtient un signal plus complexe provoqué par la superposition vectorielle des signaux à phase aléatoire dus à chacune des particules. Cette somme vectorielle peut s'annuler; le signal Doppler disparaît dans ce cas dans le bruit de fond.

D'autre part, si les particules sont peu nombreuses, il peut n'y avoir aucun signal pendant certaines périodes. Enfin, si une particule de grand diamètre occulte le faisceau le phénomène d'ombre ainsi obtenu détruit le signal.

Nous voyons donc que le signal Doppler obtenu présente les caractéristiques suivantes :

- c'est un signal échantillonné au rythme de passage des particules;
- sa fréquence est proportionnelle à la vitesse du fluide;
- son amplitude dépend du point exact où passent les particules;
- sa phase est aléatoire.

#### Sources de bruit.

Les diverses sources de bruit sont les suivantes :

##### a) Bruit propre du laser.

L'analyse des divers bruits des lasers Helium Néon est assez complexe. En plus des résidus de filtrage de l'alimentation du laser, on peut trouver des bruits dont l'origine se trouve dans des oscillations de plasma et des bruits qui dépendent de la structure de la cavité comme du profil de gain de l'émission.

##### b) Bruit dû aux particules incluses dans le fluide.

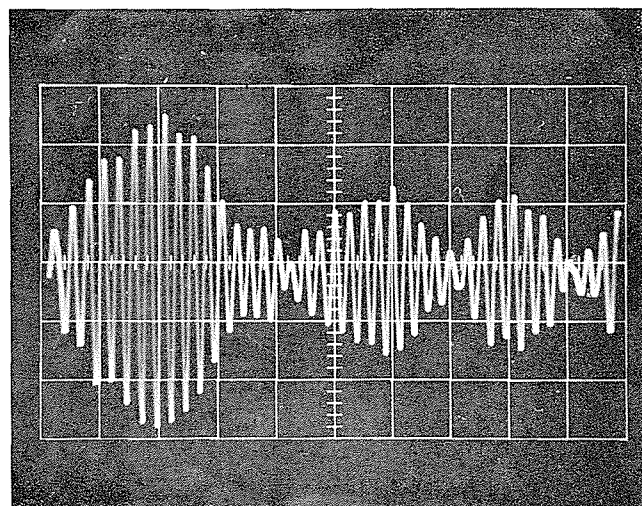
Ce bruit d'amplitude, qui provient des particules traversant le faisceau tout au long de son trajet dans le fluide, peut devenir important pour de grandes épaisseurs de fluide à traverser.

##### c) Bruit du photodétecteur et de la chaîne d'amplification.

Ce bruit se compose du bruit propre du détecteur et du bruit électronique des amplificateurs.

Ces divers bruits ont tous une importance; leur influence selon les divers montages adoptés, conduit à diverses solutions.

Nous analyserons dans le paragraphe consacré à l'appareil que nous avons construit, les compromis que nous avons adoptés.



5/ Photo du signal Doppler filtré.

## Traitement du signal

Les considérations que nous avons développées précédemment en ce qui concerne la nature du signal comme celle du bruit nous ont conduit à réaliser une chaîne de mesure particulière.

La méthode employée est fondée sur une discrimination des signaux reçus de façon à ne conserver que les signaux Doppler d'amplitude suffisante pour assurer un rapport signal sur bruit correct [5].

La figure 7 montre le schéma synoptique de la chaîne de mesure. Le signal de sortie de la photocellule employée (cellule SGD 100) est amplifié. Il est ensuite filtré par un filtre passe bande réglable. A la sortie de ce filtre un comparateur de niveau permet de discriminer les signaux d'amplitude suffisante. Un circuit logique permet de prendre en compte les passages de cinq périodes du signal Doppler.

