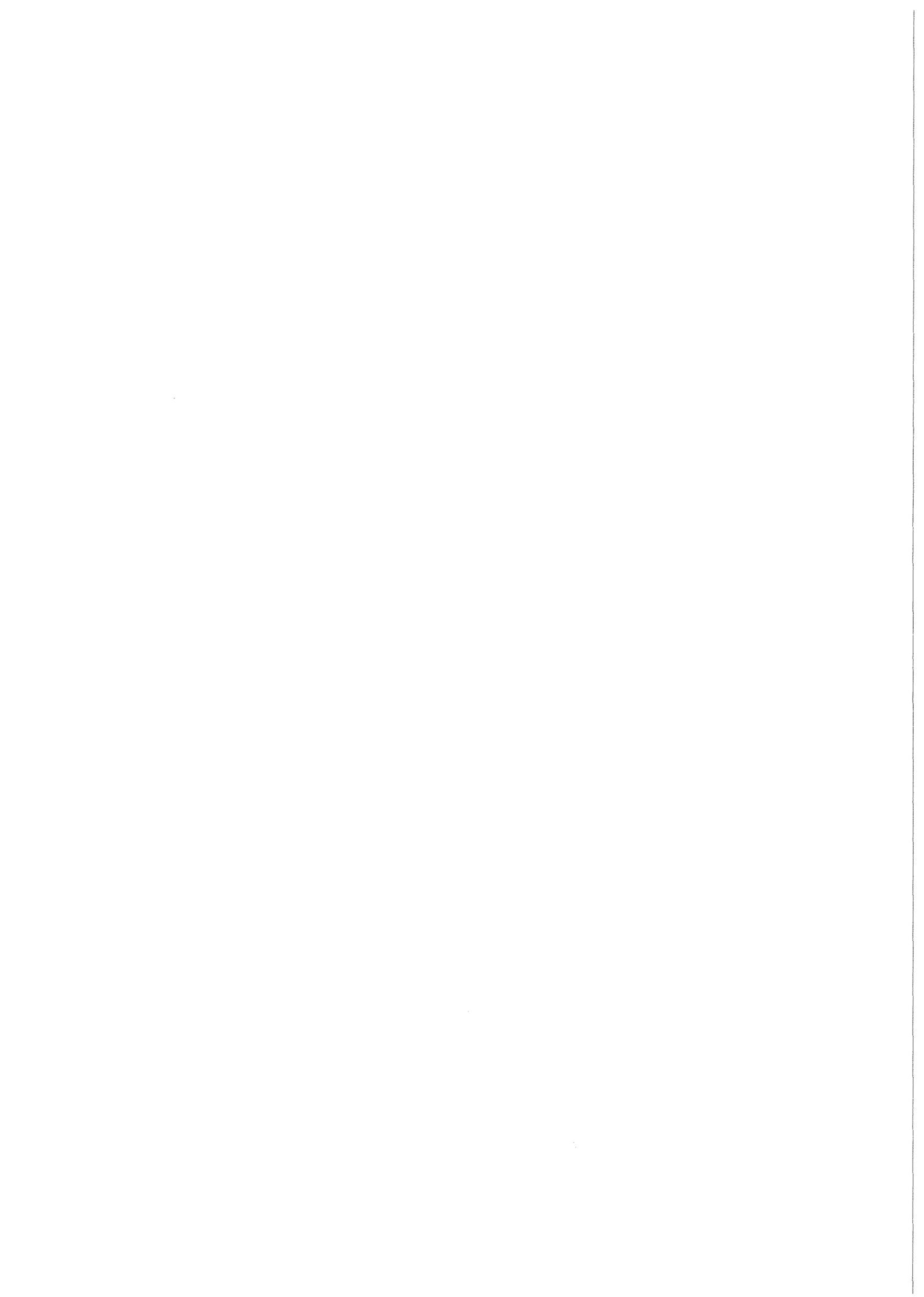


KfK 3419 B
November 1982

Méthodes Expérimentales en Convection Naturelle

J. N. Koster
Institut für Reaktorbauelemente

Kernforschungszentrum Karlsruhe



KERNFORSCHUNGSZENTRUM KARLSRUHE

Institut für Reaktorbauelemente

KfK 3419 B

METHODES EXPERIMENTALES EN CONVECTION NATURELLE

Jean N Koster

Abrégé d'un cours donné à l'Ecole d'Eté "Convection Naturelle en Milieu Confiné" Marseille-Luminy, 1/10 juillet 1982, Formation Permanente C.N.R.S. et G.U.T.

Kernforschungszentrum Karlsruhe, GmbH, Karlsruhe.

Als Manuskript vervielfältigt
Für diesen Bericht behalten wir uns alle Rechte vor

Kernforschungszentrum Karlsruhe GmbH
ISSN 0303-4003

Zusammenfassung

Experimentelle Methoden in der Naturkonvektion

Es werden einige gebräuchliche experimentelle Techniken zur Bestimmung von lokalen Geschwindigkeiten und zur Sichtbarmachung von Temperaturfeldern in Untersuchungen zur Naturkonvektion diskutiert. Zuerst werden die Physik und Anwendung der Anemometer diskutiert, wobei der Schwerpunkt bei den optischen Anemometern liegt. Zum zweiten und dritten werden die Physik und Praxis der am weitesten entwickelten Interferometer diskutiert, und zwar die Differentialinterferometrie zur Sichtbarmachung von Temperaturgradientenfeldern und die holographische Interferometrie zur Sichtbarmachung der Temperaturfelder. Diese drei Meßtechniken werden im Institut für Reaktorbauelemente zum Studium von Konvektions- und Rohrströmungen eingesetzt.

Abstract

Experimental methods in natural convection

Some common experimental techniques to determine local velocities and to visualize temperature fields in natural convection research are discussed. First the physics and practice of anemometers are discussed with emphasis put on optical anemometers. In the second and third case the physics and practice of the most developed interferometers are discussed; namely differential interferometry for visualization of temperature gradient fields and holographic interferometry for visualization of temperature fields. At the Institut für Reaktorbauelemente these three measuring techniques are applied for convection and pipe flow studies.

Résumé

Méthodes expérimentales en convection naturelle

On discutera quelques techniques expérimentales usuelles pour la détermination des vitesses locales et la visualisation des champs de température dans les problèmes de convection naturelle. En premier lieu on discutera la physique et l'application des anémomètres en mettant le poids sur les anémomètres optiques. En deuxième et troisième lieu la physique et la pratique des interféromètres les plus avancés c.a.d. l'interférométrie différentielle pour visualisation des champs de gradients de température et l'interférométrie holographique pour visualisation des champs de température sont discutés. Ces trois techniques de mesure sont utilisées à l'Institut für Reaktorbauelemente pour étudier les écoulements convectifs et des écoulements dans des tuyaux.

Table des matières

1. Anémométrie Laser Doppler
 - 1.1 Théorie des systèmes ALD
 - 1.2 Modèle Doppler pour les signaux anémométriques
 - 1.3 Modèle des franges d'interférence
 - 1.4 Arrangements optiques
 - 1.5 Traitement des signaux
 - 1.6 Applications

2. Interférométrie
 - 2.1 Interférométrie différentielle
 - 2.1.1 Arrangements
 - 2.1.2 Evaluation
 - 2.1.3 Application
 - 2.2 Interférométrie holographique
 - 2.2.1 Principe de l'holographie
 - 2.2.2 Holographie interférométrique à temps réel
 - 2.2.3 Evaluation
 - 2.2.4 Application

3. Références

Notations

A	amplitude
a_0	onde objet
B	amplitude
b	largeur
b_r	onde de référence
C	amplitude
C	courbe transmise
c	vitesse de la lumière dans le vide
D	densité optique
d	profondeur
E	champs électrique
e	séparation des faisceaux
\vec{e}	vecteur unité
F	film
f	fréquence
g	vecteur de gravité
h	hauteur
I	intensité
i	espacement des franges
k	conductivité thermique
L_f	longueur focale
N	nombre
n	indice de réfraction
O	lentilles
P	polarisateur
\dot{q}	flux de chaleur
R	réfraction spécifique
Ra	nombre de Rayleigh
r	rayon
S	nombre de franges
So	source
T	température
Tr	transmission de l'amplitude
t	temps
U	voltage
u	vitesse des particules
v	vitesse d'onde
W	prisme Wollaston
x,y,z	coordonnés

Indices

a,b	faisceaux Laser
c	critique
D	détecteur
ex	extraordinaire
L	Laser
m	valeur moyenne
min	minimum
o	objet
or	ordinaire
p	particule
r	référence, reconstruction
t	transmission
W	paroi

lettres grecques

α	angle des prismes Wollaston
β	expansion volumétrique
Γ	chemin optique
γ	facteur de contraste
Δ	différence
δ	constante
ϵ	angle de divergence
ϵ_0	constante
η	amplitude
θ	angle entre deux faisceaux
κ	diffusivité thermique
λ	longueur d'onde
λ_0	longueur d'onde de la lumière dans le vide
ν	viscosité dynamique
ρ	densité
τ	temps
Φ	phase
ψ	angle
Ω	énergie
ω	$2\pi f$ fréquence de rotation

1) Anémométrie Laser Doppler

Pour les mesures de la vitesse instantanée en milieu fluide on a souvent appliqué avec grand succès les anémomètres à fil chaud. Mais on a aussi rencontré beaucoup de difficultés expérimentales en appliquant ces techniques. Par exemple, l'utilisation en milieu pollué et corrosif entraîne une destruction rapide de la sonde et nécessite un étalonnage plus fréquent.

Les anémomètres à fil chaud utilisent le transfert de chaleur par convection qui fournit une mesure de la vitesse locale. Cette méthode demande un potentiel de température plus élevé du fil ce que perturbe la convection à étudier. Et si en plus le milieu se décompose, une couche mince peut se déposer sur le fil et il faut refaire l'étalonnage dans ces intervalles de temps très courts. Si on fait des mesures dans des couches limitées le fil peut développer des recirculations et va mesurer la turbulence que lui même a produite. Utilisé près des parois le fil développe l'effet Coanda thermique et perturbe le mouvement du fluide après le fil. A cause de ces désavantages cette technique est mauvaise pour les études en convection libre.

Avec le développement du Laser des méthodes de mesure nouvelles ont été développées; il s'agit de méthodes d'anémométrie (ou vélocimétrie) Laser Doppler (ALD). Cette méthode optique n'introduit pratiquement aucune perturbation dans les fluides considérés à l'exception si on utilise des substances photoactives. Son utilisation est possible en milieu corrosif et pollué.

D'autre part la technique ALD n'est employée qu'en milieu fluide transparent et dans des cavités transparentes ce qui influence et restreint les conditions aux limites. Pour les mesures quantitatives pas seulement les propriétés optiques des fluides dans des gradients de températures doivent être connues, mais aussi ceux des parois utilisés.

1.1 Théorie des systèmes ALD

La physique de la mesure optique de vitesse avec les faisceaux Lasers est l'effet Doppler qui donne des changements de fréquence mesurables de la lumière Laser. Nécessité préalable pour l'application de cette technique sont des particules qui diffusent la lumière. Ces particules doivent être injectées dans le fluide par des générateurs de particules si elles ne sont pas présentes naturellement. Elles fonctionnent comme des récepteurs et émetteurs de la lumière et provoquent un changement de fréquence de la lumière Laser en fonction de leur déplacement avec le fluide.

