CEA-R 3256

CONSOLI T. PROCA G.
SLAMA L. .-
Introduction à l'holographie. Théorie - dispositifs expérimentaux.-
Commissariat à l'énergie atomique, Centre d'études nucléaires de Saclay (Essonne), 1967.-
27 cm, 99 p., fig.

CEA-R 3256 - CONSOLI Terenzio, PROCA Georges, SLAMA Lucien

INTRODUCTION A L'HOLOGRAPHIE - THEORIE - DISPOSITIFS EXPERIMENTAUX

Sommaire. - Ce travail exposé les théories et les techniques dans le domaine de l'holographie. Il fait la synthèse des connaissances acquises à ce jour dans ce domaine en évolution rapide.

1967 99 p.

Commissariat à l'Energie Atomique - France

CEA-R 3256 - CONSOLI Terenzio, PROCA Georges, SLAMA Lucien

INTRODUCTION TO HOLOGRAPHY - THEORY - EXPERIMENTAL EQUIPMENT

Summary. - This work presents the theory and the technics in the field of holography. It makes a synthesis of the present knowledge in that field.

1967 99 p.

Commissariat à l'Energie Atomique - France

CEA - R 3256

PREMIER MINISTRE
COMMISSARIAT A
L'ÉNERGIE ATOMIQUE

CEA - R 3256

INTRODUCTION A L'HOLOGRAPHIE
THEORIE - DISPOSITIFS EXPERIMENTAUX

par

Terenzio CONSOLI , Georges PROCA

Lucien SLAMA

Rapport CEA - R 3256

1967
Ja*

CENTRE D'ETUDES
NUCLÉAIRES DE SACLAY

Les rapports du COMMISSARIAT A L'ENERGIE ATOMIQUE sont, à partir du n° 2200, en vente à la Documentation Française, Secrétariat Général du Gouvernement, Direction de la Documentation, 31, quai Voltaire, PARIS VIIème.

The C.E.A. reports starting with n° 2200 are available at the Documentation Française, Secrétariat Général du Gouvernement, Direction de la Documentation, 31, quai Voltaire, PARIS VIIème.

- Rapport CEA-R 3256 -

Centre d'Etudes Nucléaires de Saclay
Département de Physique du Plasma et de la Fusion Contrôlée
Service d'Ionique Générale

INTRODUCTION A L'HOLOGRAPHIE - THEORIE - DISPOSITIFS EXPERIMENTAUX

par

Terenzio CONSOLI, Georges PROCA, Lucien SLAMA

- Septembre 1967 -

TABLE DES MATIERES

	Page
INTRODUCTION.	7
CHAPITRE I - ETUDE THEORIQUE	
I. 1 - Formation d'un hologramme	9
I. 2 - Reconstitution du front d'onde	10
I. 3 - Séparation des images	16
I. 4 - Relations géométriques	20
I. 5 - Etablissement des formules de position et de grandissement	27
I. 6 - Effet de l'inclinaison de l'hologramme sur l'axe optique à la reconstitution	31
I. 7 - Relief	31
I. 8 - Aberrations.	32
CHAPITRE II - PRINCIPAUX AVANTAGES D'HOLOGRAPHIE	
II. 1 - Montage par transmission directe	37
II. 2 - Montage par transmission directe avec diffuseur dans le faisceau objet	42
II. 3 - Montage par réflexion	43
II. 4 - Montage de Fourier	45
II. 5 - Classification des montages en fonction de leurs utilisations possibles	50

CHAPITRE III - / PROBLEMES ASSOCIES A LA MISE EN OEUVRE DES TECHNIQUES HOLOGRAPHIQUES /

III. 1 - Problèmes pratiques 51

III. 2 - Relations entre la résolution de l'émulsion photographique et les angles d'incidence des faisceaux 56

III. 3 - Profondeur de champ et cohérence 63

III. 4 - Intensité relative des faisceaux 65

III.5 - Luminosité contrasté 67

CHAPITRE IV - / TECHNIQUES SPECIALES /

IV. 1 - Reconstitution du front d'onde à l'aide d'une source de lumière blanche 71

IV. 2 - Obtention d'un hologramme en lumière spatialement incohérente 74

IV. 3 - Hologrammes "de phase" 75

IV. 4 - Hologrammes obtenus à travers des milieux aléatoires 75

IV. 5 - Problèmes de polarisation 78

IV. 6 - Holographie sous grand angle 80

IV. 7 - Supports divers pour hologrammes 80

IV. 8 - Duplication des hologrammes 83

CHAPITRE V - / APPLICATIONS GENERALES DES HOLOGRAMMES /

V. 1 - Filtrage spatial 85

V. 2 - Traitement de l'information contenue dans l'hologramme 86

V. 3 - Corrections optiques diverses 88

V. 4 - Interférométrie 89

V. 5 - Microscopie 92

V. 6 - Autres applications 94

Annexe 1. 95

Bibliographie. 96

INTRODUCTION

-:-:-:-:-:-:-:-:-

On appelle hologramme l'enregistrement photographique de la figure d'interférences obtenue à l'intersection de deux faisceaux d'ondes électro-magnétiques cohérentes (habituellement des faisceaux laser) dont l'un a été diffracté ou réfléchi par l'objet à étudier, l'autre servant de faisceau de référence.

L'existence de ce faisceau de référence permet de transformer en modulation d'amplitude la modulation de phase du faisceau perturbé par l'objet. Il est donc possible d'enregistrer sur la plaque photographique qui n'est sensible, rappelons le, qu'à l'intensité lumineuse, c'est à dire au carré de l'amplitude du champ électro-magnétique, une quantité d'information considérable à savoir l'amplitude et la phase des ondes provenant de chacun des points de l'objet.

Sous des conditions adéquates qui seront précisées par la suite, il est possible de provoquer à partir de l'hologramme éclairé par un faisceau laser une véritable reconstitution des fronts d'onde perturbés par l'objet d'où pour l'observateur regardant à travers l'hologramme, formation d'une image virtuelle de l'objet initial et ceci sans faire appel à aucune optique.

Il apparait simultanément une deuxième image, réelle, que l'on peut recueillir sur un écran ou photographier.

L'étude théorique fondamentale de l'holographie est due à GABOR. Elle date de 1949. Ce n'est qu'à partir de 1961 avec l'invention du laser à gaz que des hologrammes de bonne qualité ont été obtenus.

Cette technique connait actuellement un développement et son champ d'application croît sans cesse.

Précisons enfin que l'étude ci-après fait le point des connaissances essentielles actuellement acquises en holographie. Elle n'est pas exhaustive mais nous avons essayé, en donnant de très nombreuses références, de permettre à celui qui le désirerait de trouver facilement les informations complémentaires qu'il souhaiterait connaître sur n'importe lequel des points exposés.

Pour la simplicité de l'exposé cette étude a été divisée en deux parties. La première traite de la théorie et des divers types d'hologrammes réalisables. La seconde contient des considérations techniques et instrumentales et met l'accent sur les aspects expérimentaux de l'holographie. (Chapitres III et IV).

CHAPITRE I

ETUDE THEORIQUE

I. 1 - Formation d'un hologramme

Soit un faisceau parallèle de lumière cohérente dans l'espace et dans le temps, de grande dimension illuminant un objet transparent plan non déphasant. Nous supposerons que l'objet se trouve dans une section droite du faisceau incident (figure 1).

Du fait de la cohérence spatiale, en tous les points de l'objet, supposé petit, l'onde incidente à la même phase. Chaque point de l'objet a une transparence propre $s(\alpha, \beta)$ et se comporte comme une ouverture diffractante pour l'onde incidente.

En un point M du plan P_2 situé à la distance Z de P_1 les amplitudes des ondes diffractées par chacun des points de l'objet s'additionnent, la phase de chacune d'elles ne dépendant que de la distance $\Delta = \overline{BM}$ (cohérence temporelle de la source de lumière).

L'amplitude résultante en M est donnée par l'intégrale de KIRCHHOFF-FRESNEL qui s'écrit, en ne tenant pas compte de l'effet d'obliquité en raison des faibles angles considérés :

$$a(x,y) = \frac{kj}{\lambda Z} \iint_{\text{objet}} s(\alpha,\beta) \exp\left(-j\frac{2\pi\Delta}{\lambda}\right) d\alpha\, d\beta$$

avec $\Delta^2 = Z^2 + (x-\alpha)^2 + (y-\beta)^2$

I. 2 - Reconstitution du front d'onde

Supprimons l'objet et mettons à sa place dans le plan P_1 le cliché photographique (l'hologramme) obtenu . Eclairons le cliché avec le même faisceau que précédemment. On obtient en P_2 la figure de diffraction, de la transparence $\sqrt{T}$.

La nouvelle répartition d'amplitude dans le plan P_2 sera :

$$A'(x,y) = I(x,y) \circledast f(x,y)$$

$$= \left[(A_0 + s \circledast f)(A_0 + s \circledast f)^* \right] \circledast f$$

$$A'(x,y) = \left[|A_0|^2 + |s \circledast f|^2 \right] \circledast f$$

$$+ A_0 \left[s^* \circledast (f^* \circledast f) \right]$$

$$+ A_0^* \left[s \circledast (f \circledast f) \right]$$

Considérons le deuxième terme. Il se réduit à $A_0 s^*(\alpha, \beta)$ (voir annexe 1) mais s, étant la transparence en chaque point de l'objet dans le plan P_1 est une fonction réelle et le deuxième terme vaut $A_0 s$ c'est-à-dire que, physiquement, on retrouve en P_2 la grandeur qui caractérise l'objet; autrement dit, on obtient en P_2 une image de l'objet qui est évidemment réelle.

On montre d'une manière analogue que le troisième terme représente une image <u>virtuelle</u> de l'objet située dans le plan P_2 à la distance - Z de P_1 .

FORMATION DE L'HOLOGRAMME

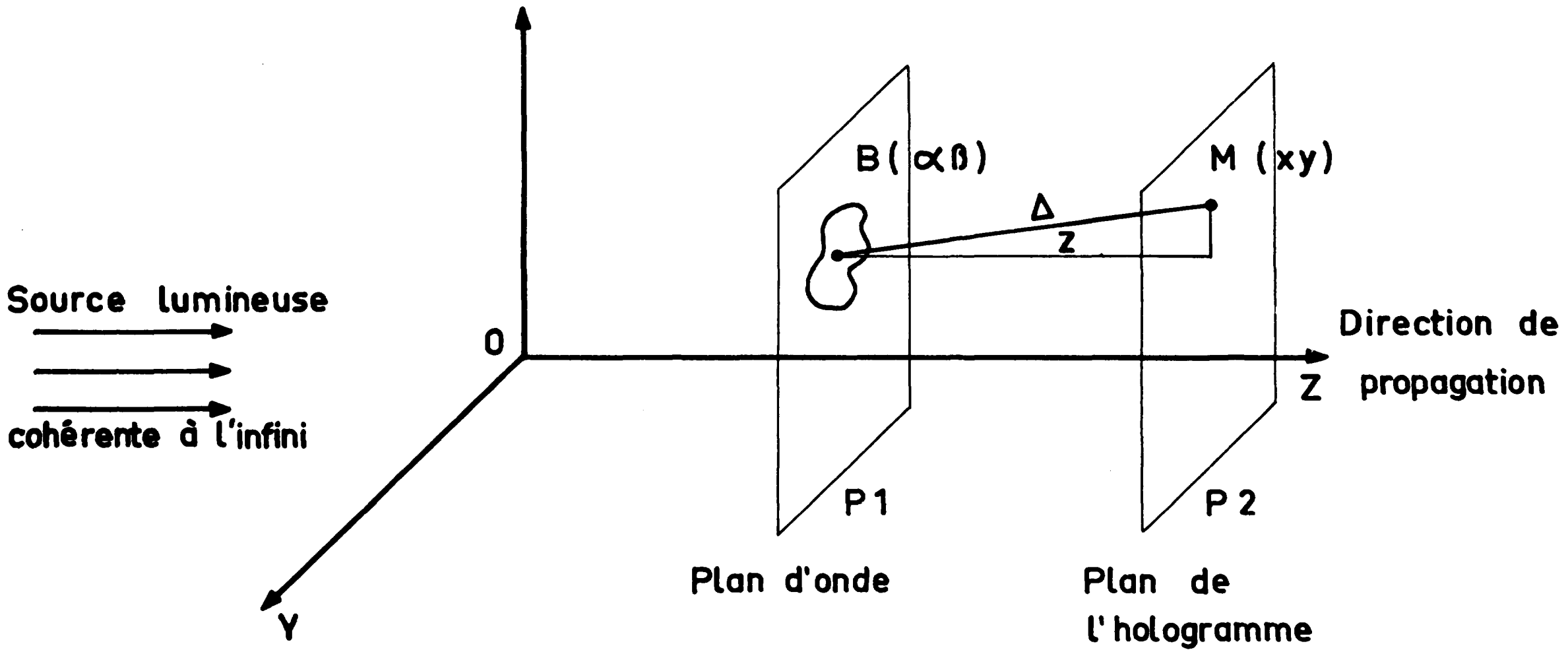


Fig. 1

Pour simplifier l'expression de l'amplitude complexe a (x, y) on fait l'hypothèse que $Z \gg x, y, \alpha, \beta$, ce qui permet de faire l'approximation $\Delta \sim Z + [(x-\alpha)^2/2Z] + [(y-\beta)^2/2Z]$ et donc d'écrire à un facteur multiplicatif constant près, l'amplitude complexe sous forme d'un produit de convolution :

$$a(x,y) = s(x,y) \circledast f(x,y)$$

où

$$f(x,y) = \frac{kj}{\lambda Z} \exp\left[-\frac{j\pi}{\lambda Z}(x^2+y^2)\right]$$

est la réponse impulsionnelle au point M du volume d'espace compris entre les plans P_1 et P_2.