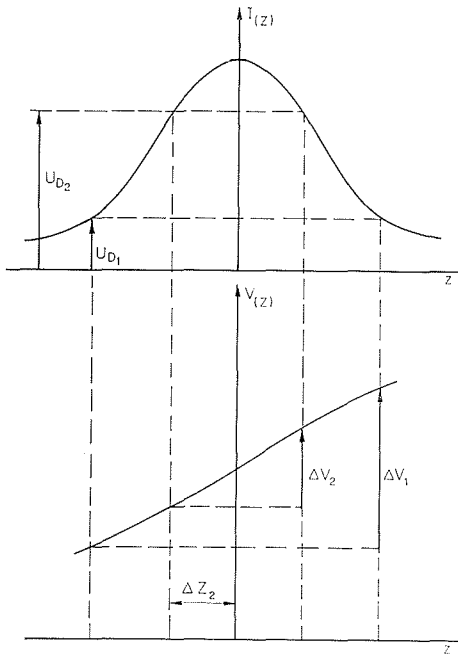
Le temps qui s'écoule pendant le passage de ces cinq périodes de signal est mesuré et gardé en mémoire de manière analogique. Dans le cas où le signal ne comporte pas cinq périodes d'amplitude suffisante ( $> U_D$ ) la mesure n'est pas prise en compte. A partir de ce moment nous avons réalisé deux types de sortie en parallèle, une sortie « vitesse moyenne » et une sortie « vitesse instantanée ».

La sortie vitesse moyenne fonctionne de la façon suivante :

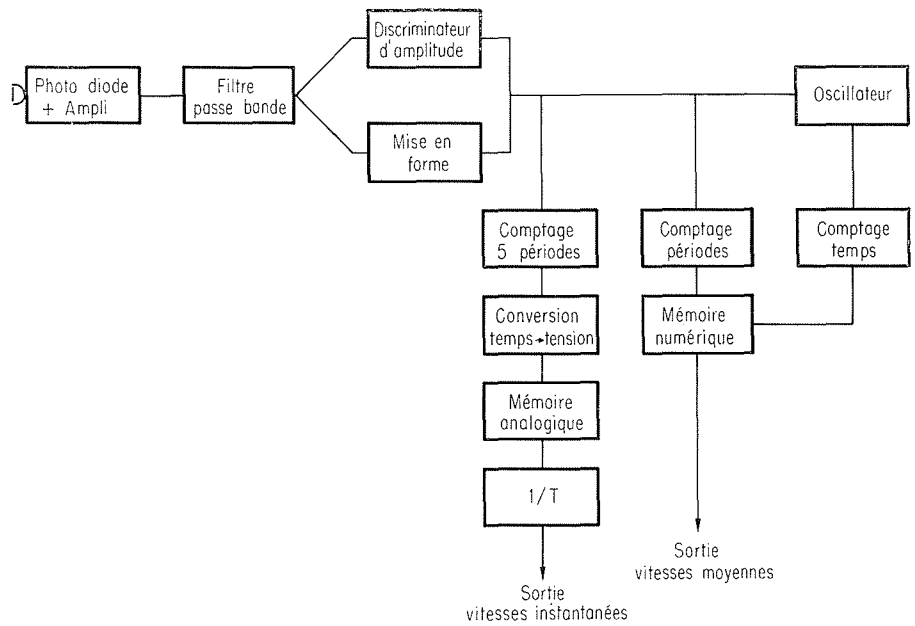
Les laps de temps correspondant aux cinq périodes définies plus haut sont ajoutés jusqu'à donner un total d'une seconde, par exemple. La fréquence moyenne est alors donnée par le nombre de périodes contenues dans ce temps d'une seconde. En fait pour obtenir directement une vitesse moyenne et non une fréquence moyenne on prend en compte le nombre de périodes qui sont passées en un temps corrigé par le facteur d'échelle du vélocimètre.

Avec les données précisées plus haut on choisira un temps inversement proportionnel au facteur d'échelle 790 Hz.

La sortie vitesse instantanée fonctionne de la façon suivante :



6/ Distribution d'intensité du signal Doppler.



7/

Un circuit analogique permet de réaliser l'opération  $1/T$  où  $T$  est le temps qui s'est écoulé pendant le passage de cinq périodes du signal. On obtient ainsi pour deux types de sorties des échelles de vitesse en multiples ou sous-multiples de centimètres par seconde.

### Description du prototype réalisé

Nous avons réalisé un prototype de vélocimètre à laser pour les besoins du Laboratoire National d'Hydraulique (Direction des Etudes et Recherches d'E.D.F.).

Les solutions adoptées répondent aux conditions particulières d'exploitation dans un environnement industriel.

Notre souci a été de réaliser un appareil compact, d'encombrement minimum, et présentant toutes les possibilités de réglages géométriques nécessaires aux mesures sur des modèles hydrauliques de grandes dimensions.

Nous allons résumer brièvement les caractéristiques optiques, mécaniques et électroniques du prototype réalisé.