Avant de calculer le déphasage Doppler de la fréquence nous considérons la réception d'ondes par un détecteur fixe par rapport à la source.

Des ondes émises par incrément de temps Δt sont perçus par un détecteur en nombre de $N = f_0 \Delta t$. Cette fréquence f_0 est fonction de la longueur d'onde λ et de la vitesse de propagation relative du milieu v que nous supposons stationnaire relativement à la source et au détecteur

$$\lambda_0 = \frac{v}{f_0} \quad (1)$$

Aussi le nombre d'ondes N est contenu dans le segment $v \cdot \Delta t$, et la longueur d'ondes est

$$\lambda_0 = \frac{v \Delta t}{N} = \frac{v \Delta t}{f_0 \Delta t} = \frac{v}{f_0} \quad (2)$$

Dans la situation tout stationnaire le détecteur mesure le nombre d'ondes qui passent par unité de temps. Le nombre d'ondes qui passent près du détecteur pendant un temps Δt est le nombre d'ondes contenu dans la distance $v \Delta t$, c.a.d. $\frac{v \Delta t}{\lambda}$. La fréquence observée par le détecteur est alors

$$f_0 = \frac{v \Delta t}{\lambda_0} \cdot \frac{1}{\Delta t} = \frac{v}{\lambda_0} = f_0 \quad (3)$$

qui prouve que le détecteur mesure la fréquence émise.

Si le milieu n'est pas stationnaire par rapport au détecteur et la source, on voit avec l'équation (1) que pour une vitesse relative changée on a aussi une longueur d'onde changée. Si la vitesse des ondes devient $v' = v + u$ et si le nombre d'ondes $N = f_0 \Delta t$ est maintenant contenu dans la distance $v' \cdot \Delta t = (v+u) \cdot \Delta t$, la longueur d'onde devient

$$\lambda' = \frac{v' \Delta t}{N} = \frac{v + u}{f_0} = \frac{v + u}{v} \cdot \lambda_0 \quad (4)$$

avec $\lambda_0 = v/f_0$ la longueur d'onde en milieu stationnaire. Remarquons qu'en unité de temps Δt la source émet aussi en milieu mouvant un nombre d'ondes $N = f_0 \cdot \Delta t$.

Si l'onde se déplace d'une distance de $v \cdot \Delta t$, la source se déplace de $u \cdot \Delta t$. Le nombre d'ondes N en se déplaçant vers le détecteur occupe la distance $v \cdot \Delta t - u \cdot \Delta t$ ce qui donne pour la longueur d'onde

$$\lambda' = \frac{(v-u) \Delta t}{f_0 \cdot \Delta t} = \frac{v}{f_0} \left(1 - \frac{u}{v}\right) \quad (5)$$

Si la source s'éloigne du détecteur le nombre d'ondes N occupe la distance $v \cdot \Delta t + u \cdot \Delta t$ et la longueur d'onde est

$$\lambda' = \frac{v}{f_0} \left(1 + \frac{u}{v}\right) \quad (6)$$

Pour le cas de la source mouvante et détecteur stationnaire, le détecteur mesure

$$f = \frac{f_0}{1 - \frac{u}{v}} = f_0 \left(1 - \frac{u}{v}\right)^{-1} \quad (7)$$

si la source s'approche du détecteur, et si la source s'éloigne du détecteur celui-ci mesure

$$f = \frac{f_0}{1 + \frac{u}{v}} \quad (8)$$

En pratique le premier cas est important. Avec une expansion binominale et le fait que la vitesse u est beaucoup plus petite que la vitesse des ondes v on peut écrire

$$f = f_0 \left(1 + \frac{u}{v}\right) \quad (9)$$

Les termes d'ordre plus grands sont négligeables dans le cas de la convection naturelle.

Si maintenant la source est stationnaire et le détecteur se déplace, la fréquence des ondes qui passent le récepteur est agrandie si le détecteur se déplace vers la source et devient plus petite s'il s'en éloigne. La longueur d'onde est toujours λ_0 .

Nous avons vu que le nombre des ondes qui passent le détecteur fixe en unité de temps Δt est le nombre d'ondes contenu dans la distance $v \cdot \Delta t$ qui est $N = \frac{v \cdot \Delta t}{\lambda_0}$.

Si le détecteur s'approche de la source avec la vitesse u_D , alors il a un train d'ondes supplémentaire contenant un nombre d'ondes additionnel $\Delta N = \frac{u_D \Delta t}{\lambda_0}$. Le nombre d'ondes total que le détecteur voit en unité de temps est

$$N' = \frac{v \Delta t + u_D \Delta t}{\lambda_0} = \frac{(v + u_D)}{\lambda_0} \Delta t \quad (10)$$

La fréquence observée est ce nombre divisé par unité de temps

$$f' = \frac{N'}{\Delta t} = \frac{v + u_D}{\lambda_0} = \frac{v + u_D}{v} \frac{v}{\lambda_0} = f_0 \left(1 + \frac{u_D}{v} \right) \quad (11)$$

Si le détecteur s'éloigne de la source avec la vitesse u_D , il mesure la fréquence

$$f' = f_0 \left(1 - \frac{u_D}{v} \right) \quad (12)$$

On voit que le déphasage Doppler en fréquence dépend des mouvements relatifs.

1.2 Modèle Doppler pour les signaux anémométriques

On a deux modèles principaux pour expliquer la physique des ALD. En premier lieu c'est le modèle basé sur l'effet Doppler discuté en haut. L'autre modèle est basé sur les interférences. Tout d'abord nous allons discuter le modèle Doppler.

Un faisceau de lumière Laser de fréquence f_L , considéré d'abord comme source d'un anémomètre à un faisceau, illumine une particule P dont la vitesse est \vec{u} (Fig.1).

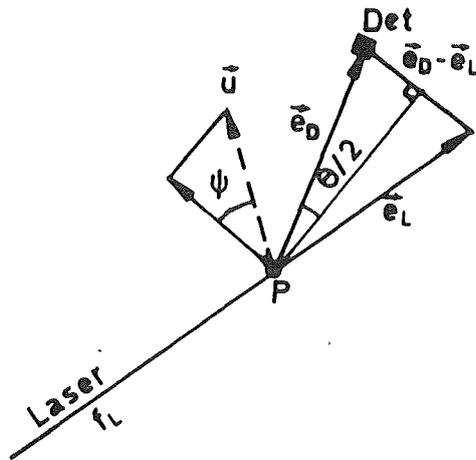


Fig. 1 Principe de l'anémométrie à un faisceau

Le récepteur P s'éloigne de la source (Laser fixe) et mesure la fréquence (Eq.12)

$$f_P = f_L \left(1 - \frac{\vec{u} \cdot \vec{e}_L}{v} \right) \quad (13)$$

La particule P qui jouait le rôle de récepteur réfléchit une partie de la lumière et devient ainsi la source. La source P se déplace en direction du détecteur fixe (Det) qui mesure la fréquence (Eq.9)

$$f_D = f_P \left(1 + \frac{\vec{u} \cdot \vec{e}_L}{v} \right) \quad (14)$$

Il en suit un déphasage de fréquence entre le détecteur et la lumière Laser

$$\frac{f_D}{f_L} = \frac{f_P}{f_L} = 1 + \frac{\vec{u}}{v} (\vec{e}_D - \vec{e}_L) + (0) \quad (15)$$

Parce que le détecteur est trop lent pour mesurer la fréquence de la lumière de l'ordre de $f_L \approx 10^{14}$ Hz on mesure la fréquence de battement

$$\frac{f_D - f_L}{f_L} = \frac{\vec{u}}{v} (\vec{e}_D - \vec{e}_L) \quad (16)$$

Avec $v = f_L \cdot \lambda$ et l'indice de réfraction $n = \frac{c}{v} = \frac{\lambda_0}{\lambda}$ où c est la vitesse de la lumière dans le vide ainsi que la longueur d'onde λ_0 dans le vide on a

$$f_D - f_L = \frac{n \cdot \vec{u}}{\lambda_0} (\vec{e}_D - \vec{e}_L) \quad (17)$$

On voit aussi qu'on peut seulement mesurer la composante de la vitesse en direction $(\vec{e}_D - \vec{e}_L)$ c.a.d. $u \cos \psi$. Avec $\frac{1}{2} (\vec{e}_D - \vec{e}_L) = \sin \frac{\theta}{2}$ on a

$$f_D - f_L = \frac{n}{\lambda_0} (u \cos \psi) 2 \sin \frac{\theta}{2} \quad (18)$$

Pour l'anémométrie à deux faisceaux (Fig.2) on applique les considérations précédentes à chacun des faisceaux.

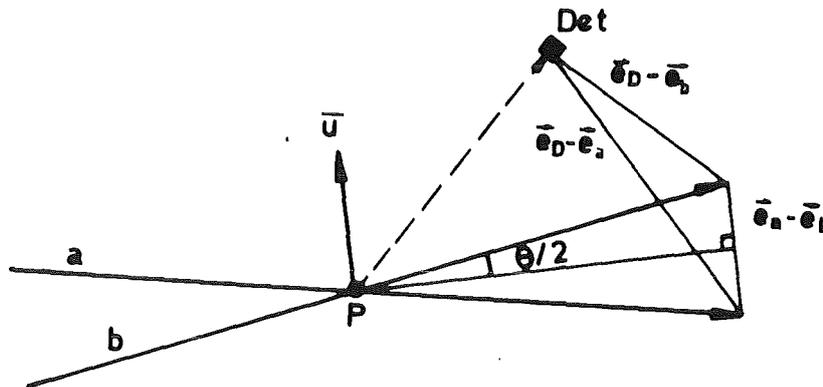


Fig. 2 Principe de l'anémométrie à deux faisceaux

On trouve pour le faisceau a

$$f_{Da} - f_L = \frac{n}{\lambda_0} \vec{u} (\vec{e}_D - \vec{e}_a) \quad (19)$$

et pour le faisceau b

$$f_{Db} - f_L = \frac{n}{\lambda_0} \vec{u} (\vec{e}_D - \vec{e}_b) \quad (20)$$

La superposition donne

$$f_{Db} - f_{Da} = \frac{n}{\lambda_0} \vec{u} (\vec{e}_a - \vec{e}_b) \quad (21)$$

en perdant l'information sur \vec{e}_D . Avec $\vec{e}_a - \vec{e}_b = 2 \sin \frac{\theta}{2}$ on retrouve la même relation précédente (Eq.18).

$$f_{Db} - f_{Da} = \frac{n}{\lambda_0} \vec{u} 2 \sin \frac{\theta}{2} \quad (22)$$

1.3 Modèle des franges d'interférence

Une autre façon d'expliquer le fonctionnement de l'anémométrie est l'interférence entre deux faisceaux de lumière cohérente.

Si deux faisceaux de lumière cohérente interfèrent, à leur intersection ils forment un champ d'interférence dans le volume défini par leur intersection (Fig.3).