Par ailleurs l'émulsion photographique est caractérisée par sa courbe de noircissement D = f (Log L) où D est la densité optique D = colog T T facteur de transmission, et L la lumination.

$L = Et \propto It$ où E est l'éclairement.

Si l'intensité est telle que l'on se trouve dans la partie rectiligne de la caractéristique (à temps de pose constant) on a :

$$\text{Log}\,\frac{1}{T} = \gamma\,\text{Log}\,I$$ où γ est le facteur de contraste

Si l'on choisit les conditions opératoires de façon que $\gamma = -2$ on obtient $T = I^{-\gamma} = I^2$ et finalement, l'hologramme aura une transparence $\sqrt{T} \propto I$ qui est l'image fidèle de la répartition d'intensité dans le plan P_2. (On a supposé le cliché non déphasant pour simplifier l'exposé).

Le terme constant constitue un fond parasite qui affecte l'une et l'autre image (figure 2).

REMARQUE 1

On ne s'est préoccupé dans ce qui précède que d'un objet plan. Il est clair qu'un objet à trois dimensions est passible d'une analyse similaire.

Pour en rendre compte qualitativement, considérons un objet tel que celui représenté sur la figure 3 laquelle en est une section plane dans le plan de figure.

Pour la zone AB l'analyse précédente s'applique directement ; pour la zone CD située à la distance Z_2 du plan de l'hologramme on peut admettre, si l'objet n'est pas optiquement actif, que la transparence en CD, soit s_{CD} est une fonction de tous les points la zone 2 hachurée (cette fonction est linéaire en vertu de la linéarité des lois de MAXWELL).

A la reconstitution, le système de franges dû à s_{CD} restituera à la distance $-Z_2$ du plan de l'hologramme le signal s_{CD} c'est-à-dire une image virtuelle de CD et donc de toute la zone 2.

Notons en passant que l'image réelle située à la distance $+Z_2$ présente un relief inversé ce qui peut être source de quelque difficulté lorsqu'on l'observe en image aérienne.

REMARQUE 2

L'analyse mathématique précédente suppose explicitement $\gamma = -2$. Si cette condition n'est pas réalisée la reconstitution reste cependant possible sous réserve de satisfaire à l'inégalité

$$A_0 \gg s \circledast f$$

RECONSTITUTION DU FRONT D'ONDE

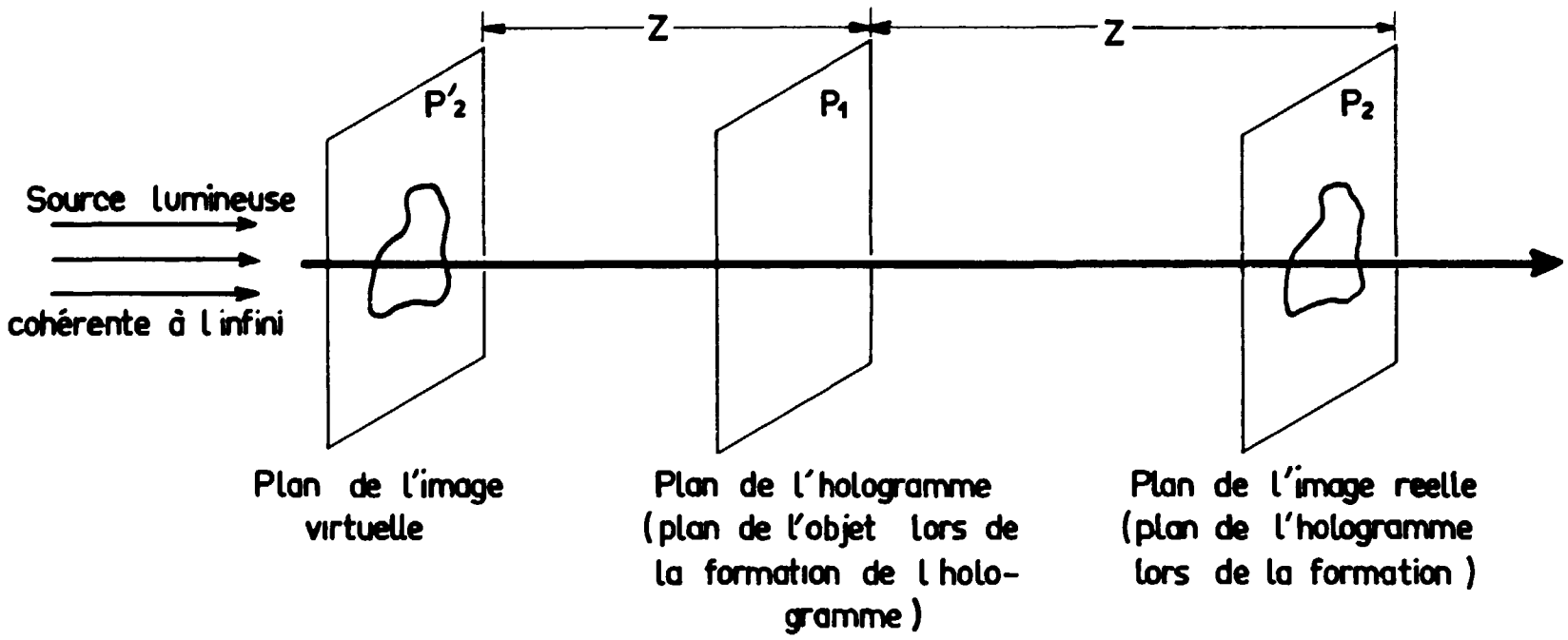


Figure 2

RESTITUTION DU RELIEF

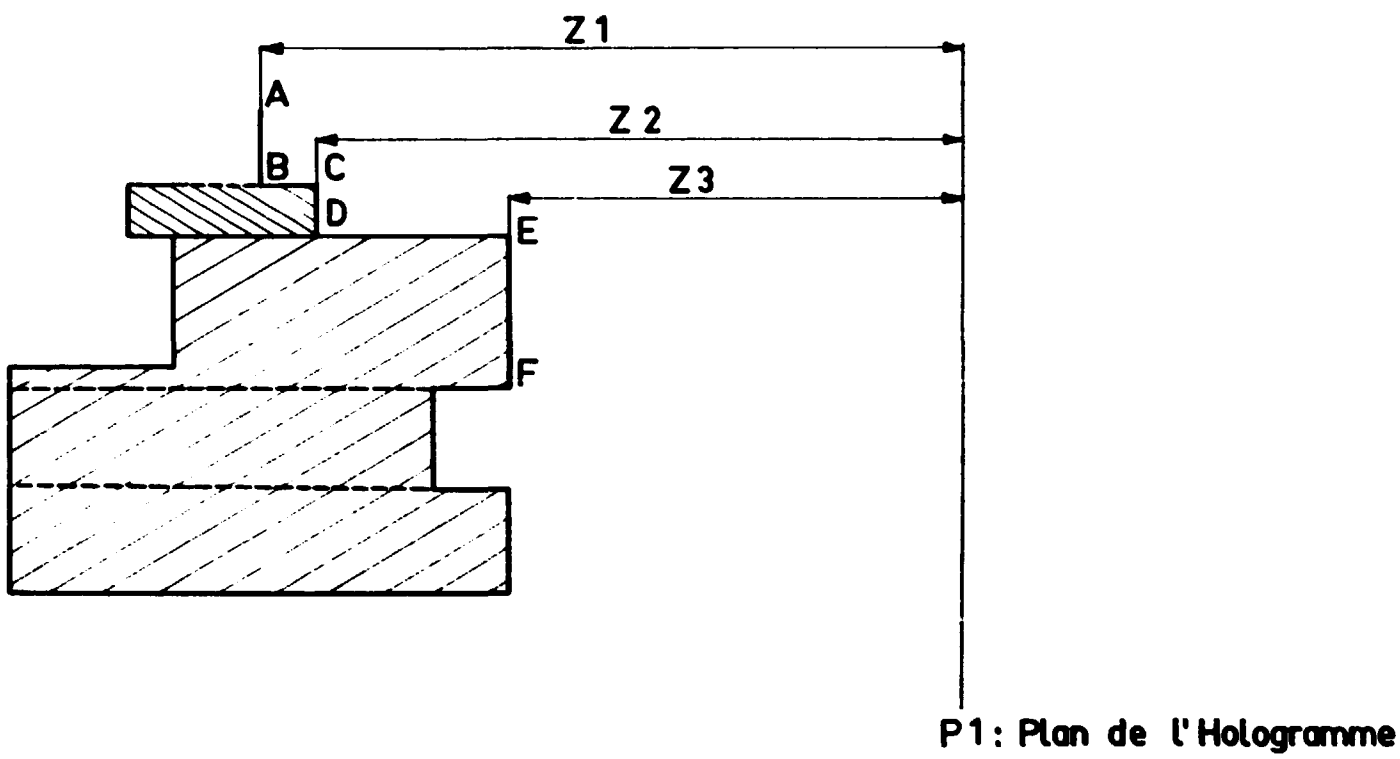


Fig. 3

En ce cas, et toujours sous l'hypothèse d'une réponse linéaire de la plaque photographique, on a :

$$\sqrt{T} = I^{-\gamma/2}$$

et, ne retenant que les termes du 1er ordre dans le développement de $\sqrt{T}$ en puissances de γ, il vient pour expression de l'amplitude A' dans le plan P2 :

$$A' = \left\{ |A_0|^{-\gamma} - \frac{\gamma}{2} |A_0|^{-\gamma+2} \cdot |s \otimes f|^2 \right\} \otimes f$$

$$- \frac{\gamma}{2} \frac{|A_0|^{-\gamma}}{A_0^*} s^* - \frac{\gamma}{2} \frac{|A_0|^{-\gamma}}{A_0} s$$

où le second terme représente l'image réelle et le troisième l'image virtuelle.

REMARQUE 3

Dans l'étude précédente on s'est placé dans le cas où la source lumineuse est formée de rayons parallèles. Il en résulte que, lors de la reconstitution du front d'onde les images réelle et virtuelle de l'objet se forment dans la direction du faisceau incident ce qui rend leur observation difficile. De plus si l'on met au point l'optique d'observation sur l'une des images l'autre apparaîtra floue et se comportera comme un bruit de fond. On a donc cherché à imaginer un dispositif assurant une séparation complète des images.

I. 3 - Séparation des images

Il suffit pour cela de superposer à l'onde diffractée arrivant en P_2 une onde de référence sphérique et excentrée (figure 4).

En appelant (x_o, O) les coordonnées du centre des sphères équiphases du faisceau de référence et R sa distance à P_2 on obtient pour amplitude A (x, y) en P_2 :

$$A(x,y) = A_o \, e^{-j\rho} + s \circledast f$$

avec

$$\rho = \frac{2\pi}{\lambda}\left[(x-x_o)^2 + y^2 + R^2\right]^{1/2}$$

où $A_o \, e^{-j\rho}$ est l'amplitude du faisceau de référence et $s \circledast f$ l'amplitude diffractée par l'objet.

En faisant l'hypothèse $R \gg x, y, x_o$ qui entraine

$$\rho \simeq \frac{2\pi R}{\lambda}\left[1 + \frac{y^2}{2R^2} + \frac{(x-x_o)^2}{2R^2}\right]$$

et choisissant l'origine des phases au point (O, O) on obtient :

$$A(x,y) \simeq A_o \exp\left(\frac{-j\pi}{\lambda R}\right)(x^2+y^2-2xx_o) + s \circledast f$$

A la reconstitution, où l'on observera les phénomènes dans un plan $\Pi_1 \neq P_1$ et situé à la distance Z_1 de P_1, on obtiendra pour amplitude complexe en Π_1 l'expression : $A' = (AA^*) \circledast f_1$ où f_1 est déduite de f en changeant Z en Z_1.