#### Caractéristiques optiques.

Le laser employé est un laser Hélium Néon fonctionnant à  $6328 \text{ \AA}$  d'une puissance de l'ordre de  $2 \text{ mW}$ . Il a été retenu pour son faible encombrement et son faible coût.

Le schéma optique de l'émetteur est donné par la figure 8.

Le faisceau de sortie du laser est séparé en deux faisceaux parallèles par un prisme. Une lentille de  $40 \text{ cm}$  de focale permet de faire converger les deux faisceaux du laser à cette distance. Cela permet d'explorer une profondeur d'eau supérieure à  $50 \text{ cm}$  compte tenu de l'indice de réfraction de l'eau. L'ensemble du prisme et de la lentille peut tourner autour de l'axe optique du système. Cela permet de mesurer successivement les composantes de la vitesse du fluide dans un plan perpendiculaire à l'axe optique.

Le récepteur est placé après traversée du modèle sur le trajet de l'un des deux faisceaux. Cette solution a été retenue car la plupart des modèles hydrauliques utilisés sont transparents.

Des considérations, qui sont développées en annexe 2 et qui concernent l'amplitude du signal comme le rapport signal sur bruit, font apparaître l'avantage qu'il y a dans ce type de montage à déséquilibrer les puissances des deux faisceaux qui convergent au point de mesure.

Le rapport de puissance optimal, qui dépend de plusieurs paramètres, est de l'ordre de  $10^{-2}$  entre le faisceau de référence qui atteint la cellule et le deuxième faisceau.

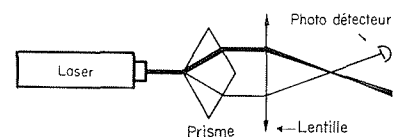
#### Caractéristiques mécaniques.

Le prototype de laboratoire réalisé a été conçu pour pouvoir déplacer le point de mesure selon trois axes perpendiculaires. La photo 9 montre cette réalisation. Les différents réglages permettent d'explorer le modèle en essai, sur une profondeur supérieure à  $50 \text{ cm}$ , une largeur de  $40 \text{ cm}$  et une hauteur de  $1 \text{ m}$  environ.

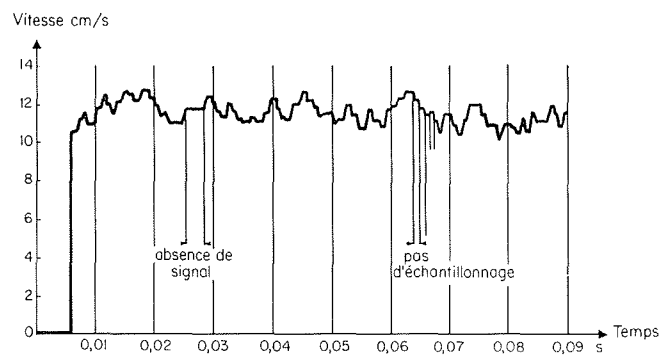
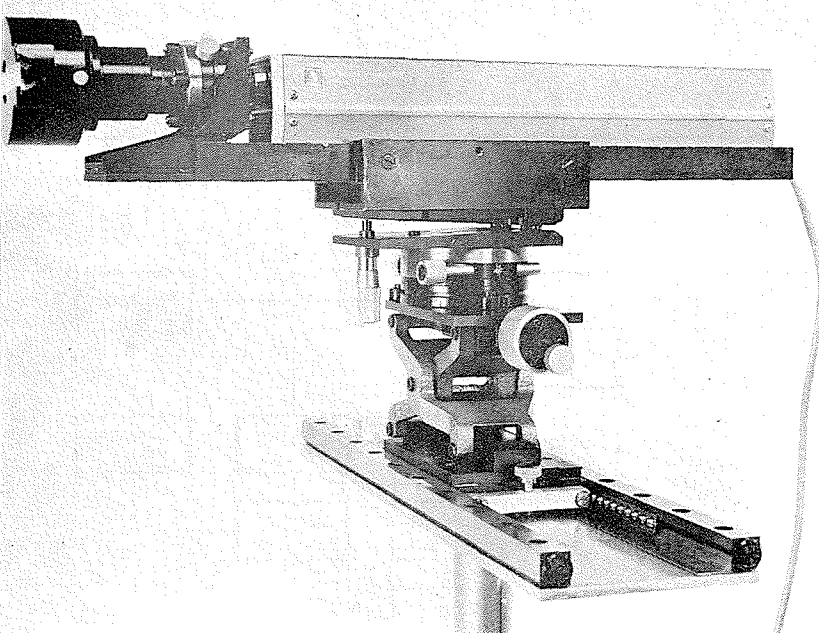
Les mêmes possibilités de réglage existent pour la cellule de réception.