Pour calculer l'espacement des franges nous considérons deux ondes planes de champs électriques E_1 et E_2 polarisés linéairement

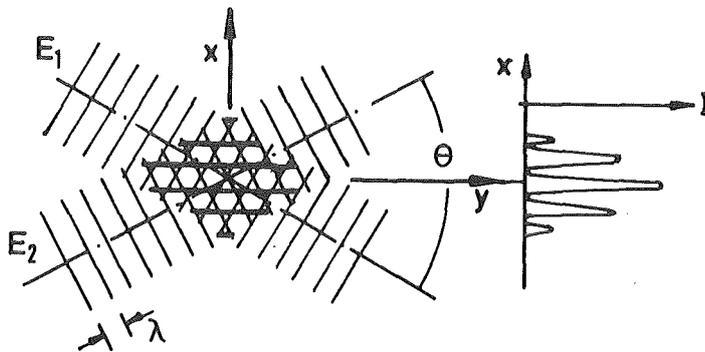


Fig. 3a Interférence de deux ondes. Principe.

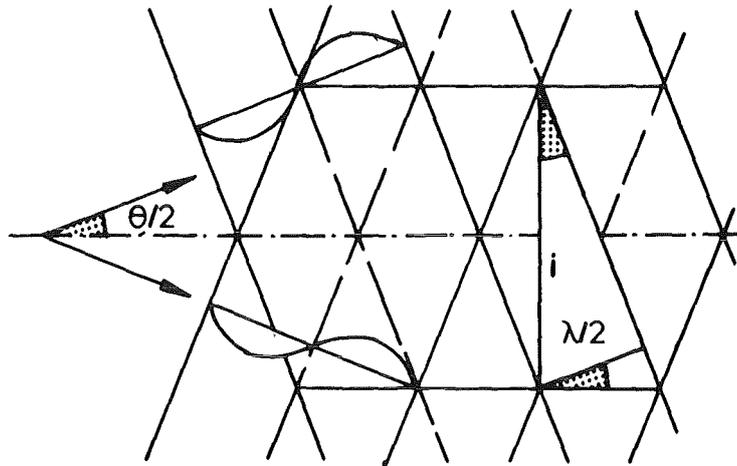


Fig. 3b Interférence de deux ondes. Détail.

$$E_1 = E_{o1} \cos (\omega t + \phi_1) \quad (23)$$

$$E_2 = E_{o2} \cos (\omega t + \phi_2) \quad (24)$$

où E_{o1} et E_{o2} sont les amplitudes des deux ondes polarisées parallèlement. La somme des deux ondes pris au carré donne la distribution de l'intensité $I(x)$

$$\begin{aligned} I(x) &= E^2(t) = (E_1 + E_2)^2 \\ &= E_{o1}^2 + E_{o2}^2 + 2E_{o1}E_{o2} \cos(\phi_2 - \phi_1) \end{aligned} \quad (25)$$

dont on peut trouver la dérivation dans Hecht & Zajac (1979). En prenant la moyenne temporelle on calcule

$$I(x) = 4I_o \cos^2 \left(\frac{2\pi x}{\lambda} \right) \quad (26)$$

en considérant que les ondes sont initialement en phase en sortant des émetteurs et que la différence de phase n'est due qu'au chemin optique traversé par les deux ondes. Remarquons qu'alors la longueur d'onde du système d'interférence est la distance $\lambda = 2i$. L'intensité lumineuse que la particule détecte est alors donnée par la relation (26) modifiée

$$I(x) = \hat{I} \cos^2 \left(\frac{\pi x}{i} \right) \quad (27)$$

c.a.d.

$$\begin{aligned} I &= \hat{I} & \text{si } \frac{x}{i} &= 0, 1, 2, \dots \\ I &= 0 & \text{si } \frac{x}{i} &= \frac{1}{2}, \frac{3}{2}, \frac{5}{2}, \dots \end{aligned}$$

De la construction géométrique montrée en figure 3, l'espacement i de deux franges de même intensité, représentant une demi-période, est donné par

$$i = \frac{\lambda_L}{2 \sin \frac{\theta}{2}} \quad (28)$$

L'espacement est donc proportionnel au demi-angle entre les deux faisceaux.

En passant par les franges la particule réfléchit stroboscopiquement la lumière avec une distribution de l'intensité dépendante du lieu de passage à travers le volume de mesure (Fig.4). La particule reste dans une frange pour un temps de $\tau = \frac{i}{u}$. Le temps d'émission est alors τ et la fréquence $f = \frac{1}{\tau} = \frac{u}{i}$. En fonction de l'angle entre les faisceaux et la vitesse des particules la fréquence d'émission est (voir Eq. 22)

$$f = \frac{u}{\lambda} \cdot 2 \sin \frac{\theta}{2} \quad (29)$$

où u a une direction perpendiculaire aux franges.

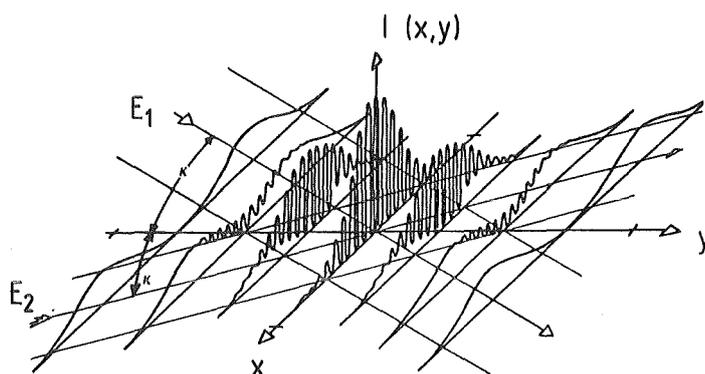


Fig. 4 Variation de l'intensité du signal dépendant du passage local du système d'interférence (courtoisie TSI).

1.4 Arrangements optiques

Pour faire un arrangement optique il faut savoir l'ordre de grandeur des quantités à mesurer. Par exemple on utilise un Laser à argon avec la longueur d'onde $\lambda_0 = 5,145 \cdot 10^{-7} \text{ m}$. Avec la vitesse de la lumière $c = f_L \cdot \lambda_0 = 2,998 \cdot 10^8 \text{ m/s}$ on calcule la fréquence $f_L = 5,84 \cdot 10^{14} \text{ Hz}$. Si la vitesse est $(u \cos \gamma) = 0.01 \text{ m/s}$ et l'angle des faisceaux $\sin \frac{\theta}{2} = 0.1$ on trouve $f_D - f_L = 3.9 \cdot 10^3 \text{ Hz}$.

On utilise le principe de la superposition des ondes pour mesurer cette fréquence avec un photomultiplicateur

$$E(t) = E_D \cos \omega_D t + E_L \cos \omega_L t \quad (30)$$

ou

$$\omega_D = 2\pi f_D \quad \text{et} \quad \omega_L = 2\pi f_L$$

ont des valeurs différentes dû au déphasage Doppler. Le détecteur répond à la variation de l'intensité c.a.d.

$$I(t) = E^2(t) = E_D^2 \cos^2 \omega_D t + E_L^2 \cos^2 \omega_L t + 2E_D E_L \cos \omega_D t \cos \omega_L t \quad (31)$$

Le détecteur ne peut pas suivre ω_D et ω_L . Heureusement

$$2E_D E_L \cos \omega_D t \cos \omega_L t = 2E_D E_L \cos(\omega_D + \omega_L)t + 2E_D E_L \cos(\omega_D - \omega_L)t \quad (32)$$

dont la première quantité ($\omega_D + \omega_L$) n'est pas mesurable, mais le détecteur peut suivre ($\omega_D - \omega_L$) = $2\pi(f_D - f_L)$ (Fig.5). Un arrangement optique doit être tel

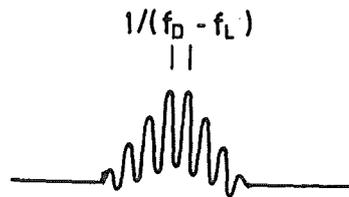


Fig. 5 Signal anémométrique

qu'au volume de mesure les détecteurs voient un système de franges d'interférence dû à ce battement de fréquence. On peut dériver un arrangement optique d'un interféromètre de Michelson pour avoir un anémomètre à faisceau de référence (Fig. 6).

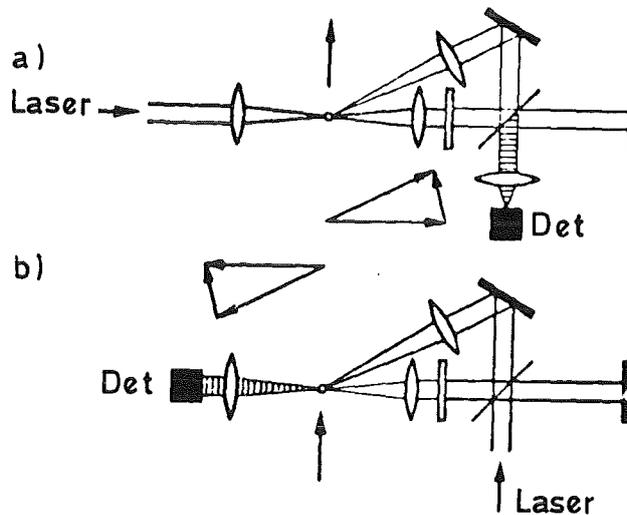


Fig. 6 Anémomètre à faisceau de référence

Le désavantage de cet arrangement 6a est la dispersion de Mie de particules trop grandes, et de l'importance de θ qui introduit beaucoup de fréquences Doppler à cause de l'ouverture des lentilles. L'arrangement 6b où détecteur et émetteur sont échangés est avantageux parce qu'il demande moins de travail d'ajustage, l'angle θ est constant et l'anémomètre est moins sensible à des vibrations.

Plus communs sont les trois systèmes suivants d'anémomètres à deux faisceaux:

- 1) Interférence de deux faisceaux directs (anémomètres à deux faisceaux)

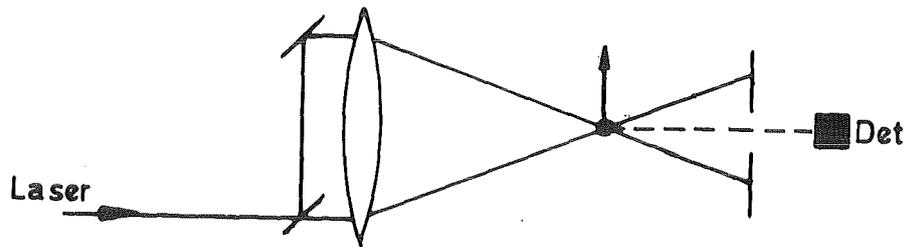


Fig. 7

- 2) Interférence entre de la lumière diffusée d'un faisceau avec de la lumière directe (anémomètre à faisceau de référence)

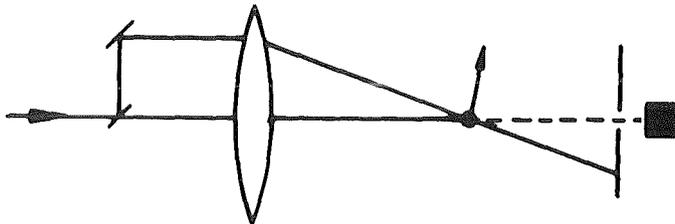


Fig. 8

- 3) Lumière diffusée par un faisceau dans deux directions (anémométrie à deux faisceaux diffusés)

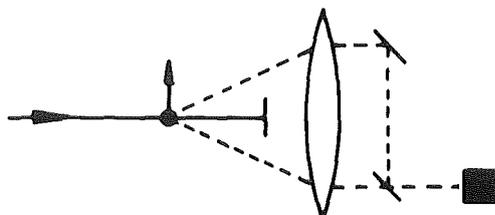


Fig. 9

Comme détecteurs il y a trois types différents qui sont utilisés en anémométrie, ce sont le photomultiplicateur, la photodiode et l'avalanche photodiode. Les photomultiplicateurs sont préférables mais plus chers.