L'explicitation de A' (et qui est exposée dans la réf (1)) montre :

1) qu'il n'y a reconstitution d'une image que pour un plan Π_1 tel que

$$\left|\frac{1}{Z_1}\right| = \frac{1}{Z} - \frac{1}{R}$$

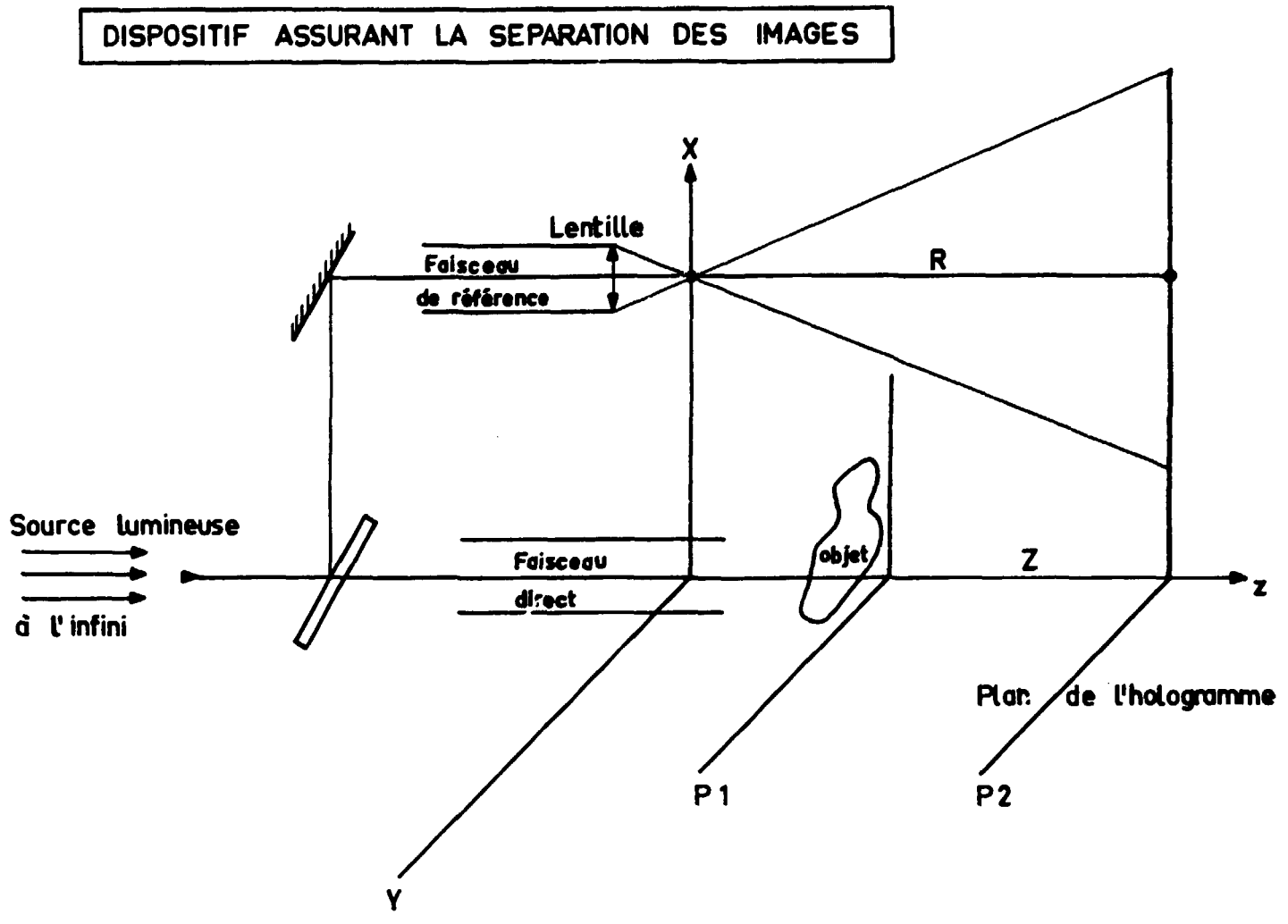

DISPOSITIF ASSURANT LA SEPARATION DES IMAGES
X
Lentille
Faisceau
de référence
R
Source lumineuse
à l'infini
Faisceau
direct
objet
Z
z
Plan de l'hologramme
P1
P2
Y

Fig. 4

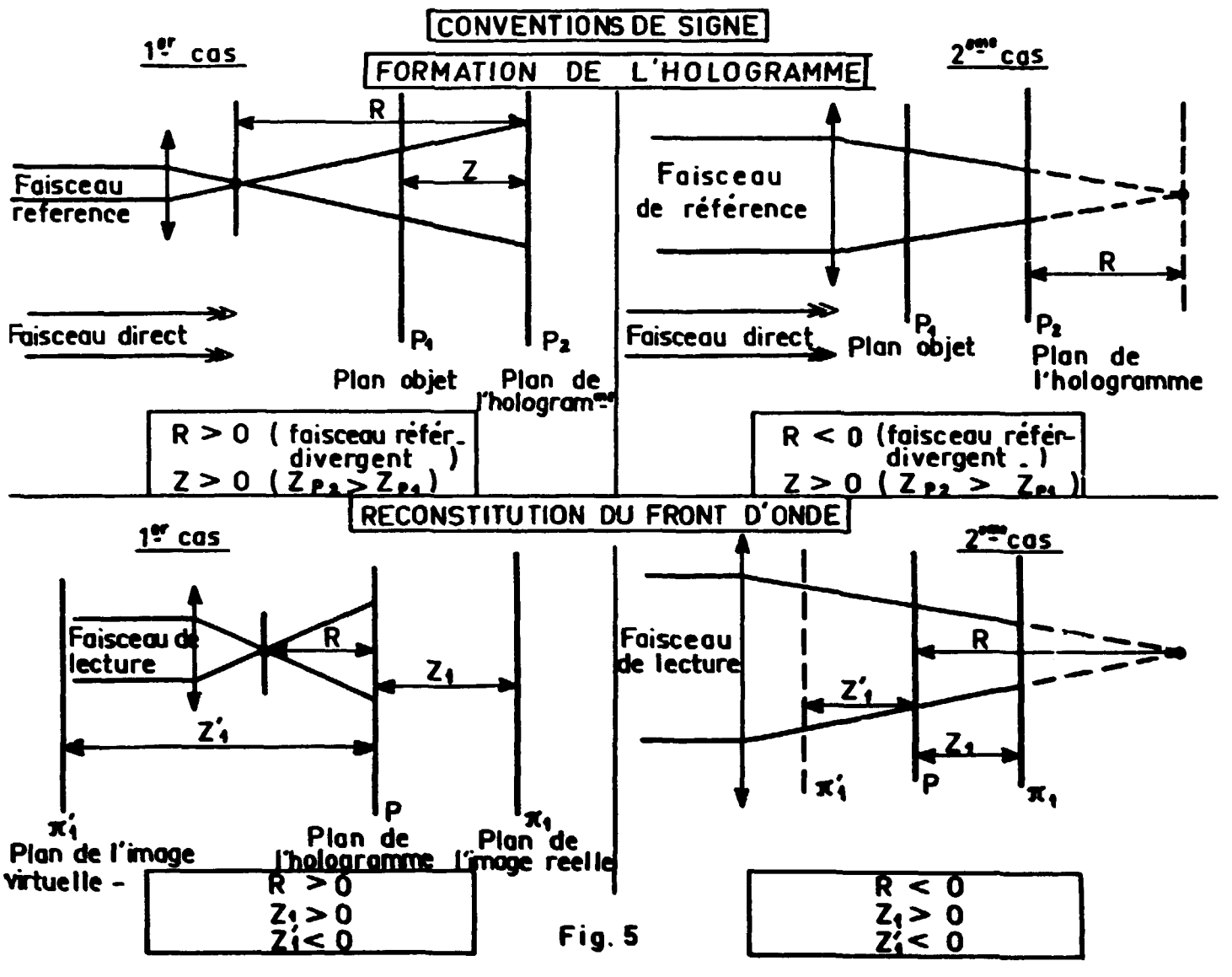

CONVENTIONS DE SIGNE
FORMATION DE L'HOLOGRAMME
1er cas
2ème cas
R
Z
Faisceau
reference
Faisceau direct
P1
P2
Plan objet
Plan de l'hologramme
Faisceau
de référence
R
Faisceau direct
Plan objet
Plan de l'hologramme
R > 0 (faisceau référ. divergent)
Z > 0 (Zp2 > Zp1)
R < 0 (faisceau référ. divergent)
Z > 0 (Zp2 > Zp1)
RECONSTITUTION DU FRONT D'ONDE
1er cas
2ème cas
Faisceau de lecture
R
Z1
Z'1
π'1
P
π1
Plan de l'image virtuelle
Plan de l'hologramme
Plan de l'image reelle
R > 0
Z1 > 0
Z'1 < 0
Faisceau de lecture
R
Z'1
Z1
π'1
P
π1
R < 0
Z1 > 0
Z'1 < 0

Fig. 5

2) que l'image a subi un grandissement $g = \frac{Z_1}{Z}$

3) qu'un terme de phase s'est introduit dû à l'éclairement en ondes sphériques soit :

$$\exp \frac{j\pi}{\lambda R g}\left[(x-x_0)^2 + y^2 - x_0^2 g\right]$$

4) le terme contenant $A_0^* s$ peut représenter une image réelle ou virtuelle selon la valeur relative de R et Z. Afin de dégager une relation valable quel que soit le cas de figure il faut préciser les signes de Z, R, Z_1; c'est l'objet de la figure 5.

Les conventions de signes sont :

$Z > 0$

$R > 0$ Si le centre des ondes sphériques est du même côté que l'objet par rapport à l'hologramme.

$Z_1 > 0$ Pour un plan d'observation réel

$Z_1 < 0$ Pour un plan d'observation virtuel

On déduit de l'équation $\left|\frac{1}{Z_1}\right| = \frac{1}{Z} - \frac{1}{R}$ que l'image réelle sera représentée par le terme contenant :

$$A_0 s^* \quad \text{si} \quad Z_1 > 0$$

$$A_0^* s \quad \text{si} \quad Z_1 < 0$$

5) L'expression développée des termes représentant l'image réelle et virtuelle montre qu'elles ont subi un décalage selon l'axe des x ayant pour valeur $x_0 (1 - g)$ ce qui entraîne la séparation des images et qui était le but recherché. En effet la figure 6, établie dans le cas $Z_1 = Z$ montre que, pour une direction convenable d'observation, chaque image peut être complètement isolée de sa conjuguée et du fond parasite.

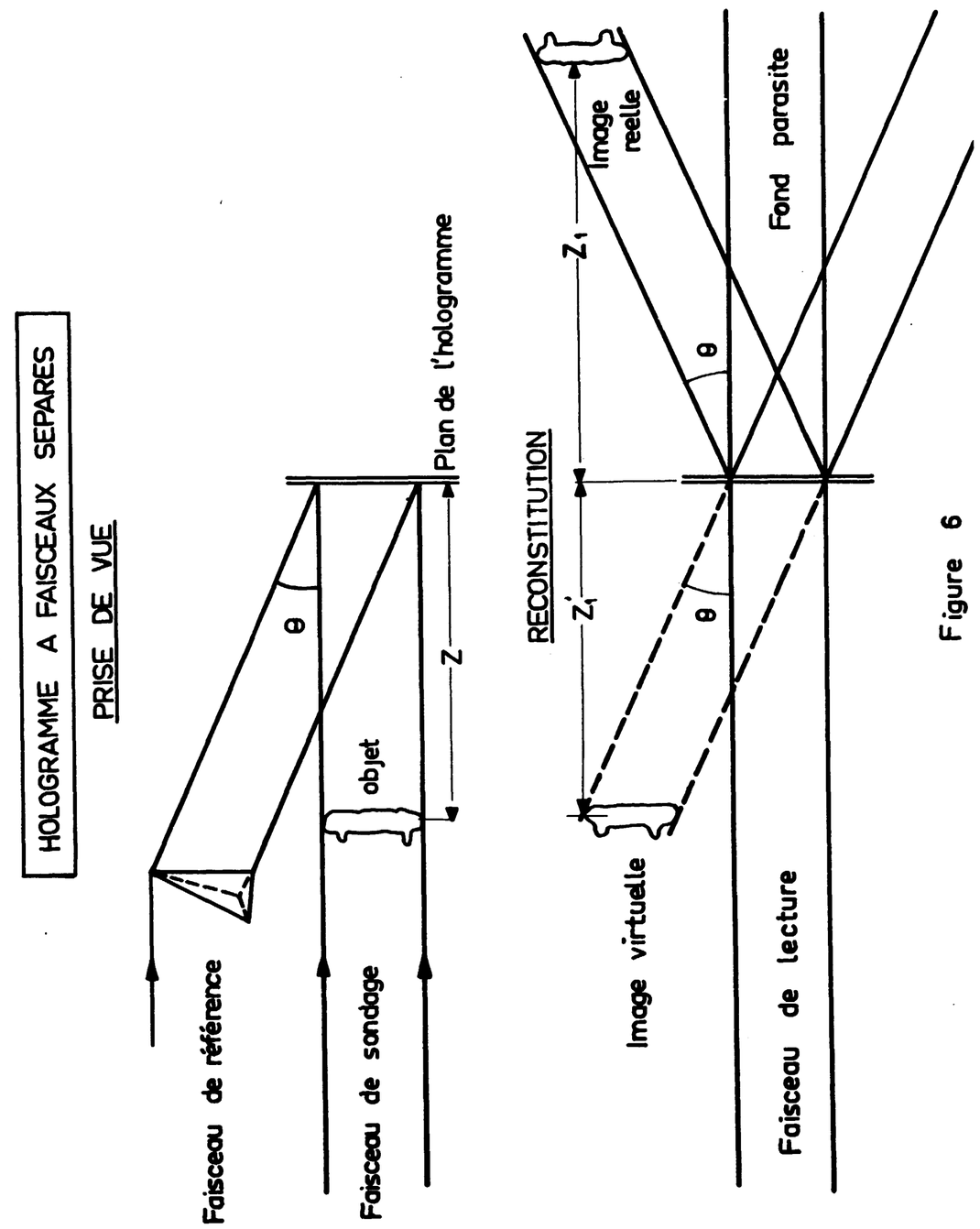


Figure 6

Pour mémoire nous reproduisons ci-dessous les formules développées de chaque terme de l'amplitude complexe A'

$$A' = \left(|A_0|^2 + |s \circledast f|^2\right) \circledast f_1 \qquad \text{fond parasite}$$

$$+ \; A_0\, g^{-1} s^*[\xi,\eta] \exp \frac{-j\pi}{\lambda R g}\left[(x-x_0)^2 + y^2 - x_0^2 g\right]$$

$$+ \; A_0^*\, g^{-1} s[\xi,\eta] \exp \frac{-j\pi}{\lambda R g}\left[(x-x_0)^2 + y^2 - x_0^2 g\right]$$

avec : $\xi = \frac{1}{g}\left[x - x_0(1-g)\right]$; $\eta = \frac{y}{g}$; $g = \frac{Z_1}{Z} = \frac{R}{R-Z}$

Les divers cas de figure possibles sont résumés dans le tableau I.