#### Caractéristiques électroniques.

Le type de traitement adopté a été exposé plus haut. Nous avons choisi une gamme de mesure s'étendant de quelques dixièmes de  $\text{mm/s}$  à  $10 \text{ m/s}$  environ. La cellule photoélectrique est suivie d'un amplificateur faible bruit de

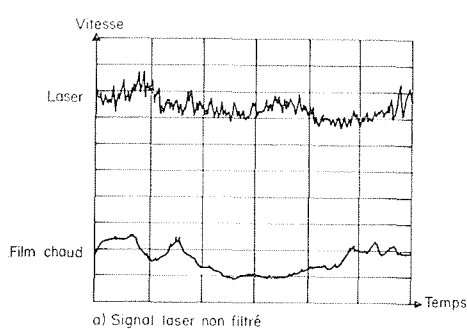


8/

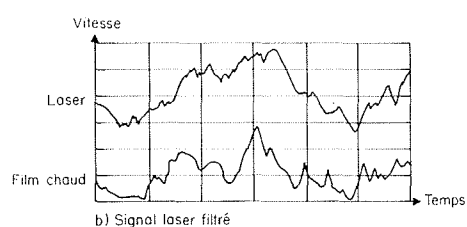


10/ Signal de sortie d'un vélocimètre à laser.

9/



11/ Comparaison signal laser et film chaud.



bande passante légèrement supérieure à 1 MHz. Un filtre passe bande réglable manuellement est interposé entre l'amplificateur et la chaîne de mesure. Ce filtre sera très prochainement remplacé par un filtre automatique.

La vitesse moyenne est affichée directement en cm/s sous forme numérique.

La sortie analogique comporte huit gammes de vitesse graduées en centimètres par seconde et par volt :

- 100 cm/s/volt, 50 cm/s/volt;
- 10 cm/s/volt, 5 cm/s/volt;
- 1 cm/s/volt, 0,5 cm/s/volt;
- 0,1 cm/s/volt, 0,05 cm/s/volt.

L'ensemble est contenu dans un coffret de dimensions :  
440 × 320 × 160 mm

### Résultats expérimentaux

Les expériences ont été réalisées sur deux canaux différents.

Les premières expériences ont eu lieu dans un canal de section carrée (40 mm × 40 mm) pour des vitesses variant de quelques mm/s à quelques m/s.

Les expériences ont permis de mettre au point l'appareil en vue de faire des mesures sur un modèle de jet confiné de grandes dimensions. Le modèle, alimenté en eau industrielle, a une hauteur de 2 m environ, 20 cm de largeur et un mètre de profondeur.

Les expériences sur le premier modèle ont permis de caractériser le vélocimètre à laser par rapport à la méthode du film chaud.

Nous avons placé dans ce modèle de 40 mm de profondeur une sonde à film chaud (DISA 55 A 87) à proximité immédiate du point de mesure du vélocimètre à laser. On a pu ainsi comparer les enregistrements des deux vélocimètres pour des nombres de Reynolds variant entre 2 500 et 75 000.

L'enregistrement de la figure 10 montre l'allure du signal laser. Il représente les fluctuations de la vitesse autour d'une vitesse moyenne de 12 cm/s.