Pour avoir un volume avec un champ d'interférences uniformes et parallèles il faut travailler avec un faisceau Laser de mode TEM₀₀ qui est caractérisé par une distribution gaussienne de l'intensité. La grandeur du volume de mesure est limitée par la diffraction par la relation

$$r_{\min} = \frac{2}{\pi} \frac{L_f \cdot \lambda}{2r} \quad (33)$$

où L_f est la longueur focale de la lentille et D la séparation des faisceaux. C.a.d. pour avoir un volume de mesure très petit il faut d'abord grossir le faisceau de lumière jusqu'à un diamètre $2r$ très grand avant de focaliser sur le "point" d'intersection.

La direction de la vitesse est mesurée en utilisant un déphasage de fréquence soit avec des cellules de Bragg, soit avec d'autres moyens optiques.

1.5 Traitement des signaux

Le signal d'une particule passant par le centre de la région donne un signal qui est montré dans la figure 10. Si la particule passe les franges d'interférence à un endroit $y \neq 0$, le signal a un socle de base c.a.d. l'intensité ne passe par $U = 0$ volts, en d'autre termes les franges ne sont pas noires ($I = 0$) mais grises ($I > 0$). Un filtre hautes fréquences est utilisé pour éliminer les basses fréquences et on reçoit le signal 10b. Mais il existe aussi des méthodes optiques de filtrage.

Les systèmes électroniques utilisés qui sont très sophistiqués ne sont pas discutés en détail ici. Les méthodes principales sont énumérés simplement:

- 1) L'analyse de fréquence est la plus simple. Elle est bon marché mais entraine un travail laborieux. La méthode peut-être appliquée avec succès pour les écoulements laminaires.
- 2) Le compteur électronique est plus cher et peut aussi être appliqué en écoulements laminaires. Les études de turbulence sont limités par l'horloge du compteur. La méthode est bonne pour les études en convection libre.
- 3) La "photon correlation spectroscopy" est avantageuse si le rapport signal/bruit est petit et l'intensité de lumière réfléchie est basse. La méthode, basée sur la méthode des compteurs électroniques est applicable à l'étude de la turbulence.

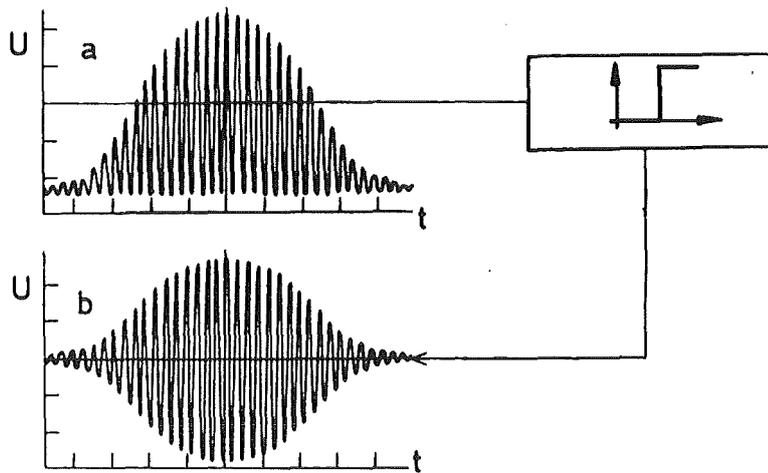


Fig. 10 Signal anémométrique original (a) et après un filtre hautes fréquences (b)

- 4) Les convertisseurs fréquence-voltage (frequency tracking) donnent les fréquences Doppler en voltage. Le voltage est fonction linéaire de la vitesse instantanée. Elle est capable d'étudier les phénomènes de turbulence. Pour les petites vitesses rencontrées en convection l'application de cette méthode demande une évaluation prudente des signaux. Une connaissance approfondie de l'appareillage est condition nécessaire pour l'interprétation des résultats mesurés.
- 5) L'analyse de fréquence optique utilise un interféromètre Fabry-Pérot. La méthode n'est pas avantageuse pour les petites vitesses rencontrées en convection libre.
- 6) Traitement des signaux avec un "transient recorder" et une calculatrice digitale. La méthode est applicable à pratiquement tous les cas rencontrés en dynamique des fluides.

En résumant les compteurs électroniques (2) et les méthodes digitales (6) semblent être les plus avantageuses en convection libre.

1.6 Applications

En convection naturelle les vitesses sont généralement très lentes. Avec un système de franges stationnaires dans le volume de mesure les erreurs de mesure deviennent de plus en plus grands. Alors on peut appliquer une technique de franges mobiles. Si des particules volent en direction opposée aux franges on mesure la vitesse relative qui est plus grande et les erreurs deviennent plus petites. Cette technique est conventionnellement utilisée pour déterminer la direction de la vitesse.

Pour réaliser cette technique il y a différentes méthodes possibles qui sont basées sur la modulation de phase d'un des faisceaux lumineux. Une méthode simple est de changer périodiquement le chemin optique à travers un milieu retardateur, par exemple une plaque de verre. Avec cette technique on peut, suivant Schirocky et Rosenberger mesurer des vitesses de 0,1 mm/s avec une erreur de moins de 10 %. Des exemples de mesure de vitesse locale dans un cylindre à gaz horizontal sont montrés dans fig. 11. Le graphe montre la répartition de la

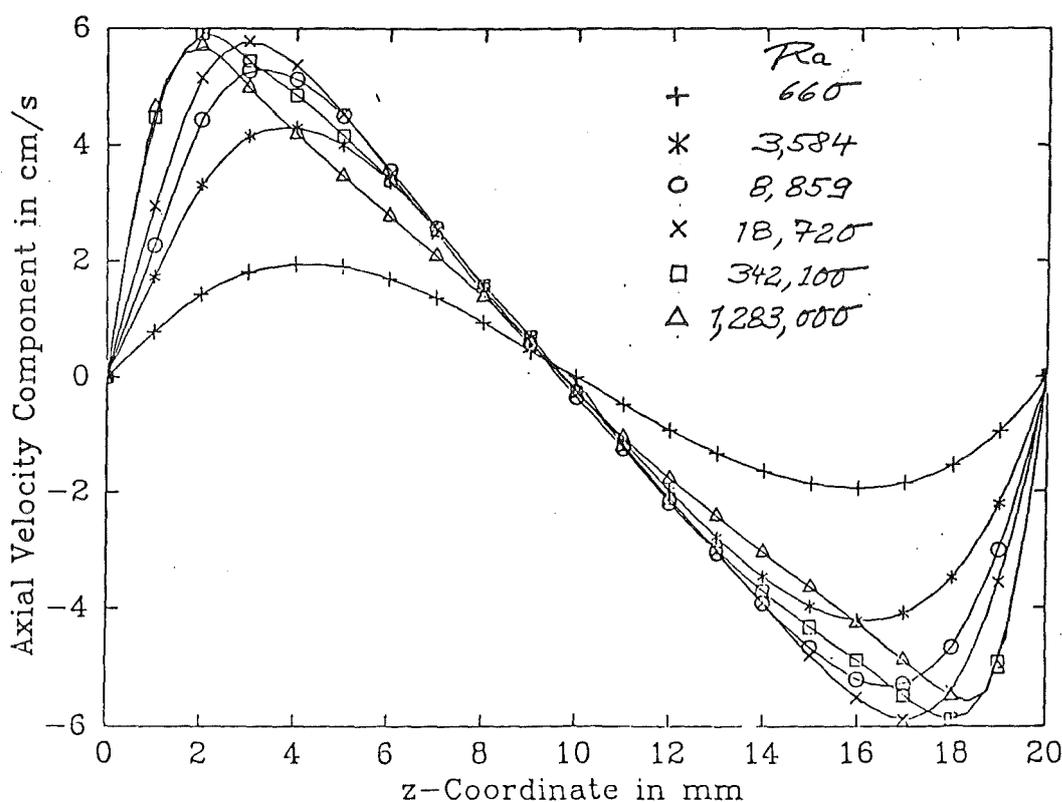


Fig. 11 Composante de la vitesse axiale dans le plan vertical au centre (Schirocky, Rosenberger 1982)

vitesse horizontale en fonction du gradient de température horizontal à la misection du cylindre.

Naturellement il est possible de faire des cartes de vitesse d'une couche de liquide. De telles cartes ont été mesurées par Gollub et collaborateurs (fig.12). Les endroits où la composante de la vitesse horizontale parallèle au côté long est zéro sont dessinés comme points. En d'autre mots, les points marquent les limites des rouleaux dans le plan horizontal au dessus de la mi-hauteur de la cellule.

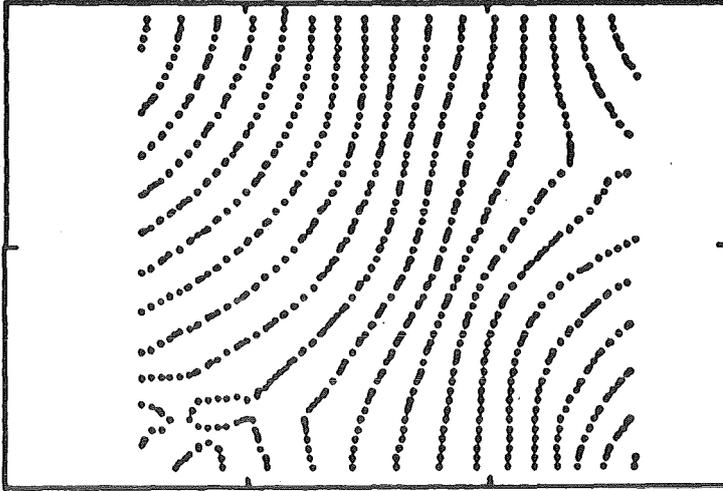


Fig. 12 Carte de contours montrant des rouleaux convectifs
(J.P. Gollub, D.McCarriar, J. Steinman , 1982)

2. Interférométrie

Tous les interféromètres fonctionnent suivant le principe d'interférence entre deux faisceaux de lumière cohérente discuté pour l'anémométrie. A l'entrée de l'interféromètre le faisceau de lumière est divisé en deux faisceaux qui, au sein de l'interféromètre vont deux chemins différents et qui sont réunis à la sortie de l'interféromètre.

Avec ces interféromètres on peut mesurer les champs de densité dans un fluide transparent. Si le changement de densité est dû à un changement de température ou de gradients de températures. Nous allons commencer par la visualisation des gradients de températures.

2.1 Interférométrie différentielle

2.1.1 Arrangements

Avec un interféromètre différentiel nous pouvons, en convection libre, visualiser les gradients de température. Un arrangement simple est montré en figure 13. Il consiste d'une source S_0 , de deux prismes Wollaston, d'une lentille O , de deux lentilles O_1 et O_2 réalisant ainsi un collimateur à travers la cellule, d'une caméra O_c avec film F et de deux polarisateurs P_1 et P_2 .