I.4 - Relations géométriques entre l'objet et les images.

Tout ce qui précède suppose remplies les conditions de validité de l'intégrale de KIRCHHOFF-FRESNEL, essentiellement que les dimensions de l'ouverture diffractante sont petites par rapport à la distance de celle-ci à la source et au point où l'on évalue l'intégrale, tout en étant grandes par rapport à la longueur d'onde.

Ce sont pratiquement les conditions dites "des rayons paraxiaux" en optique classique.

	Image réelle	Image virtuelle
R > 0	S * g > 1	S g > 1
Z > R > 0	S g < 0	S * g < 0
R < 0	S * 1 > g > 0	S 1 > g > 0

Tableau I

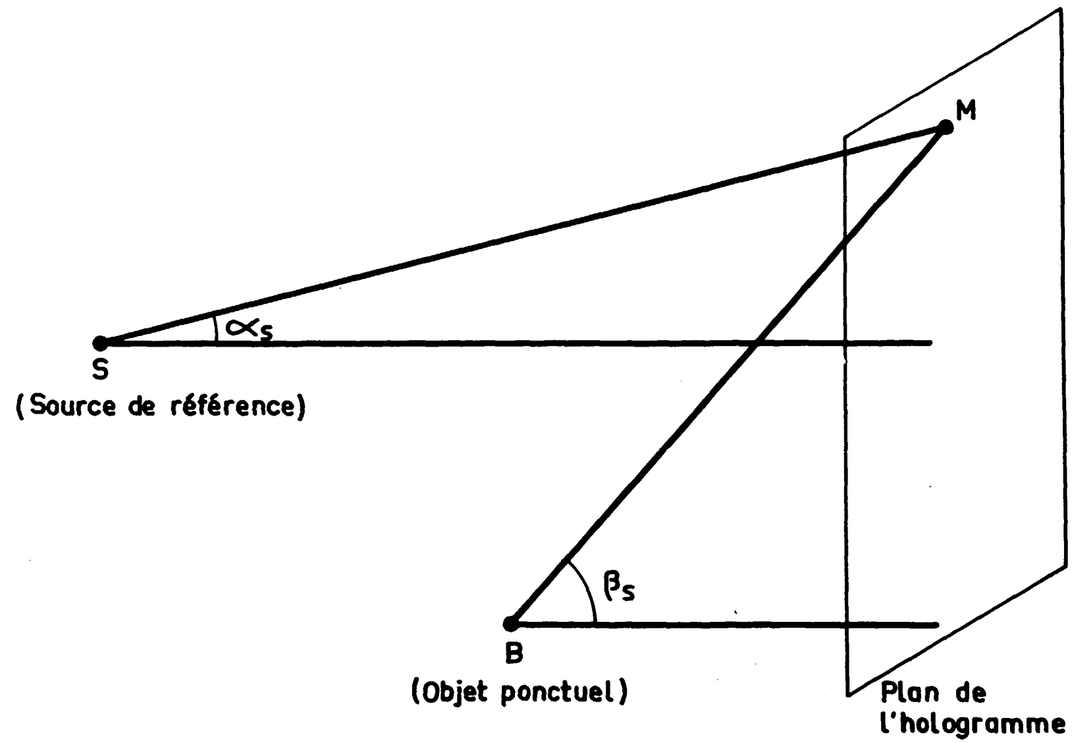


Figure 7

Par ailleurs on sait qu'il y a équivalence entre les prédictions déduites du principe de HUYGHENS et les résultats fournis par l'intégrale. On va donc chercher à retrouver les résultats précédents à partir du principe de HUYGHENS, ce qui conduira à des résultats plus intuitifs tout en permettant, de manière simple, de tenir compte du cas, non traité précédemment, où la source cohérente lumineuse est ponctuelle à la prise de vue comme lors de la reconstitution.

On supposera pour commencer que l'hologramme est $\perp$ au faisceau issu de la source lumineuse.

Nous suivrons ici l'exposé de MARQUET et ROYER (2)

I. 4. 1 - Cas d'un seul point objet

Considérons la figure 7. Appelons $a\,e^{j\theta}$ l'amplitude, en un point M de l'hologramme, de l'onde émise par la source de référence supposée assez éloignée pour que a soit pratiquement constant. On a alors :

$$\theta \approx \frac{2\pi}{\lambda}\,\overline{SM}$$

De même si $b\,e^{j\varphi}$ est l'amplitude diffractée en M par un point B de l'objet et sous la même hypothèse on a :

$$\varphi \approx \frac{2\pi}{\lambda}\,\overline{BM}$$

L'intensité lumineuse en M s'écrit

$$I_m = a^2 + b^2 + 2ab\cos(\varphi - \theta)$$

et si l'on peut assimiler $a^2 + b^2$ à une constante, les variations de I_m sont essentiellement fonction de $\varphi - \theta$ c'est-à-dire de la quantité :

$$\delta = \frac{2\pi}{\lambda}\left(\overline{BM} - \overline{SM}\right)$$

On cherche en illuminant l'hologramme avec une lumière issue d'une source S' de longueur d'onde λ' à obtenir une image B' de l'objet B.

Une telle image existera, conformément au principe de FERMAT, si les chemins optiques entre B et B' restent invariants quelle que soit la position du point M sur l'hologramme.

Le principe de FERMAT implique le retour inverse de la lumière. C'est-à-dire que si l'on prend B' pour objet et S' pour source de référence, on doit obtenir sur l'hologramme la même distribution d'intensité I_m que précédemment si l'on veut avoir une image B en utilisant comme source de reconstitution la source S.

Ceci signifie que I_m doit être fonction de la quantité :

$$\delta' = \frac{2\pi}{\lambda'}\left(\overline{S'M} - \overline{B'M}\right)$$ de la même manière que de

$$\delta = \frac{2\pi}{\lambda}\left(\overline{SM} - \overline{BM}\right)$$ et ce, au quatrième ordre près.

On doit donc avoir :

$$\frac{B'M - S'M}{\lambda'} = \pm \frac{BM - SM}{\lambda} + \varepsilon_0 + \varepsilon_4$$

où ε_0 est une constante, indépendante de M, qui définit la position des images B' et ε_4 contient les aberrations. (Si $\varepsilon_4 = 0$ on dit qu'il y a stigmatisme rigoureux).

Le signe $\pm$ provient de ce que la distribution ne dépend que de la valeur absolue des chemins optiques.

On appellera image directe (réelle ou virtuelle) celle qui correspond au signe + , l'autre étant l'image conjuguée.

1.4.2 - Cas d'un objet étendu

On considère l'objet étendu comme un ensemble de points. Cet objet aura une image si le stigmatisme est suffisant. Cela revient à définir le champ objet (au sens optique du terme) en fonction de la dimension de la tache de diffusion tolérable dans l'espace image. Ce calcul sera esquissé plus loin.

1.4.3 - Remarques

a) Notons que le contraste des franges d'interférences s'obtient à partir de l'expression de I_m.

il est $C = \frac{2ab}{a^2+b^2}$, donc proportionnel à la racine carrée de la luminance de l'objet B.

Il est aussi proportionnel à la racine carrée de la luminance de l'image puisque, par retour inverse de la lumière, on doit retrouver le même I_m donc le même C.

L'intensité image (proportionnelle à b^2) est donc proportionnelle à l'intensité objet.

b) Par ailleurs, la condition $a^2 + b^2 \sim$ Cte supposée vérifiée dans le cas d'un seul point objet doit être satisfaite maintenant quelle que soit la répartition de luminances sur l'objet et la forme de celui-ci.

Si db est la contribution lumineuse en chaque point objet dans le plan de l'hologramme, il faut que $a^2 + \left[\int db\right]^2 \sim Cte$ ce qui impose :

α) ou bien $\int db \sim Cte$ C'est le cas d'un objet diffusant ou rendu diffusant par adjonction d'un diffuseur.

β) ou bien $\int db \ll a$ ce qui est identique à la condition indiquée p. 8 spécifiant la nécessité d'un fond cohérent de référence sensiblement plus élevé que les intensités maximales diffractées par l'objet.

1.4.4 - Position des images grandissements

Considérons la figure 8a qui définit les diverses grandeurs utilisées à la prise de vues.

On considère un rayon issu d'un point B de l'objet étendu. B est une source secondaire du faisceau objet qui peut être par ailleurs quelconque (collimaté, convergent ou divergent).

S est la source de référence. Le faisceau de référence est ici divergent. Le point H est le pied de la perpendiculaire abaissée de S sur le plan de l'hologramme.

NOTA Si le faisceau de référence était convergent, S serait de l'autre côté de l'hologramme et seul changerait le signe de R.

Dans le cas de la reconstitution on considère la figure 8 b et l'on suppose que l'orientation de l'hologramme est telle que le pied de la perpendiculaire à ce plan menée de S', source de lecture est en H.

Dans le cas de la figure 8 b le faisceau de lecture issu de S' est divergent. On s'est placé dans la situation où les deux images, directe et conjuguée, sont toutes deux virtuelles et on a indiqué pour mémoire les positions relatives des sources S et S'.

Dans le cas où le faisceau de lecture est convergent (source S'' symétrique de S' par rapport à l'hologramme) les images 1 et 2 échangent leur rôles, sont symétriques par rapport au plan de l'hologramme et sont toutes deux réelles.