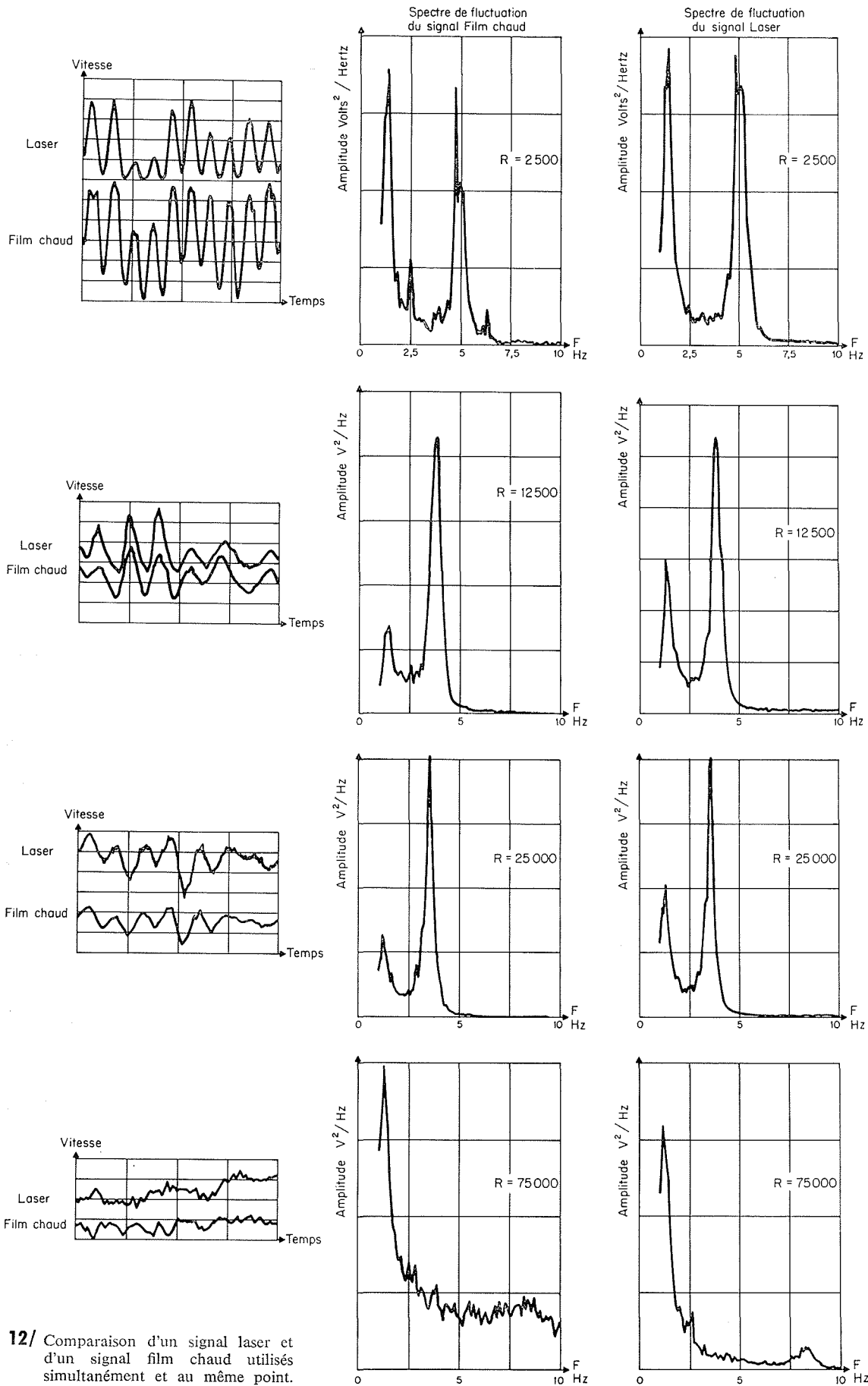
Nous avons vu que le signal obtenu n'est pas un signal continu. En effet, on n'obtient un signal que lorsque des particules passent au point de mesure. D'autre part, le temps de réponse minimal de l'appareil est le temps qui s'écoule pendant le passage de cinq périodes du signal. Pour ces deux raisons le signal du laser apparaît comme un signal échantillonné avec un pas d'échantillonnage minimum de cinq périodes du signal.

Le signal représenté par la figure 10 fluctue autour d'une fréquence de 10 kHz.

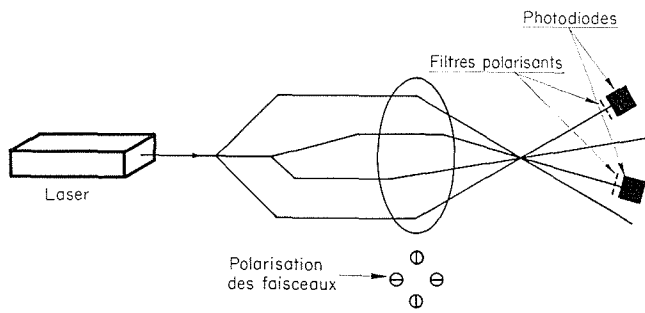
Le pas d'échantillonnage théorique serait donc de  $5 \cdot 10^{-4}$  s. On peut constater que le pas moyen réel est de l'ordre de  $10^{-3}$  s.