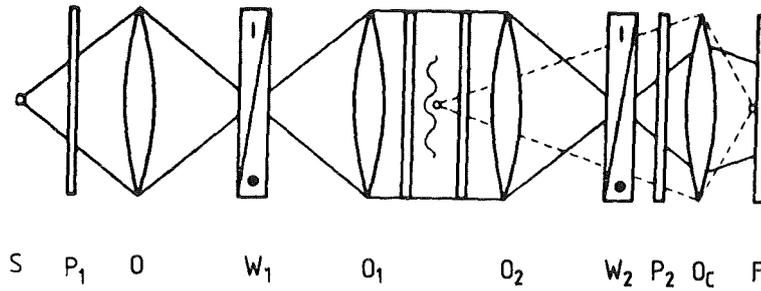


Fig. 13 Interféromètre différentiel

La composante principale de cet interféromètre est le prisme Wollaston montré en détail en fig. 14. Il est construit d'un matériaux biréfringent, p.ex. quartz. Deux prismes triangulaires sont mis ensemble avec un angle α de manière

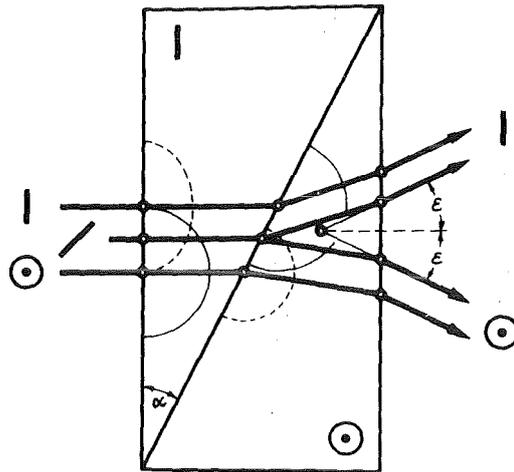


Fig. 14 Prisme Wollaston

que leurs axes optiques soient perpendiculaires. Un faisceau de lumière polarisée parallèlement à l'axe du premier cristal d'indice de réfraction n (ordinaire), la vitesse de propagation de la lumière est lente. A l'entrée du second cristal d'axe optique perpendiculaire l'indice de réfraction est n (extraordinaire) et la vitesse de propagation est plus grande, c.a.d. suivant la loi de Snell la réfraction est vers le haut. Un faisceau dont la polarisation est perpendiculaire à l'axe du premier cristal et parallèle au second est réfracté vers le bas parce qu'il passe d'un milieu rapide ($n(\text{ex})$) dans un milieu lent ($n(\text{or})$). Si la polarisation du faisceau est inclinée de 45° par rapport aux deux axes optiques il sera décomposé dans les deux composantes de référence du prisme Wollaston. L'angle de divergence ϵ est proportionnel à l'angle α des prismes et à la diffé-

rence de réfraction ($n_{ex} - n_{or}$) pour la composante extraordinaire du faisceau. L'ordre de grandeur de ($n_{ex} - n_{or}$) est de 10^{-2} . La séparation e à travers la cellule des faisceaux décomposés est calculée par la relation

$$e = 2L_f(n_{ex} - n_{or}) \tan \alpha \quad (34)$$

où L_f est la longueur focale des lentilles O_1 et O_2 .

La source lumineuse n'a pas besoin d'être cohérente mais pour les études quantitatives il faut au moins avoir un filtre d'interférence pour avoir un champ d'interférence d'une seule couleur. Le premier polarisateur fait de la lumière polarisée de 45° envers les axes optiques du prisme de Wollaston W.

La première lentille fait l'image de la source ponctuelle sur l'interface des deux cristaux du prisme qui se trouve au point focal de la lentille O_1 . Le deuxième prisme Wollaston est situé au point focal de la lentille O_2 qui récompose les deux faisceaux. Le polarisateur P_2 fait interférer les composantes à 45° des faisceaux. Une caméra avec l'objectif O_c enrégistre sur le film F l'interférogramme des changements de phase dans le fluide.

Avec l'emplacement des prismes Wollaston aux points focaux des lentilles O_1 et O_2 on a fait l'ajustage de l'interféromètre pour franges très larges (infinies). En condition isotherme de la couche de fluide le champ de visualisation est illuminé uniformément et les lignes d'interférence qui apparaissent pendant l'expérience sont des lignes de même gradient de densité ou de température. La sensibilité de l'interféromètre est directement proportionnel à la séparation des faisceaux e et on peut adapter l'interféromètre au problème étudié par des prismes d'angle α choisi.

En convection libre on a par exemple un gradient de température vertical. Si les faisceaux lumineux sont séparés dans un plan vertical on peut alors visualiser les gradients de température verticaux (fig. 15a) et si la séparation est dans le plan horizontal on visualise les gradients de température horizontaux (fig.15b) Ce dernier cas est à la limite du nombre de Rayleigh critique une visualisation des lignes de courant.

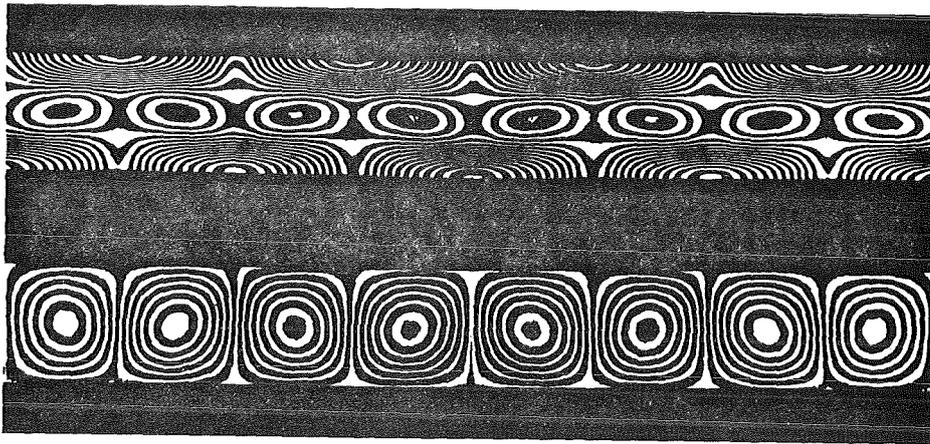


Fig. 15 Interférogrammes différentiels a) Séparation verticale (en haut)
b) Séparation horizontale des faisceaux lumineux (K.Bühler, 1979)

2.1.2 Evaluation

Les interférogrammes sont des champs de gradient d'indice de réfraction. Les lignes d'interférences sont des lignes de même chemin optique

$$\Delta\Gamma = \Delta n \cdot d \quad (35)$$

La densité des lignes d'interférence est une mesure pour un changement des gradients. Le transfert de chaleur vers les limites horizontales est le plus grand là où la densité des franges est la plus grande. Une haute densité des franges près de la limite supérieure indique un mouvement de fluide vers le haut. Le mouvement de fluide vers le bas est indiqué par la haute densité des franges près de la paroi d'en bas.

La densité des franges est aussi une mesure pour les changements du chemin optique $\Delta\Gamma$. Le chemin optique entre deux franges est la longueur d'onde λ de la lumière. Dans la figure 16 sont démontrés trois plans d'évaluation caractéristiques.

L'équation Lorentz-Lorenz donne la relation entre l'indice de réfraction n et la densité ρ :

$$\frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} = R(\lambda)\rho \quad (36)$$

où $R(\lambda)$ est la réfraction spécifique du fluide qui est une constante pour chaque longueur d'onde. De cette relation il s'ensuit par dérivation

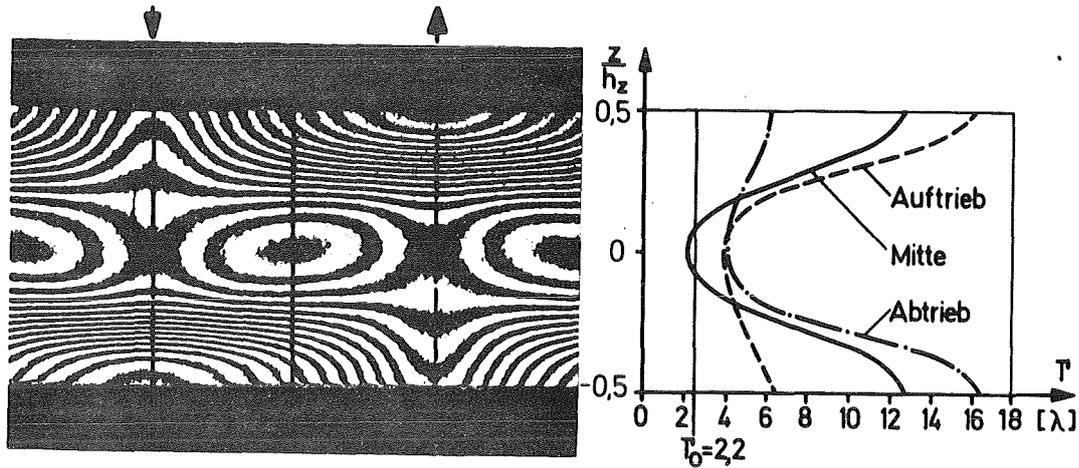


Fig. 16 Evaluation d'un interférogamme différentiel (K.Bühler, 1979)

$$\frac{\Delta \rho}{\Delta n} \frac{d\rho}{dn} = \frac{1}{R(\lambda)} \cdot \frac{6n}{(n^2 + 2)^2} = \bar{R}(\lambda, n) \quad (37)$$

Pour des changements de n très petits R est considéré constant et on peut considérer les lignes d'indice de réfraction constantes comme lignes de densité constante. Avec les relations (35,37) et la loi d'état thermodynamique

($\Delta T = \frac{\Delta \rho}{\rho_m \cdot \beta}$) on peut évaluer le champ de température dans chaque plan vertical ou horizontal si on fait cet arrangement. Dans la figure 16 on a des valeurs de T plus petites que T_0 ce qui indique qu'on a au centre une inversion de température, indiquée aussi par les îles formées par des lignes d'interférences.

2.1.3 Application

Dans une petite boîte rectangulaire les rouleaux convectifs s'alignent parallèlement au petit côté. Si on chauffe la boîte d'en bas la couche de fluide est stable jusqu'à la température critique ΔT_c qui donne le nombre de Rayleigh critique

$$Ra_c = \frac{\beta g \Delta T_c h^3}{\kappa \nu} = 1708 \quad (38)$$

Les lignes d'interférence caractérisent en interférométrie différentielle un changement des gradients. Dans le régime conducteur on ne verra pas de franges si on chauffe quasi stationnairement. Le début des mouvements convectifs est caractérisé par l'apparition de franges.