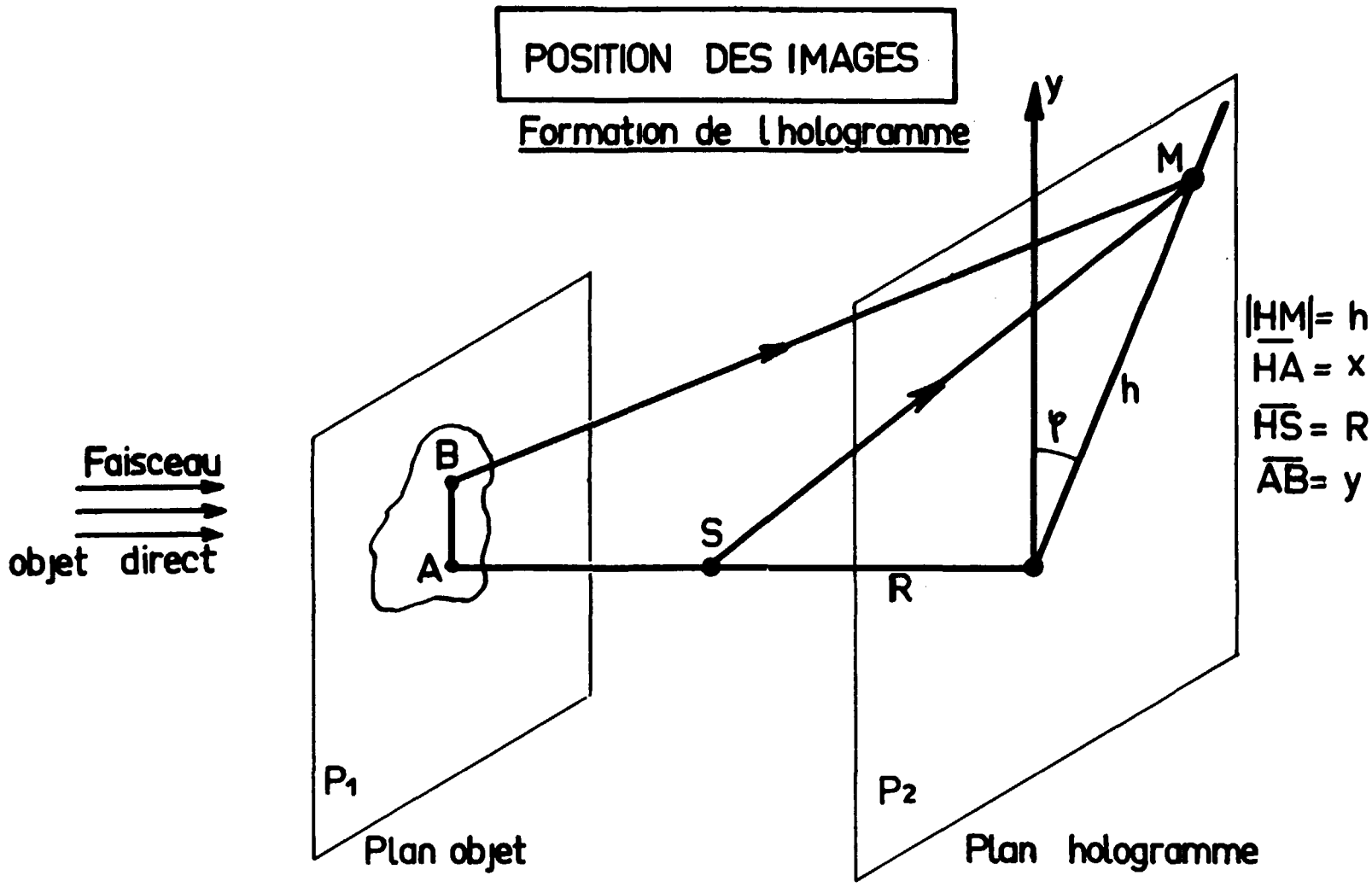


Figure 8a

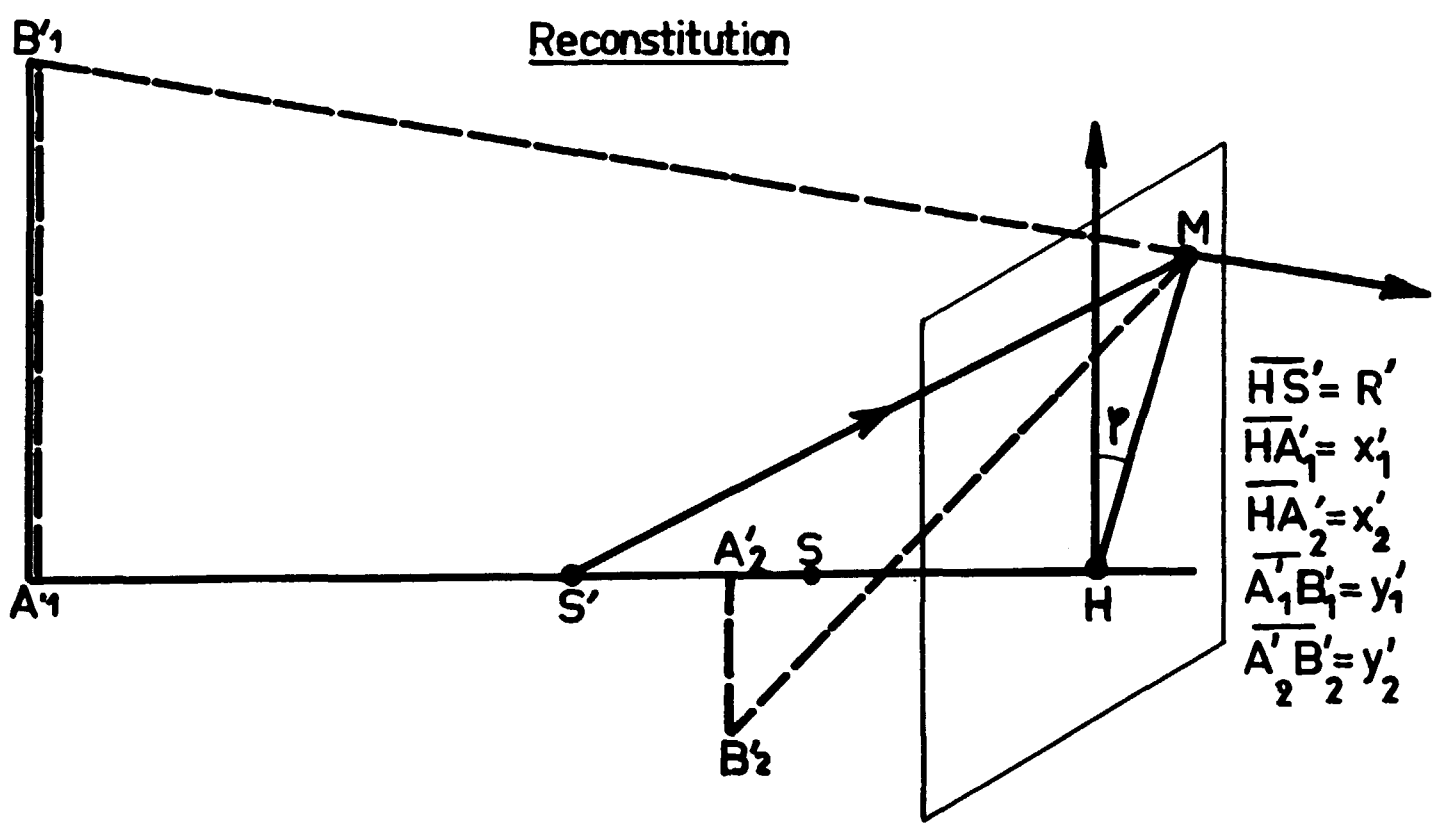


Figure 8b

1.5 - Etablissement des formules

1.5.1 - Cas $\lambda = \lambda'$

on a
$$BM^2 = x^2 + (y - h\cos\varphi)^2 + h^2\sin^2\varphi$$
$$SM^2 = R^2 + h^2$$

d'où
$$BM \simeq x + \frac{1}{2x}\left[h^2+y^2-2hy\cos\varphi\right] - \frac{1}{8x^3}\left[h^2+y^2-2hy\cos\varphi\right]$$
$$SM \simeq R + \frac{h^2}{2R} - \frac{h^4}{8R^3}$$

donc
$$\left\{\begin{aligned} \delta &= \overline{BM} - \overline{SM} \\ &= (x-R) + \frac{h^2}{2}\left(\frac{1}{x} - \frac{1}{R}\right) + \frac{y^2}{2x} - \frac{hy}{x}\cos\varphi + \varepsilon_4 \end{aligned}\right.$$
$$\delta' = \overline{B'M} - \overline{S'M} = \text{même forme}$$

on veut avoir $\delta' - \delta = \varepsilon_0$ où ε_0 est constant au 4ème ordre près.

il faut donc
$$\frac{h^2}{2}\left[\frac{1}{x_1'} - \frac{1}{R'} - \frac{1}{x} + \frac{1}{R}\right] = 0 \qquad h\cos\varphi\left[\frac{y_1'}{x_1'} - \frac{y}{x}\right] = 0$$

et de même
$$\frac{h^2}{2}\left[\frac{1}{x_2'} - \frac{1}{R'} + \frac{1}{x} - \frac{1}{R}\right] = 0 \qquad h\cos\varphi\left[\frac{y_2'}{x_2'} + \frac{y}{x}\right] = 0$$

d'où les relations du tableau II où les formules de grandissement axial s'obtiennent en dérivant les formules de position.

L'examen de ces formules montre leur analogie frappante avec les formules des lentilles minces. On peut considérer que pour l'image directe, l'hologramme se comporte comme une lentille mince dont les surfaces auraient pour rayons R et R' taillée dans un verre d'indice n = 2. Autrement dit l'hologramme se comporte comme une lentille dont la puissance dépend des caractéristiques du montage.

L'image conjuguée se déduit de l'image réelle par la formule :

$\frac{2}{R'} = \frac{1}{x'_1} + \frac{1}{x'_2}$ obtenue en ajoutant les deux formules de position, ce qui revient à dire que les 2 images se déduisent l'une de l'autre en remplaçant l'hologramme par un miroir sphérique de rayon R'.

On en déduit une construction graphique :

On considère le point H comme centre de la lentille fictive formant l'image directe.

Un point B hors de l'axe SS' a son image directe B'_1, à l'intersection du rayon B H qui n'est pas dévié et du rayon BSM qui, après réfraction, passe par S'. L'image conjuguée B'_2 se trouve à l'intersection du rayon MS' et du rayon MB'_2 symétrique de HB par rapport à SS' (fig. 9).

On constate, en rejetant S' à l'infini que les formules et la construction graphique sont identiques dans leurs conclusions à celles données par les formules de PAQUES et SMIGIELSKI.

1.5.2 - Cas $\lambda \neq \lambda'$

Les formules correspondantes sont résumées dans le tableau III.

Il est utile de signaler que des formules analogues et se réduisant à celles qui sont présentées ici ont été obtenues par MEIER (3) à partir de considérations générales sur les transformations projectives avec calcul explicite des éléments cardinaux du système optique représenté par l'hologramme associé à une source de reconstitution donnée.

Relations algébriques
Cas $\lambda = \lambda'$

	Image directe	Image conjuguée
Position	$\frac{1}{x'_1} - \frac{1}{x} = \frac{1}{R} - \frac{1}{R}$	$\frac{1}{x'_2} + \frac{1}{x} = \frac{1}{R} + \frac{1}{R}$
Grandissement transversal	$g_1 y = \frac{y'_1}{y} = \frac{x'_1}{x}$	$y_2 y = \frac{y'_2}{y} = -\frac{x'_2}{x}$
Grandissement axial	$g_1 x = \frac{dx'_1}{dx} = \frac{x'^2}{x^2} = g^2{}_1 y$	$g_2 x = \frac{dx'_2}{dx} = -\frac{x'^2}{x^2} = -g^2{}_2 y$

Tableau II

CONSTRUCTION GRAPHIQUE

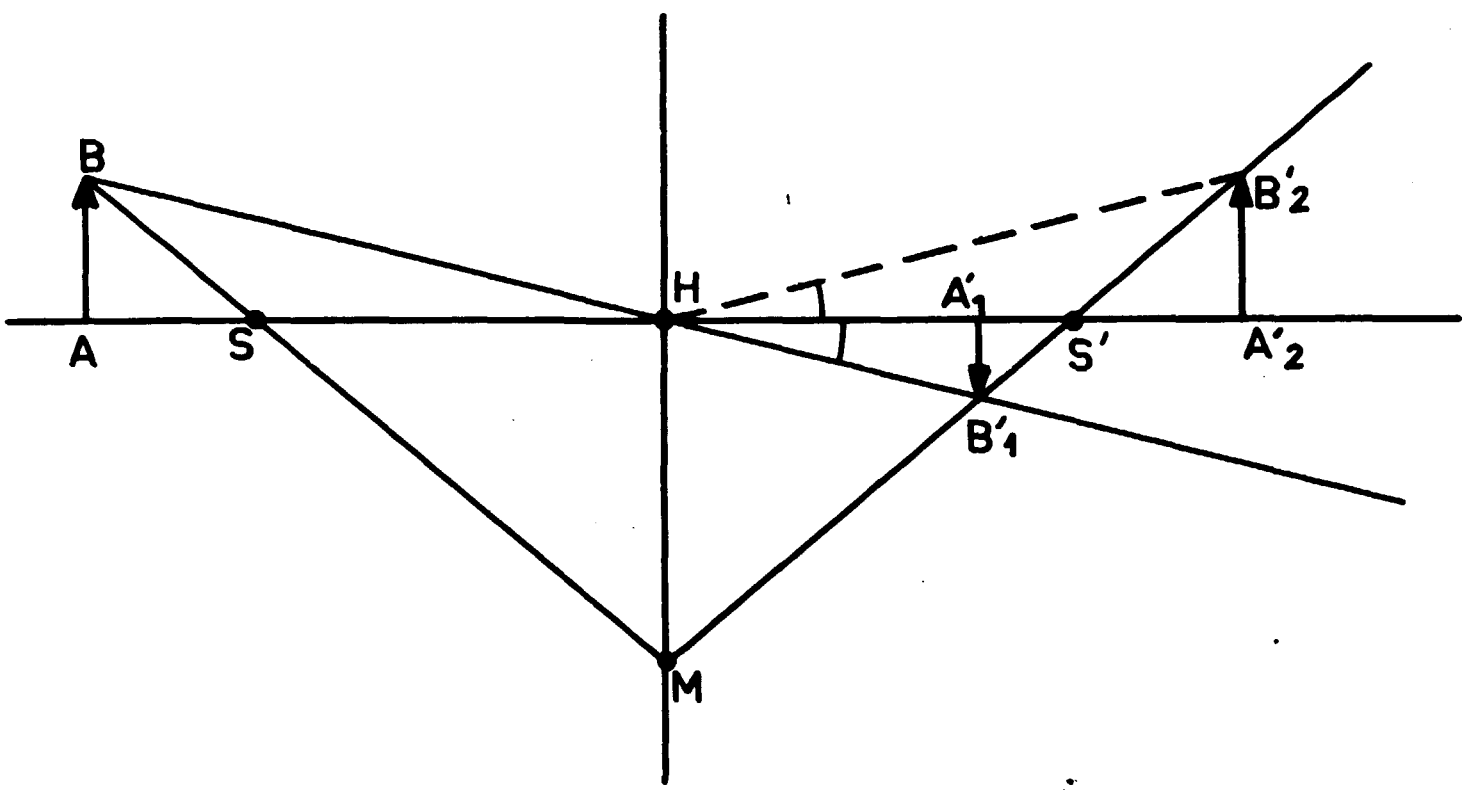


Figure 9

Relations algébriques
Cas $\lambda \neq \lambda'$

	Image directe	Image conjuguée
Position	$\frac{1}{\lambda' x'_1} - \frac{1}{\lambda x} = \frac{1}{\lambda' R'} - \frac{1}{\lambda R}$	$\frac{1}{\lambda' x'_2} + \frac{1}{\lambda x} = \frac{1}{\lambda' R'} + \frac{1}{\lambda R}$
Grandissement transversal	$g_{1y} = \frac{y'_1}{y} = \frac{\lambda'}{\lambda} \frac{x'_1}{x}$	$g_{2y} = \frac{y'_2}{y} = -\frac{\lambda'}{\lambda} \frac{x'_2}{x}$
Grandissement axial	$g_{1x} = \frac{\lambda}{\lambda'} g^2{}_{1y}$	$g_{2x} = -\frac{\lambda}{\lambda'} g^2{}_{2y}$

Tableau III

Il est dès lors possible de calculer les caractéristiques d'un système optique complexe qui comporterait des optiques conventionnelles associées à un hologramme.

1. 6 - Effet de l'inclinaison de l'hologramme sur l'axe SS' à la reconstitution

On montre (2) que l'effet est de modifier l'ordre de grandeur des termes d'aberrations qui ont été rassemblées dans le symbole ε_4 à la page 21.

1. 7 - Relief

L'une des propriétés les plus intéressantes de la méthode holographique est la possibilité de restitution exacte du relief au moins pour l'image directe ainsi que de la perpective et la parallaxe.

Cette propriété a été illustrée expérimentalement par divers auteurs (4).