D'autre part, on peut constater sur cette figure qu'il y a des périodes plus longues où il n'y a pas de signal : la tension pendant ces périodes n'évolue pas.

Cependant, la comparaison du signal laser avec le signal film chaud (fig. 11) fait apparaître très nettement que le



12/ Comparaison d'un signal laser et d'un signal film chaud utilisés simultanément et au même point.



13/

vélocimètre à laser a un temps de réponse plus bref que le film chaud.

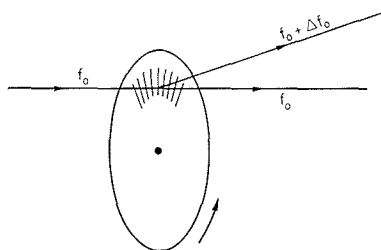
La figure 11 montre la comparaison du signal laser et du signal film chaud dans le cas où l'on filtre le signal du laser de façon à ne garder que les composantes basse fréquence des fluctuations. On peut alors constater une excellente corrélation entre les deux signaux.

La figure 12 représente les signaux film chaud et laser pour différents nombres de Reynolds. La forme particulière du canal, qui possède un convergent brusque à son entrée, conduit vraisemblablement à un décollement de l'écoulement et à des fluctuations importantes et régulières de la vitesse. Les spectres associés à ces signaux montrent qu'il existe deux fréquences prédominantes, qui disparaissent avec l'augmentation de vitesse. Pour  $R = 75\,000$  on ne trouve plus qu'une seule fréquence importante de fluctuation.

Enfin avec le même vélocimètre, nous avons réalisé des mesures dans un modèle de grandes dimensions, la section de mesure se trouvant située dans l'axe d'une veine dont la largeur est de l'ordre du mètre.

Cet essai montre la possibilité avec ce type de vélocimètre de travailler à des profondeurs importantes.

L'ensemble des mesures réalisées a permis de vérifier la corrélation entre les signaux obtenus par la méthode du film chaud et ceux obtenus par la méthode optique. La corrélation est particulièrement bonne pour les fluctuations de fréquences basses ( $< 100$  Hz). Une étude est actuellement en cours pour mieux comprendre la nature des fluctuations de vitesse à fréquences élevées, enregistrées par la méthode optique; malgré la nature discontinue du signal du vélocimètre, il semble que la rapidité de réponse de la sonde laser soit nettement supérieure à celle du film chaud.



14/

Dans les paragraphes précédents, nous avons décrit un vélocimètre à laser capable de mesurer uniquement une composante de la vitesse de fluide.

Cette composante est la projection de la vitesse sur la bissectrice extérieure de l'angle formé par les deux faisceaux.

Cependant, dans de nombreuses applications, et en particulier pour l'étude des contraintes de Reynolds, il est important de mesurer au même point et au même instant deux composantes perpendiculaires de la vitesse du fluide.

On s'est en effet rendu compte qu'il était incorrect de mesurer successivement, comme l'appareil initial le permet, deux composantes de la vitesse du fluide.

Pour ce faire nous réalisons actuellement un appareil permettant de mesurer simultanément deux composantes perpendiculaires de la vitesse du fluide.

A partir d'un seul laser on crée quatre faisceaux qui convergent grâce à une lentille au point de mesure. Les faisceaux ont des polarisations croisées deux à deux (fig. 13). Cette discrimination par polarisation est nécessaire pour assurer l'indépendance des mesures selon deux axes perpendiculaires [6], [7].

Deux détecteurs et deux chaînes de mesure indépendants analogues à la chaîne décrite précédemment permettent la mesure simultanée des deux composantes de vitesse du fluide.

D'autre part, nous avons vu que le vélocimètre réalisé n'était pas capable de discriminer le sens de l'écoulement mais uniquement la valeur absolue de la vitesse.

Dans certaines applications la mesure du sens de propagation peut avoir de l'intérêt par exemple dans l'étude de la houle.

Pour discriminer le sens de l'écoulement, nous avons choisi de produire un « faux zéro » de l'appareil, de telle sorte qu'en absence d'écoulement la fréquence détectée ne soit plus zéro mais  $\Delta F_0$ . Dans ces conditions le signal de fréquence  $f$  correspondant à un écoulement de vitesse  $V$  s'ajoutera ou se retranchera à  $\Delta F_0$  en fonction de son sens.