Le développement de la convection pour un nombre de Rayleigh croissant est montré en figure 17. A gauche le plan de séparation des faisceaux est vertical de

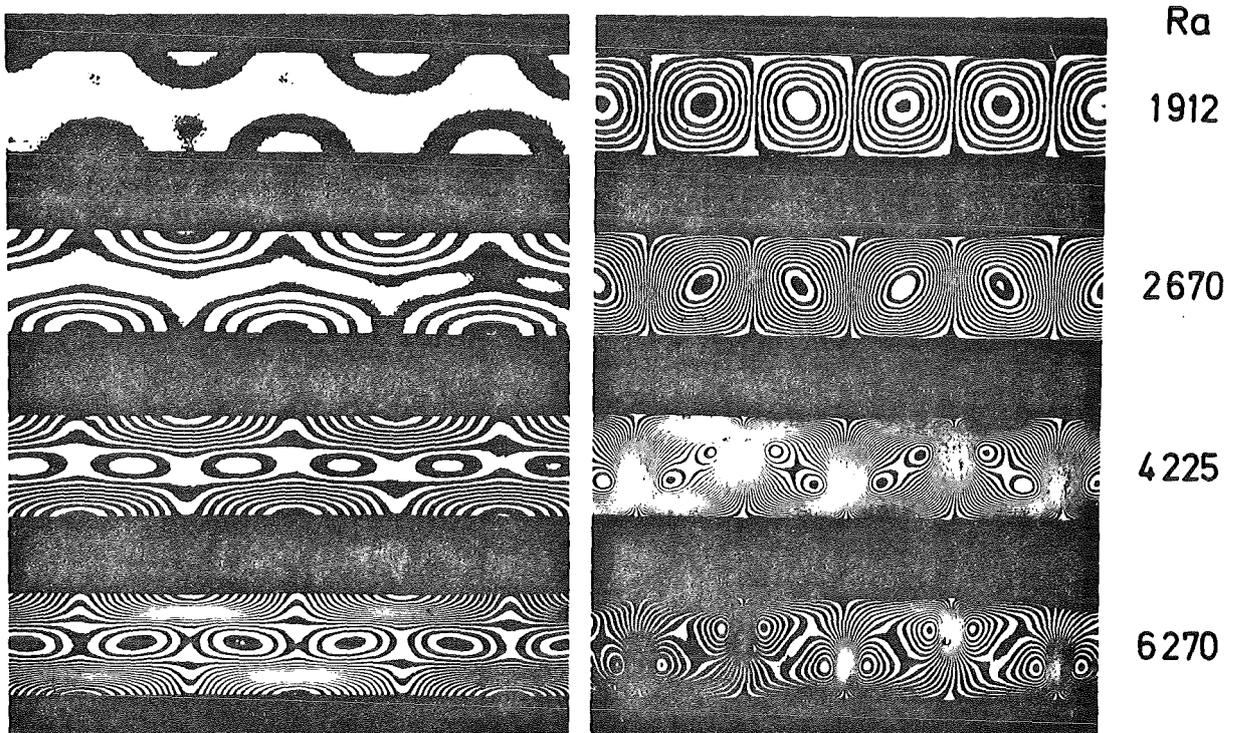


Fig. 17 Développement de la convection avec séparation des faisceaux verticaux et horizontaux (K. Bühler, 1979)

$e = 0,3$ mm. Dans le premier interférogramme une périodicité des franges s'est développée. Si Ra augmente l'amplitude de la convection devient plus grande, ce qu'on voit avec le nombre croissant de franges. La longueur d'onde des rouleaux ne change pas. La série d'interférogrammes de droite montre les mêmes états de convection mais pour une séparation des faisceaux dans le plan horizontal de $e = 3$ mm. A cause de la grande densité des franges la séparation des faisceaux a été changée pour le dernier cas vers $e = 1.1$ mm. On remarque l'avantage de l'adaptation de la sensibilité de l'interféromètre.

2.2 Interférométrie holographique

Si on accroît la sensibilité d'un interféromètre différentiel on a à la limite une séparation des faisceaux e qui est telle qu'un faisceau passe en dehors de la cellule et un faisceau passe à travers la cellule. Un interféromètre avec cet arrangement est connu sous le nom de Mach-Zehnder ou interféromètre holo-

graphique. La physique de ces deux interféromètres est la même, mais l'arrangement est différent. L'interféromètre holographique à temps réel est plus avantageux que le Mach-Zehnder, pas seulement pour son prix bon marché. Après une introduction courte nous discuterons la pratique de cette technique.

2.2.1 Principe de l'holographie

La technique de l'enregistrement d'un hologramme est montrée en figure 18. La lumière Laser cohérente qui est divisée en amplitude par un miroir semitransparent en onde d'objet $a_o = A \sin(\omega t - \Phi_o)$ avec $\omega = 2\pi f$ et la phase Φ_o et en onde de référence $b_r = B \sin(\omega t - \Phi_r)$. La superposition de ces ondes fait un champ d'interférences dans le plan de l'émulsion photographique:

$$a_o + b_r = A \sin(\omega t - \Phi_o) + B \sin(\omega t - \Phi_r) \quad (39)$$

La transparence locale de la plaque photographique est fonction de l'énergie reçue au cours de l'exposition, c.a.d. du carré de l'amplitude totale des deux faisceaux

$$E = \epsilon_o \int_0^\tau (a_o + b_r)^2 dt \quad (40)$$

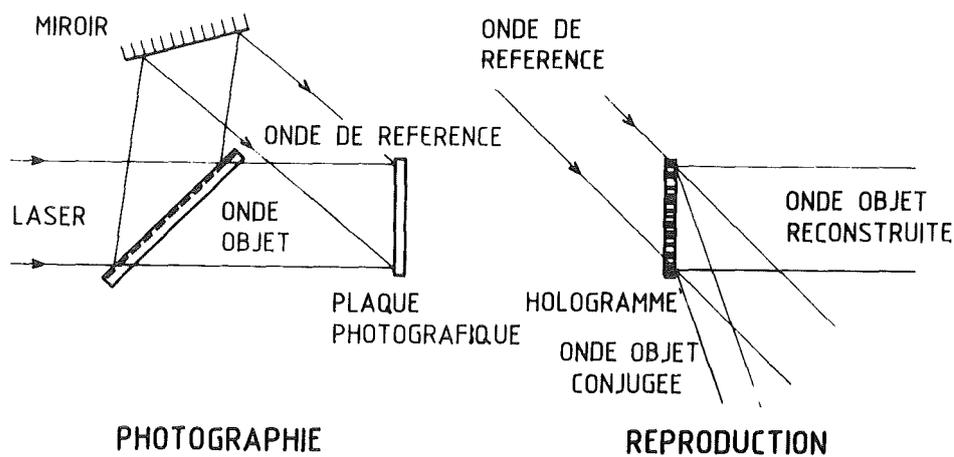


Fig. 18 Principe de l'holographie

avec le temps de l'illumination $\tau \propto \frac{1}{f} = \frac{2\pi}{\omega}$ et la constante ϵ_o c.a.d.

$$E = \frac{\epsilon_0}{\omega} \int_0^{2\pi} (a_0 + b_r)^2 d(\omega t) \quad (41)$$

Avec la somme $a_0 + b_r = (A \cos \phi_0 + B \cos \phi_r) \sin \omega t + (A \sin \phi_0 + B \sin \phi_r) \cos \omega t$
 et

$$\int_0^{2\pi} \sin^2 dx = \int_0^{2\pi} \cos^2 dx = \pi$$

ainsi que

$$\int_0^{2\pi} \sin x \cos x dx = 0$$

on trouve

$$E = \frac{\epsilon_0 \tau}{2} |(A \cos \phi_0 + B \cos \phi_r)^2 + (A \sin \phi_0 + B \sin \phi_r)^2| \quad (42)$$

$$E = \frac{\epsilon_0 \tau}{2} |A^2 + B^2 + 2AB (\cos \phi_0 \cos \phi_r + \sin \phi_0 \sin \phi_r)|$$

$$E = \frac{\epsilon_0 \tau}{2} |A^2 + B^2 + 2AB \cos (\phi_0 - \phi_r)|$$

qui est seulement dépendant du temps de l'illumination.

Le champ électrique

$$E_m = \frac{\epsilon_0 \tau}{2} (A^2 + B^2) \quad (43)$$

et alors

$$E - E_m = \epsilon_0 \tau AB \cos (\phi_0 - \phi_r) \quad (44)$$

et si $A = B$ et $\phi_r = 0$ comme référence, on a

$$\begin{aligned} E &= \epsilon_0 \tau A^2 (1 + \cos \phi_0) \\ &= \hat{E} \cos^2 \frac{\phi_0}{2} \end{aligned} \quad (45)$$

c.a.d. le champ électrique ne varie qu'avec la phase ϕ_0 .

La transmission de l'amplitude Tr de la plaque photographique est définie par

$$Tr = \frac{\text{amplitude derrière l'émulsion}}{\text{amplitude devant l'émulsion}}$$

Entre la transmission de l'amplitude moyenne et l'énergie de la lumière par surface existe la relation linéaire.

$$Tr_m = -\delta E_m \quad (46)$$

$$Tr - Tr_m = -\delta(E - E_m) \quad (47)$$

où δ est une constante. Le développement de la plaque photographique donne

$$Tr_m = -\delta \frac{\epsilon_0 \tau}{2} (A^2 + B^2) \quad (48)$$

$$Tr - Tr_m = -\delta(E - E_m) = -\delta \epsilon_0 \tau AB \cos(\phi_0 - \phi_r) \quad (49)$$

Pour la reconstruction de l'hologramme on utilise l'onde lumineuse $c_r = C \sin \omega t$ et l'onde transmise est $d_t = c_r Tr$ c.a.d.

$$d_t = C \sin \omega t \left| -\delta \frac{\epsilon_0 \tau}{2} (A^2 + B^2) - \delta \epsilon_0 \tau AB \cos(\phi_0 - \phi_r) \right| \quad (50)$$

Cette équation peut être écrite comme somme de

$$d_1 = -\delta \frac{\epsilon_0 \tau}{2} (A^2 + B^2) C \sin \omega t \quad (51)$$

et de

$$d_{2,3} = -\delta \epsilon_0 \tau ABC \cos(\phi_0 - \phi_r) \sin \omega t \quad (52)$$

qui peut être séparé en

$$d_2 = -\frac{\delta \epsilon_0 \tau}{2} ABC \sin(\omega t - \phi_0 + \phi_r) \quad (53)$$

$$d_3 = -\frac{\delta \epsilon_0 \tau}{2} ABC \sin(\omega t - \phi_0 + \phi_r) \quad (54)$$

Si la phase de référence est définie par $\phi_r = 0$ et $-\frac{\delta \epsilon_0 \tau}{2} ABC = \eta$, alors

$$d_2 = \eta \sin(\omega t - \phi_0) \quad (55)$$

$$d_3 = \eta \sin(\omega t + \phi_0)$$

L'équation d_1 (51) représente le faisceau direct avec une atténuation de l'amplitude, l'équation d_2 (55) ressemble à l'équation du faisceau objet et d_3 (55) est le faisceau objet conjugué.

On voit qu'avec l'onde de reconstruction identique à l'onde de référence on reconstruit un faisceau objet identique à celui utilisé pour faire l'hologramme.

Maintenant la question se pose comment il faut satisfaire la condition $Tr - Tr_m = -\delta(E - E_m)$. On rappelle que l'intensité de l'interférence obéit à la relation

$$I = I_0 \cos^2 \left(\pi \frac{x}{\lambda} \right) \quad (27)$$

c.a.d. une plaque photographique obtenue dans un tel champ d'interférence devient après développement un réseau de diffraction. Pour obtenir un réseau qui obéit à la loi de $\cos^2 x$ il faut considérer les propriétés des plaques photographiques.