L'image conjuguée apparait cependant avec un relief inversé (voir par exemple la figure 5) ce qui l'a fait nommer improprement image "pseudoscopique".

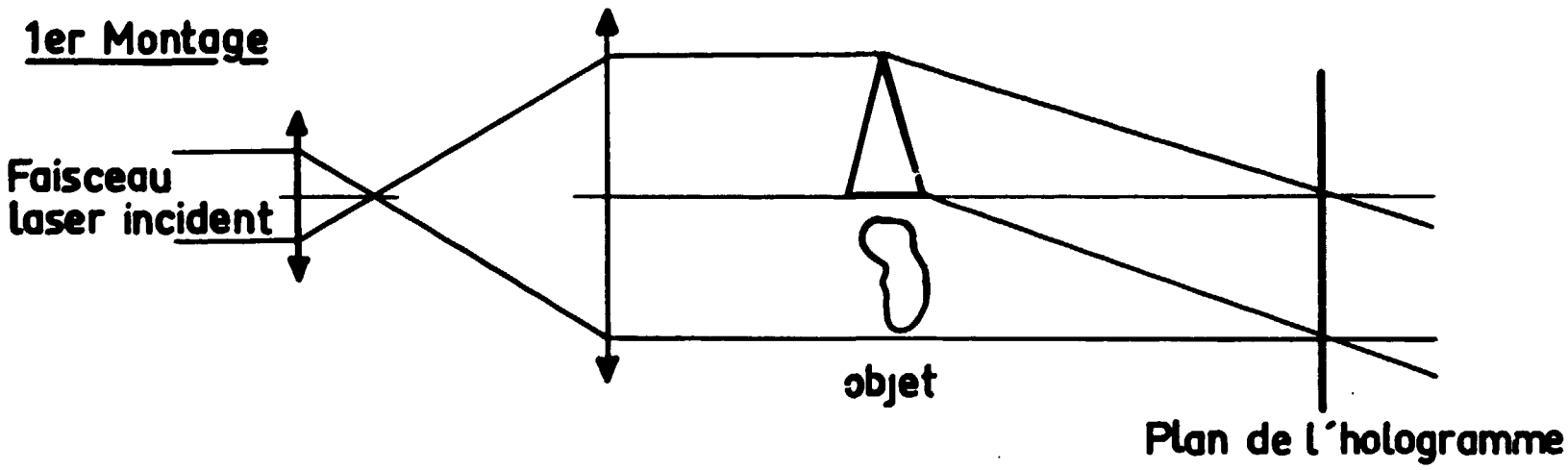
Les formules de MARQUET permettent de donner une précision supplémentaire : le relief n'est correctement rendu que dans le cas de grandissement unitaire car $|g_x| = |g_y|$ si :

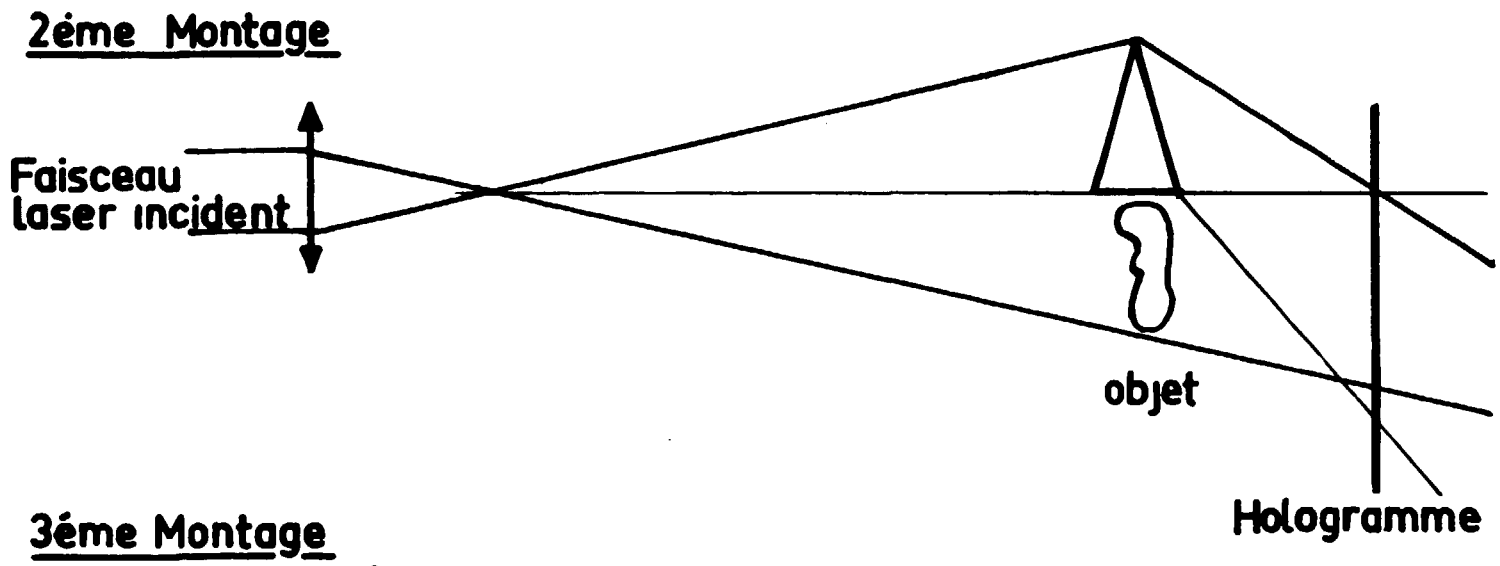
$$g_{1x} = g_{1y}^2 = g_{1x}^2 \qquad \text{d'où } g_{1x} = \pm g_{1y} = +1$$

$$g_{2x} = -g_{2y}^2 = -g_{2x}^2 \qquad \text{d'où } g_{2x} = \pm g_{2y} = -1$$

plus généralement on doit avoir $\left| g_y \frac{\lambda}{\lambda'} \right| = 1$

HOLOGRAMME PAR TRANSMISSION SANS DIFFUSEUR SUR LE FAISCEAU OBJET
FAISCEAUX SÉPARÉS





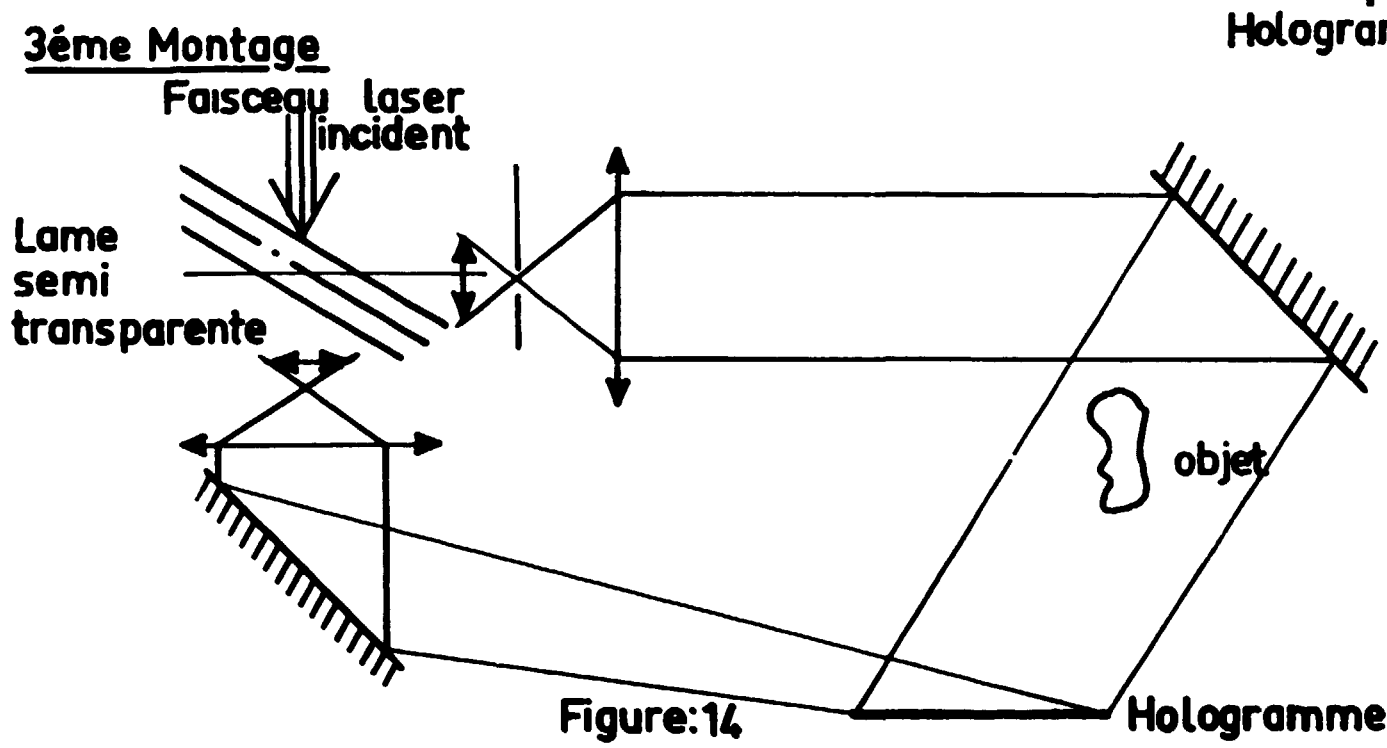


Figure:14

REMARQUE

Pour assurer un bon fonctionnement il est utile d'effectuer la séparation des faisceaux avant le passage dans les télescopes A et B que l'on prévoit aussi identiques que possible et il est important de disposer d'une grande plage de variation de mouvements du miroir C afin de faire varier commodément l'angle θ.

Du fait de l'absence de diffuseur dans le faisceau objet l'information contenue dans ce faisceau est concentrée au voisinage de l'image géométrique de la source.

L'emploi de lames $\lambda/2$ ou $\lambda/4$ permettent d'obtenir à partir d'un hologramme une image "gegenfeld" (13) ou le contraste de phase (14); on peut également avec un dispositif classique obtenir une image strioscopique. Notons ici en passant que l'on obtient les mêmes résultats à partir d'un dispositif de filtrage optique avec traitement de l'information dans le plan spectral.

Notons par ailleurs l'application possible d'effets de polarisation (15) (16) jusqu'à présent limitée à une rotation de $\pi/2$ du plan de polarisation avec application évidente à l'étude de cristaux bi-réfringents ou de déformations élastiques.

Les inconvénients de la méthode d'holographie par transmission directe sont les mêmes que ceux signalés à propos du dispositif de GABOR page 11.

II. 2 - Holographie par transmission avec diffuseur

Les études expérimentales effectuées sur les hologrammes ont montré que l'on devait veiller à éliminer le plus soigneusement possible les poussières et défauts présents sur l'émulsion ou sur les pièces optiques servant à rendre l'un des faisceaux parallèle ainsi que sur le dispositif de séparation du faisceau objet et du faisceau de référence.

En effet toute poussière sur un verre donnera, du fait de l'emploi de lumière cohérente, une figure de diffraction qui nuira à la qualité de la reconstitution.

Un moyen simple de s'affranchir de cette difficulté consiste à éclairer l'objet en lumière diffuse (4) en plaçant entre la source et l'objet un verre dépoli. D'un point de vue théorique cela revient à remplacer l'onde plane incidente par une onde aléatoire en amplitude et en phase mais cependant stationnaire dans le temps en vertu de la cohérence temporelle du laser.

On peut encore dire que le signal $s(x,y)$ est remplacé par $s(x,y) \exp - j\rho(x,y)$ où ρ est une fonction inconnue qui ne modifie en rien le module du signal, seul important pour l'opération de reconstitution.

Ce procédé présente de plus un très grand intérêt : il permet l'observation visuelle de l'image virtuelle à travers l'hologramme comme si celui-ci était une fenêtre. On peut, pour expliquer le phénomène, raisonner de la manière suivante : l'hologramme contient des informations relatives à l'objet et au diffuseur. A la reconstitution il les reproduit ensemble et l'image virtuelle de l'objet est vue comme si elle était éclairée par une lumière diffuse.

Notons toutefois que dans certaines applications spéciales (interféromètrie) il peut y avoir avantage à placer le diffuseur après l'objet (voir chapitre V.4) entre celui-ci et l'hologramme.

Les inconvénients de l'holographie avec diffuseur résident en ce que le diffuseur introduit nécessairement du "bruit" et ceci implique l'emploi d'émulsions à haute résolution ($>$ 100 lignes / mm) donc assez lentes. Par ailleurs la stabilité mécanique doit être plus soignée que dans le cas de transmission directe.

Toutefois il n'est pas indispensable que la profondeur de champ recherchée soit inférieure à la longueur de cohérence du laser utilisé du moins tant que les angles de diffusion ne sont pas trop élevés.

II. 3 - Holographie par réflexion

Elle présente peu d'intérêt pour l'analyse directe d'objets en mouvement mais peut se révêler extrêmement précieuse lors d'études interférométriques. Elle est également à la base des techniques de reconstitution en lumière blanche qui seront exposées plus loin et dans lesquelles l'émulsion est considérée comme un support tridimensionnel.

Le montage de base est indiqué sur la figure 15 a. Un autre dispositif utilisé par HAINES (17) est représenté sur la figure 15b.

Un dispositif similaire a été utilisé par POWELL et STETSON (18).

Les conditions d'utilisation de ce type d'holographie sont sensiblement plus restrictives que les précédentes. Une excellente protection contre les vibrations est essentielle.