Pour provoquer ce faux zéro nous avons choisi parmi diverses méthodes possibles, la méthode qui consiste à provoquer une translation de fréquence d'une partie du faisceau laser. Cette translation est produite par rotation d'un réseau radial (fig. 14). L'ordre central a pour fréquence la fréquence  $f_0$  du laser, le premier ordre diffracté a une fréquence  $f_0 + \Delta f_0$  où  $\Delta F_0$  est proportionnel à la vitesse de rotation du réseau [8].

On obtient ainsi aisément un décalage  $\Delta f_0$  de l'ordre de quelques centaines de kilohertz. Les deux faisceaux à la fréquence  $f_0$  et  $f_0 + \Delta f_0$  jouent alors le rôle que nous avons attribué aux deux faisceaux du montage initial. Le traitement du signal est actuellement à l'étude. Deux solutions sont envisagées :

1. Si l'on fait tourner le réseau à vitesse constante, le décalage de fréquence  $\Delta f_0$  est constant en fréquence. Il suffit alors de mesurer la fréquence Doppler en utilisant une discrimination centrée à la fréquence  $\Delta f_0$ . Cette solution simple de vue électronique suppose cependant une très grande stabilité de la vitesse de rotation du réseau.

2. Si l'on veut s'affranchir de cette contrainte, on peut envisager de mesurer le décalage de fréquence  $\Delta f_0$  en prélevant une partie des deux faisceaux avant le point de mesure; on soustrait alors à chaque instant la valeur  $\Delta f_0$  obtenue de la valeur mesurée par la chaîne de mesure,  $f_0 + \Delta f_0$ .



Les études actuellement en cours doivent nous permettre de choisir l'une de ces deux méthodes dans les prochains mois.

### Conclusion

Les caractéristiques de l'appareil que nous avons décrit comme les résultats des mesures que nous avons pu faire montrent le grand intérêt des vélocimètres à laser.

Nous nous sommes essentiellement attachés à la réalisation d'un appareil industriel, de mise en œuvre simple, utilisable dans des conditions d'environnement difficiles (vibrations, humidité) et particulièrement adapté aux mesures dans l'eau.

Son excellente linéarité, sa large gamme de mesure, sa ponctualité et son faible temps de réponse, font du vélocimètre à laser un complément très utile aux méthodes de mesure classiques. Son emploi peut se révéler également très intéressant dans l'étude des écoulements gazeux.

Enfin, le fait que le vélocimètre à laser ne perturbe pas l'écoulement le rend idéal pour l'étude de la stabilité des écoulements, pour la mesure des faibles vitesses et pour l'étude des couches limites.

### Remerciements

Nous tenons à remercier MM. GÉRARDIN, MOUSSELET et OLIVIER qui ont apporté leur collaboration à la réalisation comme aux essais du vélocimètre à laser.

### Références

- [1] YEH (Y.) and CUMMINS (H. Z.). — *Applied Physics Letters*, 4, 176 (1964).
- [2] *Revue technique DISA Information*, n° 12, (octobre 1971).
- [3] GREATED (C. A.). — *La Houille Blanche*, n° 6 (1969).
- [4] LAURES (P.). — *Applied Optics*, vol. 6, n° 4 (avril 1967).
- [5] ITEN (P. D.) and MASTNER (J.). — K.R.L., 71.07, *Brown Boveri Research Center*, Baden (avril 1971).
- [6] DESSUS (B.). — Brevet n° 72 17202. Procédé pour la mesure optique simultanée de la vitesse d'un fluide dans plusieurs dimensions par effet Doppler en lumière polarisée.
- [7] BLAKE (K. A.). — *Journal of Physics E Scientific Instruments*, vol. 5, n° 7 (July 1972).
- [8] STEVENSON (W. H.). — *Applied optics*, vol. 9, n° 3 (March 1970).

## ANNEXE 1

### Volume de mesure et propagation d'un faisceau laser

Nous nous intéressons à la propagation d'un faisceau laser gaussien.

La répartition de l'énergie est donnée autour de l'axe du faisceau par :

$$E = E_0 \exp(-\rho^2/W_0^2)$$

avec  $\rho^2 = x^2 + y^2$  et  $W_0$  rayon du faisceau dans le plan de section minimum.