La transmission d'une plaque photographique développée est égale au carré de la transmission de l'amplitude

$$Tr^2 = \frac{I}{I_0} \quad (56)$$

où I_0 est l'intensité lumineuse devant et I l'intensité derrière la plaque photographique. La densité optique est définie par

$$D = \log (1/Tr^2) \quad (57)$$

L'énergie Ω que la plaque obtient durant l'exposition d'un temps τ est

$$\Omega = E \cdot \tau \quad (58)$$

La relation caractéristique entre la densité optique D et l'énergie reçue est montrée dans figure 19.

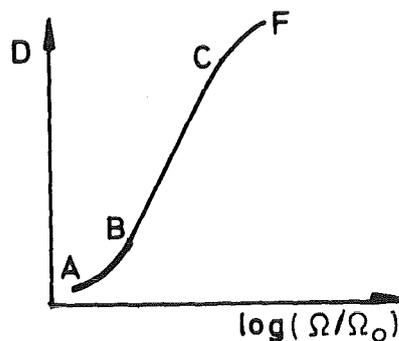


Fig. 19 Densité caractéristique d'une émulsion photographique

Cette courbe a trois régions: AB (sous développé), BC (région linéaire) et CF (sur développé). Avec la pente, le facteur de contraste γ toujours positif de la portion linéaire on a dans cette région

$$D = \gamma \log (\Omega / \Omega_0) \quad (59)$$

En holographie on est intéressé par la relation entre la transmission de l'amplitude de la plaque développée et l'énergie reçue Ω . La courbe $Tr = f(\Omega)$ est montrée dans la figure 20. La région intéressante de cette courbe est celle

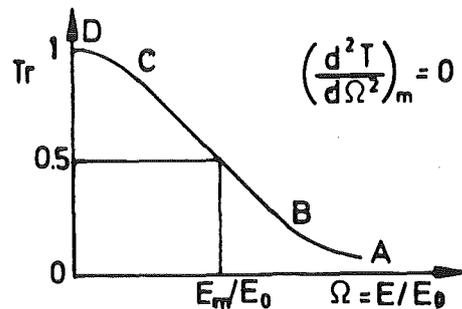


Fig. 20 Transmission caractéristique d'une émulsion photographique négative

avec la pente linéaire. La raison pour travailler dans cette région linéaire est démontrée dans la figure 21. Si la plaque est illuminée par une intensité

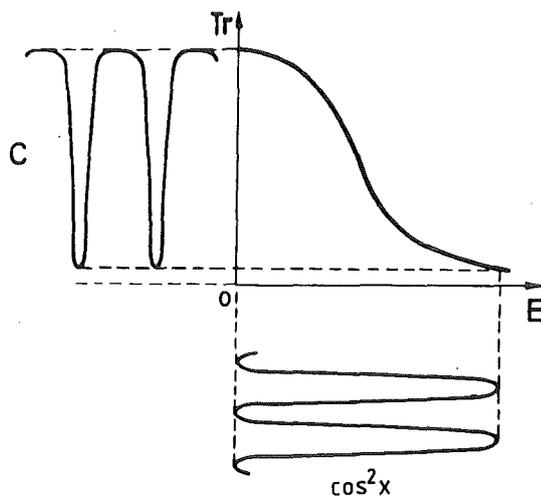


Fig. 21 Contorsion d'une fonction $\cos^2 x$ par photographie

qui obéit à la loi $\cos^2 x$ d'amplitude E_1/E_0 représentée au dessous de l'abscisse

la courbe transmise C représente la fonction de l'intensité transmise qui n'est plus une fonction $\cos^2 x$. Parce que seulement le réseau de diffraction de fonction $\cos^2 x$, aussi nommé réseau sinusoidal, produit s'il est illuminé par de la lumière cohérente parallèle et polarisé linéairement une image directe et deux spectres auxiliaires comme nous l'avons dérivé pour l'hologramme. Le procédé utilisé en figure 21 produit plus de deux spectres auxiliaires ce qui fournit des déformations.

Si on travaille dans la région linéaire, par exemple avec un champ électrique du type $a + b \cos^2 x$ (fig. 22), l'amplitude transmise obéira $a' + b' \cos^2 x$. Avec

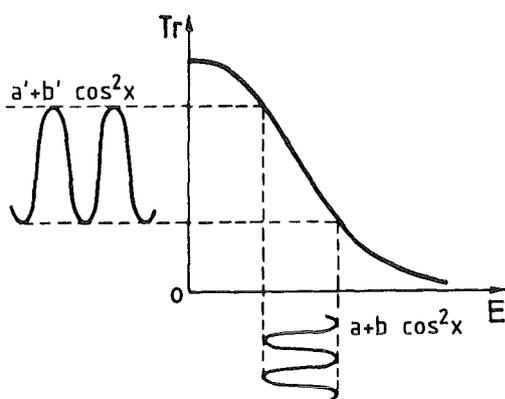


Fig. 22 Reproduction exacte d'une fonction $\cos^2 x$ par photographie

un tel arrangement on ne trouve que deux spectres auxiliaires mais le contraste est moindre.

Pour voir à quelle partie de la courbe de densité cette région correspond nous allons dériver les équations. La densité de la plaque photographique développée est

$$D = \log \left(\frac{1}{Tr^2} \right) = -2 \log Tr \quad (60)$$

$$dD = -2 \log e \frac{dTr}{Tr} \quad (61)$$

$$dD = \gamma dH \quad (62)$$

avec la définition $H = \log \left(\frac{E}{E_0} \right)$.

Avec (61) et (62) on a

$$\frac{dT}{dH} = - \frac{\gamma Tr}{2 \log e} \quad (63)$$

et avec la définition $H = \log \left(\frac{E}{E_0} \right)$ dont la dérivée est

$$\frac{dH}{d\left(\frac{E}{E_0}\right)} = \frac{\log e}{E/E_0} \quad (64)$$

on trouve (éq. 63 et 64)

$$\frac{dT}{d\left(\frac{E}{E_0}\right)} = - \frac{\gamma Tr}{2E/E_0} \quad (65)$$

dont la seconde dérivée est

$$\frac{d^2T}{d\left(\frac{E}{E_0}\right)^2} = \frac{Tr}{2\left(\frac{E}{E_0}\right)^2} \left| \frac{\gamma^2}{2} + \gamma - \log e \frac{d\gamma}{dH} \right| \quad (66)$$

Le point d'inflexion de la fonction T s'obtient si on a

$$\frac{d^2Tr}{d\left(\frac{E}{E_0}\right)^2} = 0$$

soit

$$\log e \left(\frac{d\gamma}{dH} \right)_m = \frac{\gamma_m^2}{2} + \gamma_m \quad (67)$$

où l'indice m représente les valeurs moyennes. Avec les relations (62) et (67) on voit que

$$\left(\frac{d\gamma}{dH} \right)_m = \left(\frac{d^2D}{dH^2} \right)_m = \frac{(\gamma_m + 2)\gamma_m}{2 \log e} \quad (68)$$

qui a une valeur toujours plus grande que zéro pour les plaques photographiques négatives ($\gamma_m > 0$), c.a.d. il faut sousexposer la plaque photographique (région AB dans fig. 19) pour faire un bon hologramme.

Si on est seulement intéressé aux incréments de ΔT entre deux franges une illumination exacte n'est pas si importante. Alors on choisit l'arrangement où $E_0 = E_r$ ce qui donne le maximum de contraste. Il est clair qu'alors on a des difficultés de définir le centre d'une frange (voir fig. 21), une erreur qui devient plus petit avec un nombre croissant de franges seulement.

2.2.2 Holographie interférométrique à temps réel

L'holographie interférométrique à temps réel est démontrée dans la figure 23. Dans ce procédé la plaque photographique est développée après une première

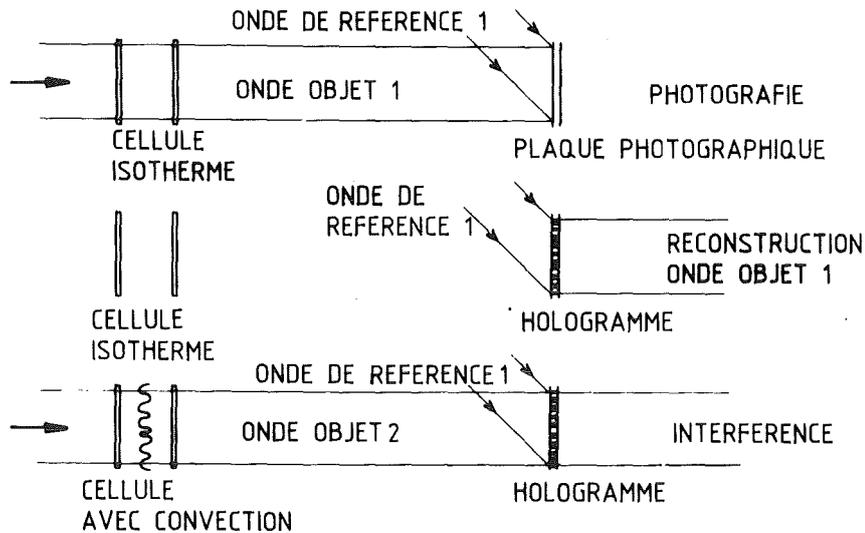


Fig. 23 Principe de l'interférométrie holographique à temps réel

exposition au temps t_1 où le rayon objet passe par la cellule dans un état initial, par exemple isotherme. Le faisceau de référence qui doit rester exactement le même reconstruit le faisceau objet original à chaque temps $t > t_1$. Ce faisceau objet reconstruit élimine toutes les petites erreurs introduites par la qualité optique des fenêtres utilisées. C'est pourquoi on est capable de faire des analyses quantitatives d'interférogrammes obtenues de cellules en plastique p. ex. Plexiglas. C'est avec cette technique interférométrique qu'on a la possibilité d'étudier la convection naturelle dans des petites boîtes de différentes conditions thermiques.

Si on change le champ d'indice de réfraction dans la cellule p.ex. en chauffant le bas de la cellule, le faisceau objet original reconstruit interfère avec le faisceau objet momentané, ce qui produit l'interférogramme. Un tel interféromètre est montré dans la figure 24. L'interféromètre doit être montré sur une table isolée contre les vibrations. La source de lumière cohérente est un Laser. Un obturateur est utilisé pour faire l'hologramme. Un miroir de réflexion/transmission variable divise la lumière en amplitude. Un collimateur de haute qualité fait un faisceau élargi qui passe par la boîte de convection et frappe la plaque photographique. Le faisceau de référence élargi est réfléchi par un miroir avec un ajustage très précis pour frapper enfin la plaque photographique. Dans le faisceau objet est positionnée une caméra qui enrégistre les interférogrammes.