1. 8 - Aberrations

En développant les calculs du § 1. 4. 1 p. 17.
on obtient les aberrations géométriques classiques en regroupant les termes en h^4, $h^3 y$, $h^2 y^2$, $h y^3$ ce qui donne respectivement les résidus d'aberration sphérique, de coma, d'astigmatisme et courbure, de distorsion (2).

Les résultats sont donnés, dans le cas où la pupille est située sur l'hologramme par les formules suivantes, où le signe supérieur est relatif à l'image directe, le signe inférieur à l'image conjuguée. On suppose $\lambda = \lambda'$

sphéricité $$\Delta_s = \mp \frac{3h^4}{8}\left[\frac{1}{R'} \mp \frac{1}{R}\right]\left[\frac{1}{R} - \frac{1}{x}\right]\left[\frac{1}{R'} \pm \frac{1}{x}\right]$$

coma $$\Delta_c = \pm \frac{h^3 y}{2x} \cos\varphi \left[\frac{1}{R'} \mp \frac{1}{R}\right]\left[\frac{2}{x} \pm \frac{1}{R'} - \frac{1}{R}\right]$$

astigmatisme courbure $$\Delta_a = \frac{h^2 y^2}{4}\left(2 + \cos 2\varphi\right)\frac{1}{x^2}\left[\frac{1}{R'} \mp \frac{1}{R}\right]$$

distorsion $$\Delta_d = -\frac{h\cos\varphi}{2}\left[\frac{y_K'^3}{x_K'^3} \mp \frac{y^3}{x^3}\right]$$

où K = 1 pour l'image directe
K = 2 pour l'image conjuguée

Conséquences

1) Il y a stigmatisme rigoureux si $R = \mp R'$ c'est-à-dire
- pour l'image directe si les montages sont identiques à la prise de vue et à la reconstitution (fig. 10a)
- pour l'image conjuguée si le montage à la reconstitution est symétrique du montage lors de la prise de vue par rapport à l'hologramme (fig. 10 b).

Cas de stigmatisme rigoureux

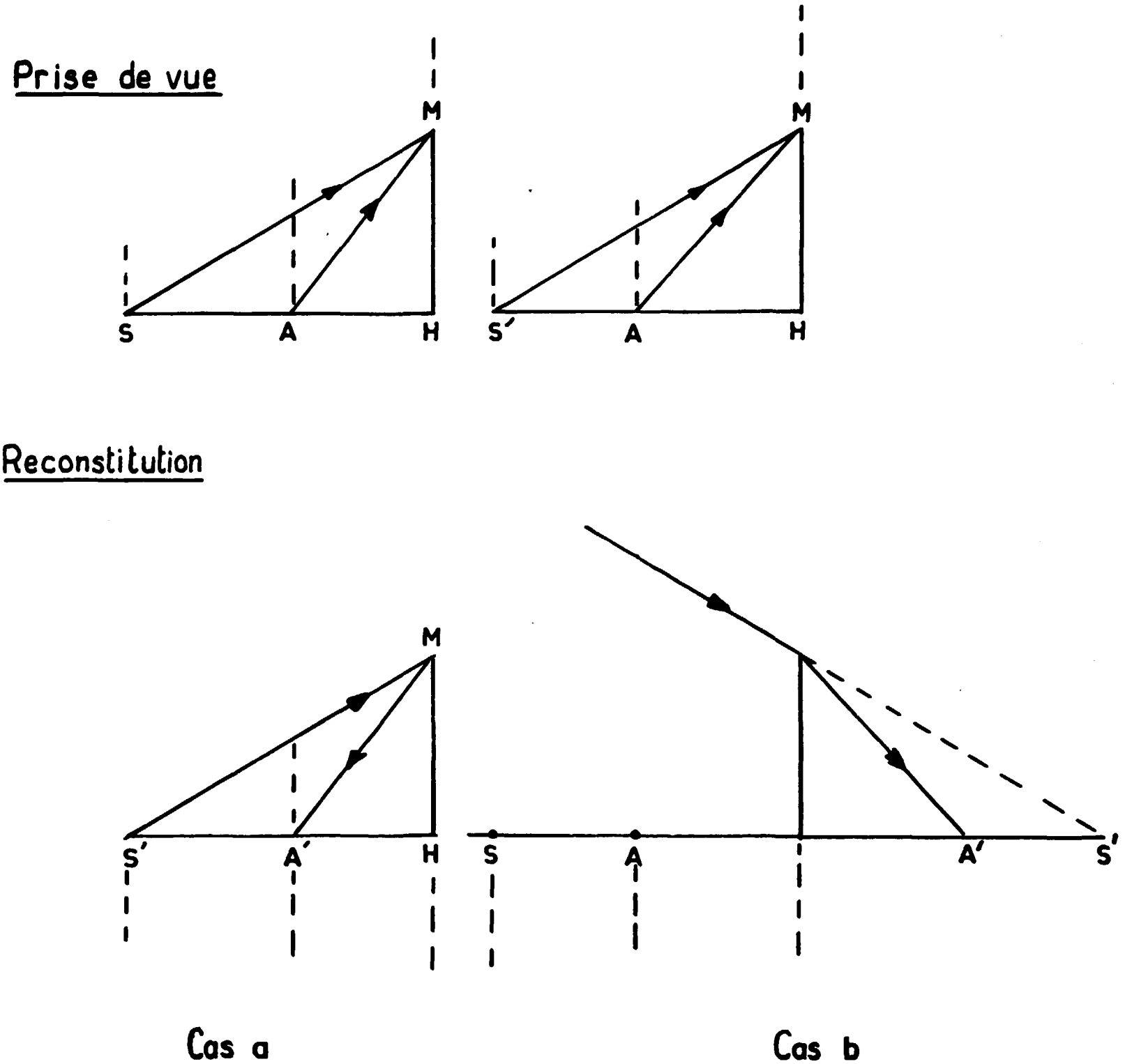


Fig: 10

Le stigmatisme rigoureux correspond à un grandissement transverse $g_y = +1$ pour l'image considérée et c'est le seul cas où l'on peut annuler simultanément Δ_s, Δ_c et Δ_a.

2) S'il n'y a pas stigmatisme rigoureux $(R \neq \mp R')$ la courbure ne peut s'annuler et le meilleur montage est celui qui annule Δ_c et Δ_s

3) Annulation de l'aberration sphérique.

Ceci s'obtient pour les cas suivants :

	image directe	image conjuguée
a)	$x = R \Rightarrow x'_1 = R'$ et $g_{1y} = \frac{R'}{R}$	$x = R \Rightarrow x'_2 = R'$ et $g_{2y} = -\frac{R'}{R}$
b)	$x = -R' \Rightarrow x'_1 = -R$ et $g_{1y} = \frac{R}{R'}$	$x = R' \Rightarrow x'_2 = R'$ et $g_{2y} = -\frac{R}{R'}$

ce qui se traduit géométriquement par l'un des trois montages suivants :

- Source de référence dans le plan objet. C'est le montage qui sera étudié au II. 4 holographie de FOURIER (fig. 11.a).
- Permutation de A et S' ainsi que de A' et S avec symétrie par rapport à l'hologramme (fig. 11 b)
- Permutation des plan source et plan objet et image avec ou sans symétrie (fig. 11 c).

4) <u>Annulation de la coma</u> on l'obtient pour $\frac{2}{x} = \frac{1}{R} \mp \frac{1}{R'}$ c'est-à-dire pour $x'_1 = -x$ et $x'_2 = x$ auquel cas $g_{1y} = g_{2y} = -1$

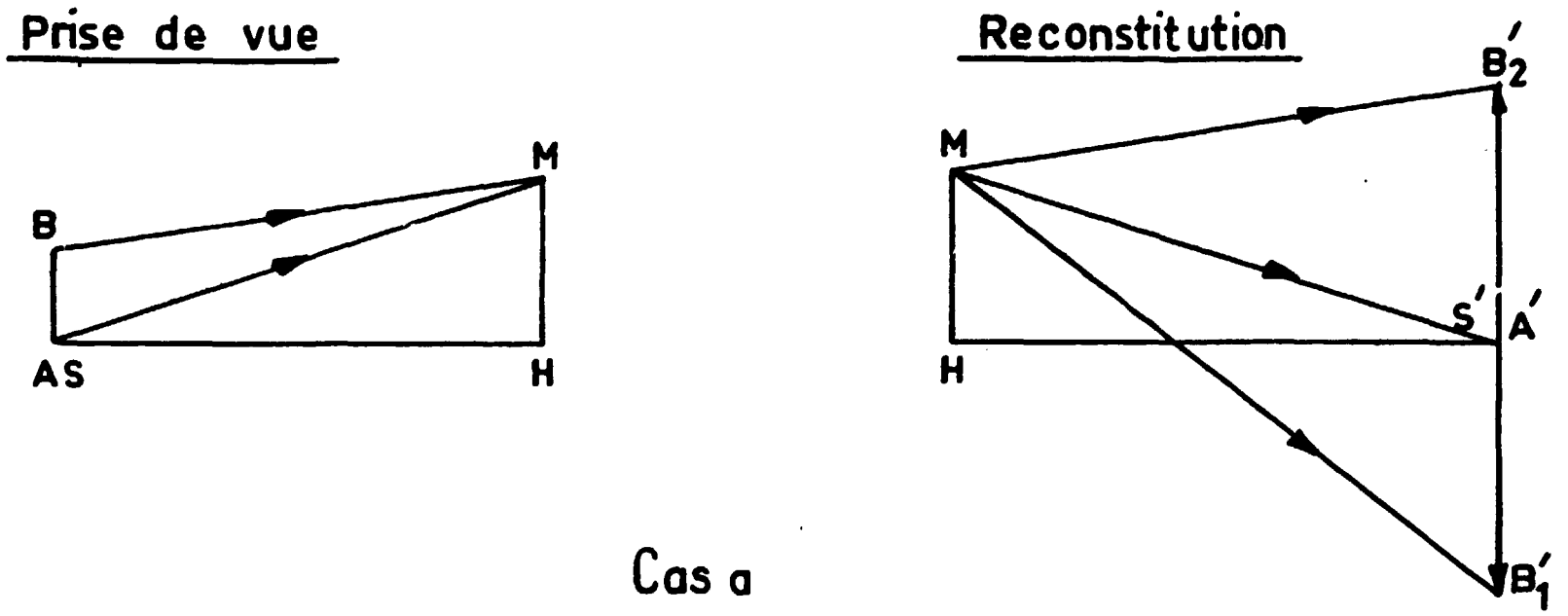
5) <u>Détermination du champ objet</u>

Soit η le diamètre de la tache de diffusion tolérable dans le champ image. Chaque aberration donne lieu à une tache de diffusion donnée par les formules de l'optique classique :

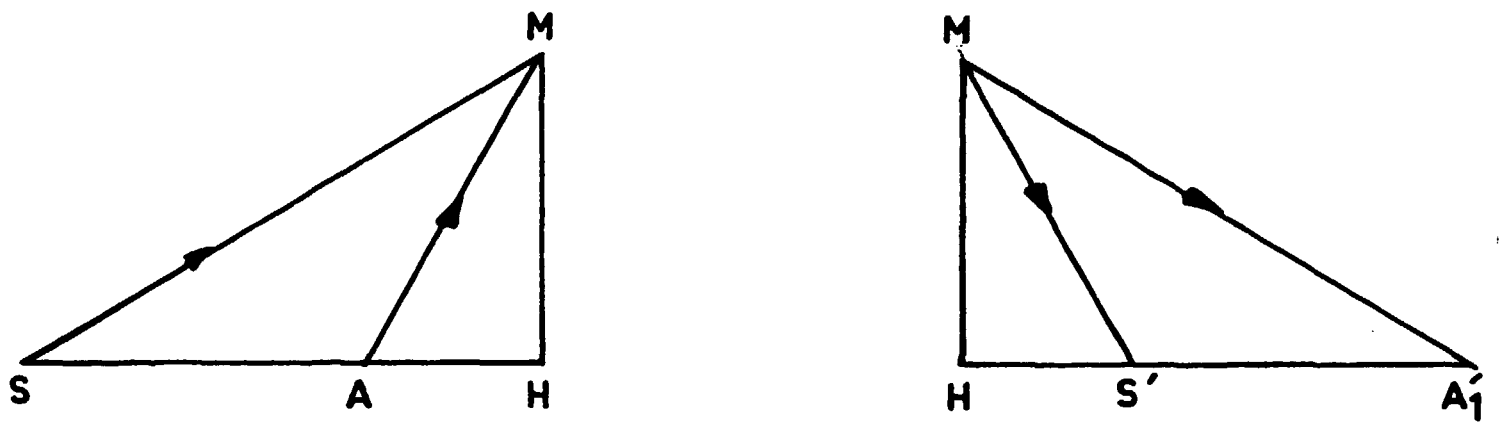
pour l'aberration sphérique $\phi_s = 4 g_y \Delta_s / \alpha$