A une distance  $z$  du plan de section minimum le rayon  $W$  du faisceau est donné par :

$$W^2 = W_0^2 (1 + z^2/c^2)$$

avec :

$$c = \pi W_0^2 / \lambda \quad (1)$$

Cela montre que l'hyperboloïde d'équation :

$$x^2 + y^2 = W_0^2 (1 + z^2/c^2)$$

renferme toujours le même flux d'énergie. On peut assimiler chacune des hyperboles à un rayon lumineux. La divergence  $\theta$  du faisceau est alors l'asymptote de cette hyperbole.

La valeur de  $\theta$  est :  $\theta = W_0/c$ , soit en utilisant la relation (1) :

$$\theta = \lambda / \pi W_0$$

On voit que les conditions de propagation d'un faisceau laser imposent une relation entre la divergence du faisceau, la longueur d'onde de la lumière et le diamètre minimum du faisceau.

Les dimensions du faisceau sont inversement proportionnelles à la divergence du faisceau.

Cette divergence du faisceau  $\theta$  est d'autre part inversement proportionnelle à la distance focale de la lentille utilisée pour une longueur d'onde donnée. Par conséquent le diamètre du faisceau au point focal est proportionnel à la distance focale de la lentille utilisée. Le volume de mesure croît donc avec cette distance focale.

Voir l'annexe 2 à la page suivante

ANNEXE 2

**Analyse du rapport signal sur bruit  
en fonction des puissances des deux faisceaux  
issus du laser**

Soit  $E_1$  et  $E_2$  les deux champs correspondant aux faisceaux 1 et 2.

Soit  $\varepsilon$  le taux de diffusion d'une onde par les particules incluses dans le fluide.

Le signal obtenu est la résultante du mélange des ondes  $E_1$  et  $\varepsilon E_2$ .

Soit :

$$s = E_1^2/2 + \varepsilon^2 E_2^2/2 + \varepsilon E_1 E_2 \cos(\Omega_1 - \Omega_2) t$$

Supposons maintenant un taux de bruit du laser  $b$  :

$$E_1' = E_1(1 + b) \quad \text{et} \quad E_2' = E_2(1 + b)$$

sont alors les puissances des deux faisceaux.

Le signal s'écrira :

$$s = \frac{E_1'^2}{2} (1 + 2b) + \frac{\varepsilon^2 E_2'^2}{2} (1 + 2b) + \varepsilon (1 + 2b) E_1 E_2 \cos(\Omega_1 - \Omega_2) t$$

pour  $b$  petit.

Le signal utile  $S$  a pour amplitude  $\varepsilon E_1 E_2$ .

Le signal parasite  $\beta$  s'écrit  $(E_1 + \varepsilon E_2) b^2$ .

Nous allons étudier le rapport signal sur bruit  $S/\beta$  pour des valeurs diverses de  $E_1$  et  $E_2$  avec  $E_1 + E_2 = \text{Cte}$ .

En effet,  $E_1 + E_2$  représente le champ total, donc la puissance totale du laser. Nous prendrons  $E_1 + E_2 = 1$ .

Nous allons d'autre part supposer que les valeurs de  $\varepsilon$

et de  $b$  sont faibles devant  $E_1$  et  $E_2$ , ce qui est toujours le cas.

$S/\beta$  s'écrit alors :

$$\frac{S}{\beta} = \frac{\varepsilon}{b} \frac{E_1(1 - E_1)}{[E_1 + \varepsilon(1 - E_1)]^2}$$

On voit que pour chaque valeur de  $\varepsilon$  et  $b$  on pourra trouver un optimum du rapport signal sur bruit pour un couple de valeurs de  $E_1$  et  $E_2$  bien déterminé.

Dans le cas de notre expérience, les valeurs de  $\varepsilon$  et de  $b$  sont de l'ordre de 1 %. On trouve alors un rapport signal sur bruit maximum et égal à 25 pour un rapport  $E_1/E_2 = 100$ .

Ces considérations montrent qu'on est amené à ajuster le rapport des puissances des deux faisceaux en fonction d'une part du taux de diffusion des particules et d'autre part du bruit du laser.

Remarquons cependant que dans cette analyse nous n'avons pas tenu compte du bruit apporté par le photo-détecteur et la chaîne d'amplification.

Il faut en effet que le bruit de l'électronique ne devienne pas supérieur au bruit du laser. Cela fixe une limite supérieure au rapport de puissance admissible entre les deux faisceaux. En pratique, on ajustera le rapport des puissances des deux faisceaux de telle façon qu'en l'absence d'effet Doppler le bruit du laser et le bruit de la chaîne électronique soient du même ordre de grandeur.