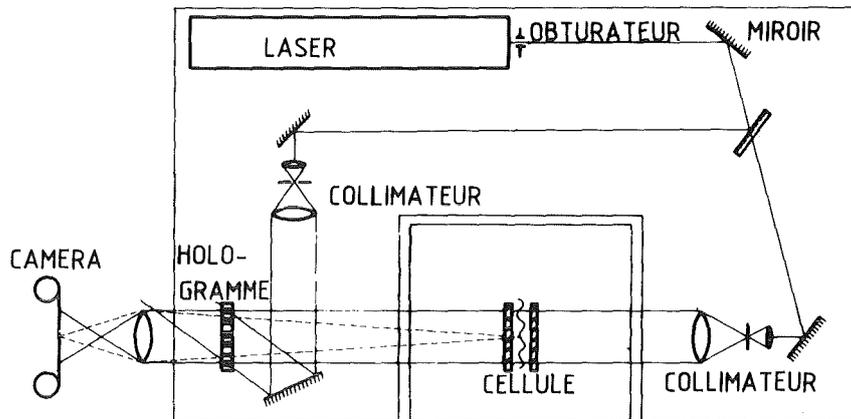


Fig. 24 Interféromètre holographique

2.2.3 Evaluation

Les procédés d'évaluation des interférogrammes d'un interféromètre holographique sont les mêmes que pour les interférogrammes d'un interféromètre de Mach-Zehnder. Les lignes d'interférence sont créées par deux faisceaux objets qui parcourent différents chemins optiques à des temps différents t_1 et t_2 . L'équation interférométrique s'écrit pour le chemin optique

$$\Gamma(x,z) = \int n_2(x,z) dy |_{t_2} - \int n_1(x,z) dy |_{t_1} \quad (69)$$

où n_2 et n_1 sont les indices de réfraction dans la cellule aux temps t_2 et t_1 et y est la coordonnée dans la direction du faisceau lumineux. Les coordonnées x, z sont perpendiculaires au faisceau.

Si on suppose que

1. $n_1(y) = n_2(y) = \text{constant}$
2. $n(xz)$ est bidimensionnel
3. la boîte est perpendiculaire au rayon lumineux

L'équation (69) se réduit à l'équation idéale

$$\Gamma(x,z) = d |n_2(x,z) - n_1(x,z)| \quad (70)$$

où $d = \int dy$ est la séparation entre les plaques de verre limitant la boîte dans la direction du rayon lumineux.

Des champs d'indice de réfraction on peut calculer les champs de densité ou de température dans la cellule. La différence entre les chemins optiques s'écrit

$$d \Gamma = dn \cdot d \quad (71)$$

ou exprimé pour l'ordre des franges S

$$d \Gamma = dS \cdot \lambda_0 \quad (72)$$

avec la longueur d'onde λ_0 du Laser. En différentiant ces équations pour la température on a

$$\frac{ds}{dT} = \frac{d}{\lambda_0} \cdot \frac{dn}{dT} \quad (73)$$

La variation de l'indice de réfraction en fonction de la température $\frac{dn}{dT}$ est une propriété matérielle qu'il faut déterminer expérimentalement ou analytiquement. Il faut aussi considérer la valeur de $\frac{dn}{dT}$ des parois utilisés ce qui est impératif pour les parois en plastique.

Pour évaluer les interférogrammes on mesure un état de référence en un point de référence (x_0, z_0) et on calcule par exemple la température en tout autre point. Pour un ajustage infini des franges on a la relation

$$\Delta S(xz) = \frac{d}{\lambda_0} \cdot \frac{dn}{dT} \cdot \Delta T \quad (74)$$

avec $\Delta T = T(x, z) - T(x_0, z_0)$. Les franges d'interférence d'un tel ajustage représentent des isothermes dans notre cas.

Pour évaluer quantitativement les interférogrammes il faut encore considérer des erreurs qui sont introduites en réalité. Ces corrections ne sont pas discutées ici.

En convection naturelle il existe aux bords horizontaux des couches minces stagnantes où la chaleur est transportée seulement par conduction c.a.d. on peut appliquer la loi de Fourier

$$\dot{q} = k \cdot \text{grad } T \Big|_w \quad (75)$$

où k est la conductivité thermique et le gradient de température est perpendiculaire à la paroi. La densité des franges qui donne le gradient de température peut être évalué des interférogrammes et le nombre de Nusselt local peut aussi être déterminé.

2.2.4 Application

Une cellule Hele-Shaw est une boîte dont une dimension est beaucoup plus petite que les deux autres. La vitesse dans une telle cellule est bidimensionnelle. La boîte montrée a l'aspect géométrique hauteur/largeur/profondeur = $h/b/d = 3.5/1/0.15$ ($d = 3$ mm) où la profondeur est définie coaxialement au faisceau lumineux à travers la cellule.

L'hologramme est fait de la cellule avec la couche de liquide isotherme. L'ajustage de l'interférogramme est fait pour séparation des franges très larges jusqu'à ce qu'on a illumination uniforme de la région h/b . Si on chauffe le bas un gradient de température se développe et des franges horizontales se développent dans le régime conducteur. A la valeur critique du nombre de Rayleigh

$$Ra = \frac{\beta g \Delta T h^3}{\kappa \nu} \quad (38)$$

la convection commence en forme de simple rouleau (fig. 25). Rappelons que les

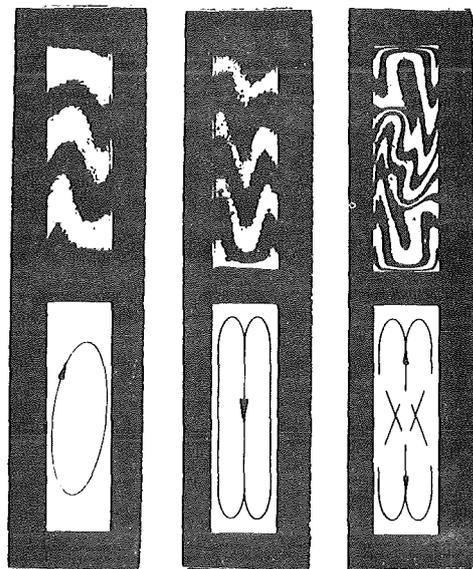


Fig. 25 Développement de la convection dans une cellule Hele-Shaw (Koster, 1980)

franges représentent des isothermes. Les courants montants sont visualisés là où les franges sont le plus haut et les courants descendants là où les franges sont le plus bas. Dans cette cellule un peu spéciale ce simple rouleau devient instable à un second nombre de Rayleigh critique et la convection est formée

d'un double rouleau. Celui-là devient instable à un troisième nombre de Rayleigh critique et une convection oscillante se développe.

Une série d'interférogrammes d'une telle oscillation est montrée en figure 26 juste après le début du régime oscillatoire. L'incrément de temps entre chaque interférogramme est de $\Delta t = 5s$.

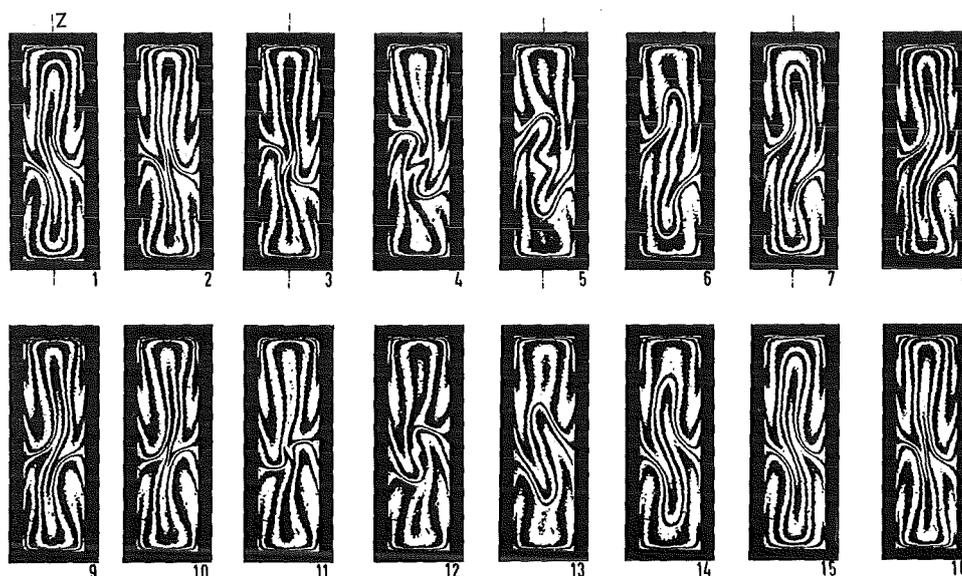


Fig. 26 Convection oscillante dans une cellule Hele-Shaw. Nombre de Rayleigh $Ra = 5.2 \cdot 10^7$ (Koster, 1980)

Remerciement

L'auteur remercie K. Bühler, J.P. Gollub, G. Schiroky et F. Rosenberger pour avoir contribué quelques-uns de leurs résultats à son exposé ainsi que P. Bontoux et A. Chikhaoui pour la lecture de correction.

3. Références recommandées pour études approfondies

Optique

- 1) Born, M., Wolf, E. Principles of Optics. Pergamon 1975
- 2) Bruhat, G. Cours d'optique. Masson 1935
- 3) Hecht, E., Zajac, A. Optics. Addison-Wesley 1979

Anémométrie Laser Doppler

- 1) Drain, L.E. The Laser Doppler technique. John Wiley Chichester 1980
- 2) Durrani, T.S., Greated C.A. Laser Systems in flow measurement. Plenum New York 1977
- 3) Durst, F., Melling, A., Whitelaw, J.H. Principles and practice of Laser Doppler anemometry. Academic Press 1976
- 4) Gollub, J.P., McCarriar, A.R., Steinman, J.F. Convective pattern evolution and secondary instabilities. to be published 1982
- 5) Schiroky, G.H., Rosenberger, F. Free convection of gases in a horizontal cylinder with differentially heated end walls. to be published 1982
- 6) Watrasiewicz, B.M., Rudd, M.J. Laser Doppler Measurements. Butterworths London 1976

Interférométrie

- 1) Bühler, K. Zellularkonvektion in rotierenden Behältern, Dissertation, Universität de Karlsruhe, 1979
- 2) Caulfield, H.J., Sun Lu The applications of Holography. Wiley New York 1970
- 3) Françon, M. Optical Interferometry. Academic Press, New York 1968
- 4) Françon, M., Mallick, S. Polarization Interferometers. Wiley, New York 1971
- 5) Françon, M. Holographie. Springer, Berlin 1972
- 6) Hauf, W., Grigull, U. Optical Methods in Heat Transfer in Adv. in Heat Transfer, Vol. 6, J.P. Hartnett, Th. F. Irvine Jr. eds. Academic Press 1970, p. 133 - 366

- 7) Koster, J.N. Freie Konvektion in vertikalen Spalten, Dissertation. Universität de Karlsruhe 1980, KfK 3066
- 8) Koster, J.N., Müller, U. Free convection in vertical slots. dans: Natural Convection in Enclosures - HTD - Vol. 8, I. Catton, K.E. Torrance, eds., ASME New York 1980, p. 27 - 30
- 9) Mayinger, F., Panknin, W. Holography in Heat and Mass Transfer. 5th Int. Heat Transfer Conf. Tokyo 1974, Vol. VI, p. 28 - 43
- 10) Merzkirch, W. Flow Visualization. Academic Press 1974
- 11) Oertel, J. Jr., Bühler, K. A special differential interferometer used for heat convection investigations. Int. J. Heat Mass Transfer 21, 8, 1978 p. 1111 - 1115
- 12) Ostrovsky, Yu. I., Butusov, M. M., Ostrovskaya, G. V. Interferometry by Holography. Springer, Berlin 1980
- 13) Reimann, J. Experimental Investigation of Free Convection Flow from Wires in the Vicinity of Phase Interfaces. Int. J. Heat Mass Transfer 17, 1974 p. 1051- 1061
- 14) Vest, Ch. M. Holographic Interferometry. John Wiley 1979
- 15) Viénot, J. Ch., Smigielski, P., Royer, H. Holographie optique. Dunod, Paris 1971