coma $3\rho_c = 3 g_y \Delta_c / \alpha \cos\varphi$

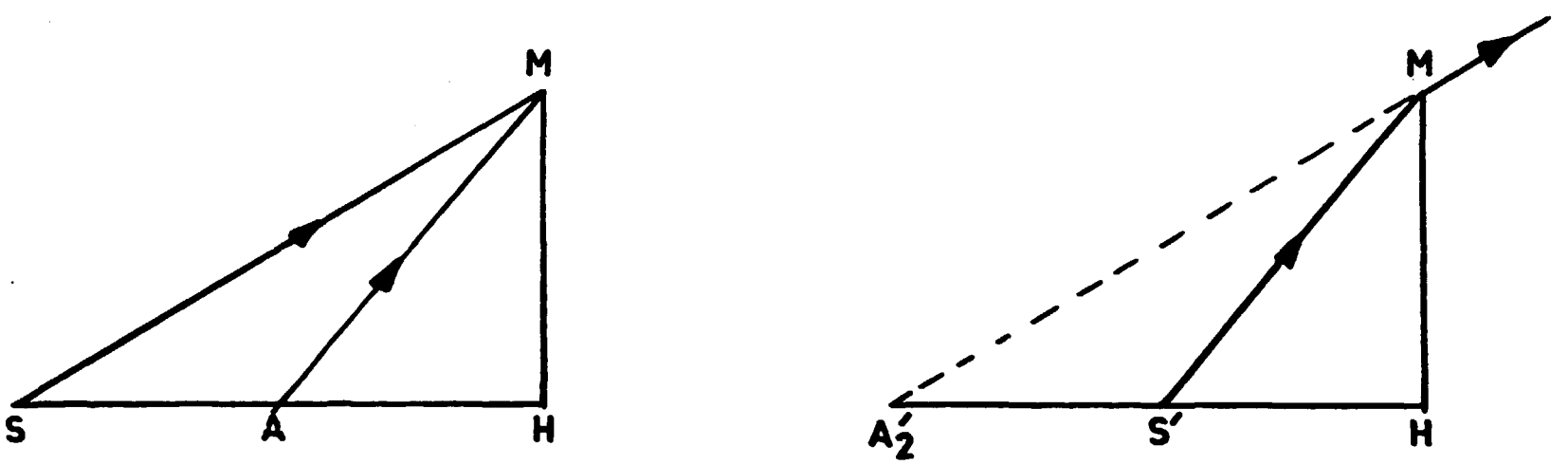
Annulation de l'aberration sphérique



Cas a



Cas b



Cas c

FIG. 11

courbure $\phi_a = 4 g_y \Delta_a / \alpha$

distorsion $d_{y'} = g_y \Delta_d / \alpha \cos\varphi$

d'où la détermination du champ objet par le calcul de la valeur y_{Max} pour laquelle on a simultanément

$$\phi_s , 3 P_c , \phi_a \leq \eta$$

Dans le cas où l'aberration sphérique est nulle ($x = R$ hologramme de FOURIER) on a, pour g assez grand

$$y_{Max} = \mathrm{Inf}\left(\frac{2 P_c}{\alpha^2 g_y} , \sqrt{\frac{\phi_a R}{3 \alpha g_y}} \right)$$

le champ image utilisable est alors donné par $y' = g_y \cdot y_{Max}$

c'est-à-dire $y' \leq \mathrm{Inf}\left(\frac{2\eta}{3\alpha^2} , \sqrt{\frac{\eta R g_y}{3\alpha}} \right)$

On constate, d'après cette formule, que pour η donné le champ défini par les défauts de coma est constant quel que soit le grandissement. On est limité par l'astigmatisme qui croit en $\sqrt{g_y}$

Dans le cas où $\lambda \neq \lambda'$ les formules des résidus d'aberration sont modifiées, leur expression complète est donnée en (2).

Sous les conditions d'annulation de l'aberration sphérique ($x = R$) qui entraine $x'_1 = x'_2 = R'$

$$g_{1y} = -g_{2y} = \frac{R'}{R} \frac{\lambda'}{\lambda}$$

on trouve pour valeur du champ image :

$$y' = g_y \cdot y_{Max} = \mathrm{Inf}\left[\frac{2\eta}{3\alpha^2} \cdot \frac{g_{1y}}{g_{1y} - 1} , \frac{\eta R}{3\alpha} \cdot \frac{g_{1y}}{g_{1y} - 1} \right]$$

CHAPITRE II

PRINCIPAUX MONTAGES D'HOLOGRAPHIE

On peut classer assez aisément les divers types de montages selon le tableau ci-dessous, chacun d'entre eux ayant son utilité propre et ses limitations.

1) Holographie par transmission directe
   - a) de GABOR (Fresnel)
   - b) de FRAUNHOFER
   - c) Faisceaux séparés (Fresnel)
2) Holographie par transmission diffuse
3) Holographie par réflexion
4) Holographie de FOURIER.

II. 1 - Holographie par transmission directe

a) Diffraction de Fresnel

C'est le cas du dispositif de GABOR (5) (6) (7) représenté figure 12. Il présente l'inconvénient que les deux images sont droites et de grandissement unité. On sera donc gêné à la lecture lorsque l'on met au point sur l'une d'entre elles par le fond constitué par l'autre. On donnera par la suite les moyens de s'affranchir de ces difficultés.

Toutefois l'avantage de ce dispositif est de ne nécessiter aucune optique si ce n'est éventuellement un télescope pour rendre le faisceau parallèle et large;

Il est important de noter que le dispositif de GABOR utilise essentiellement la diffraction dite de "Fresnel" c'est-à-dire où (figure 13) on satisfait à la relation $|Z| < (\xi^2 + \eta^2)/\lambda$ où ξ, η sont les coordonnées d'un point courant de l'ouverture diffractante.

HOLOGRAMME DE FRESNEL

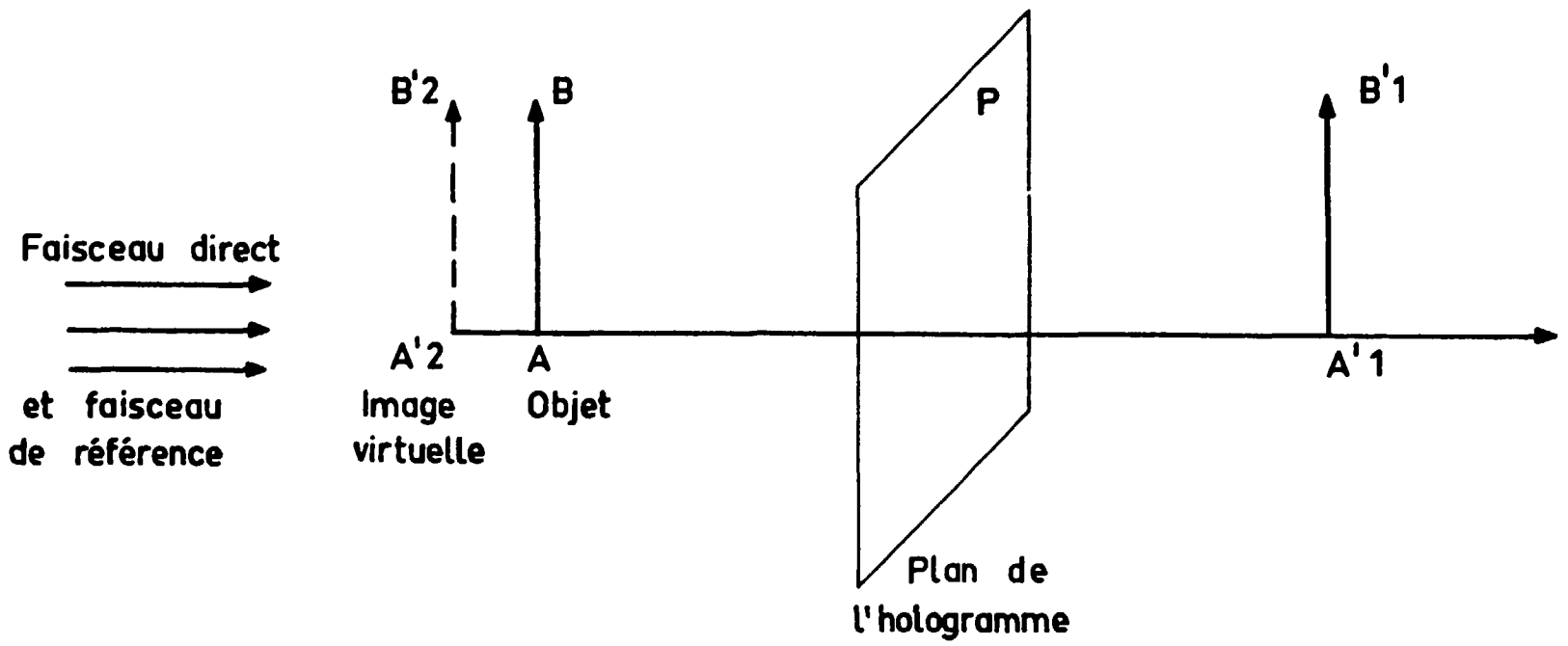


Fig. 12

HOLOGRAMME DE FRAUNHOFER

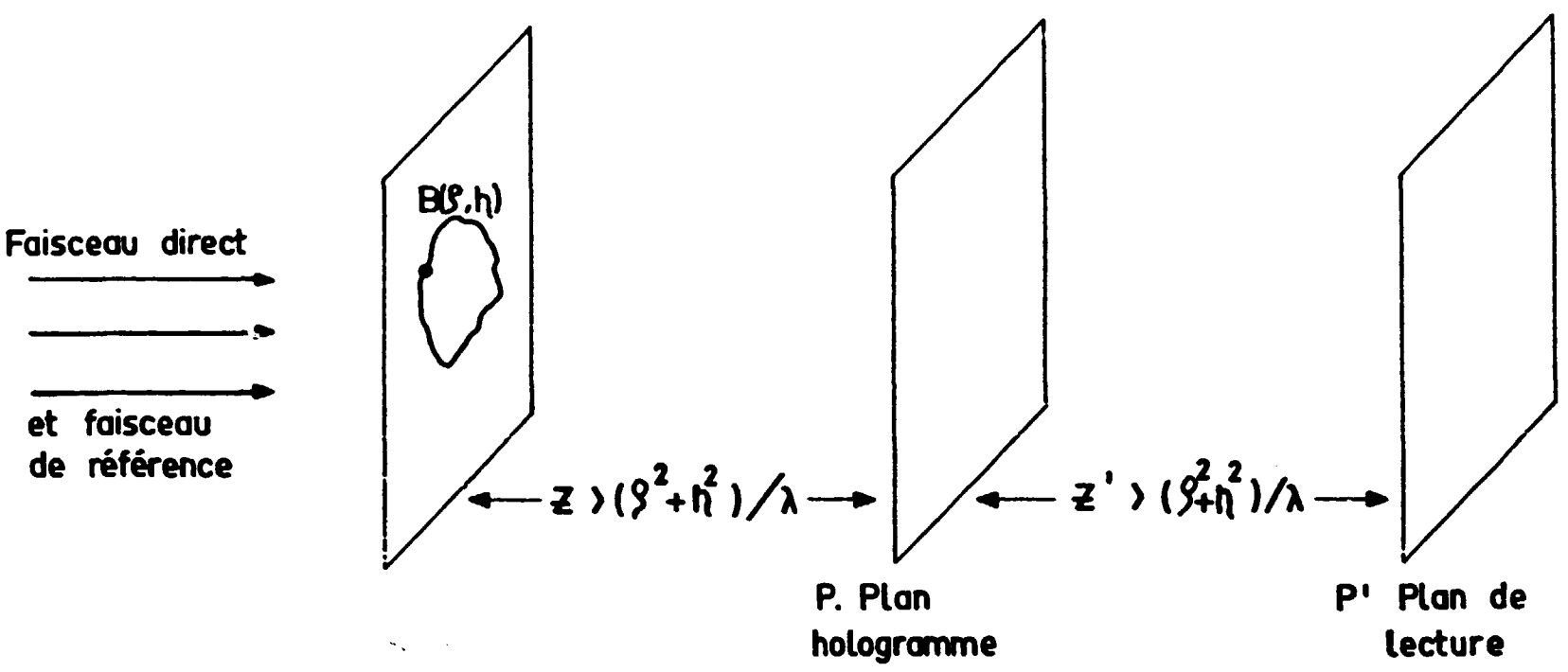


Fig. 13

b) Diffraction de FRAUNHOFER

Du strict point de vue théorique on a diffraction de FRAUNHOFER lorsque la source et l'objet diffractant sont infiniment distants du plan d'observation.

On effectue l'approximation suivante :

$$|Z| \gg (\xi^2+\eta^2)_{Max}/\lambda \qquad |Z'| \gg (\xi^2+\eta^2)_{Max}/\lambda$$

la seconde condition est essentielle pour la reconstitution (8) (9).

Dans ces conditions il est clair que l'image virtuelle ne contribuera que très faiblement à perturber l'image réelle en raison de la très grande valeur de Z utilisée (voir p. 8).

Pratiquement cette méthode est la mieux adaptée pour l'étude de particules de petites dimensions (aérosols , chambres à bulles, chambres à étincelles).

c) Faisceaux séparés sans diffuseur dans le faisceau objet

C'est la méthode la mieux adaptée à toute étude de fluides ou objets en mouvement rapide. Elle se prête tout particulièrement aux diverses méthodes de traitement optique; contraste de phase, strioscopie. L'observation de l'image reconstituée se fait à l'aide d'un oculaire.

L'aspect le plus élémentaire du dispositif est celui (10) de la figure 14a qui n'est en fait, qu'un cas particulier du dispositif plus général 14b où l'on peut employer une lentille à la place du prisme dans l'un des faisceaux afin d'obtenir une position donnée de la source de référence par rapport à l'objet.

Il est naturellement possible d'employer d'autres montages en particulier un interféromètre de Mach Zehnder modifié (fig. 14 c) (11, 12).

HOLOGRAMME PAR REFLEXION

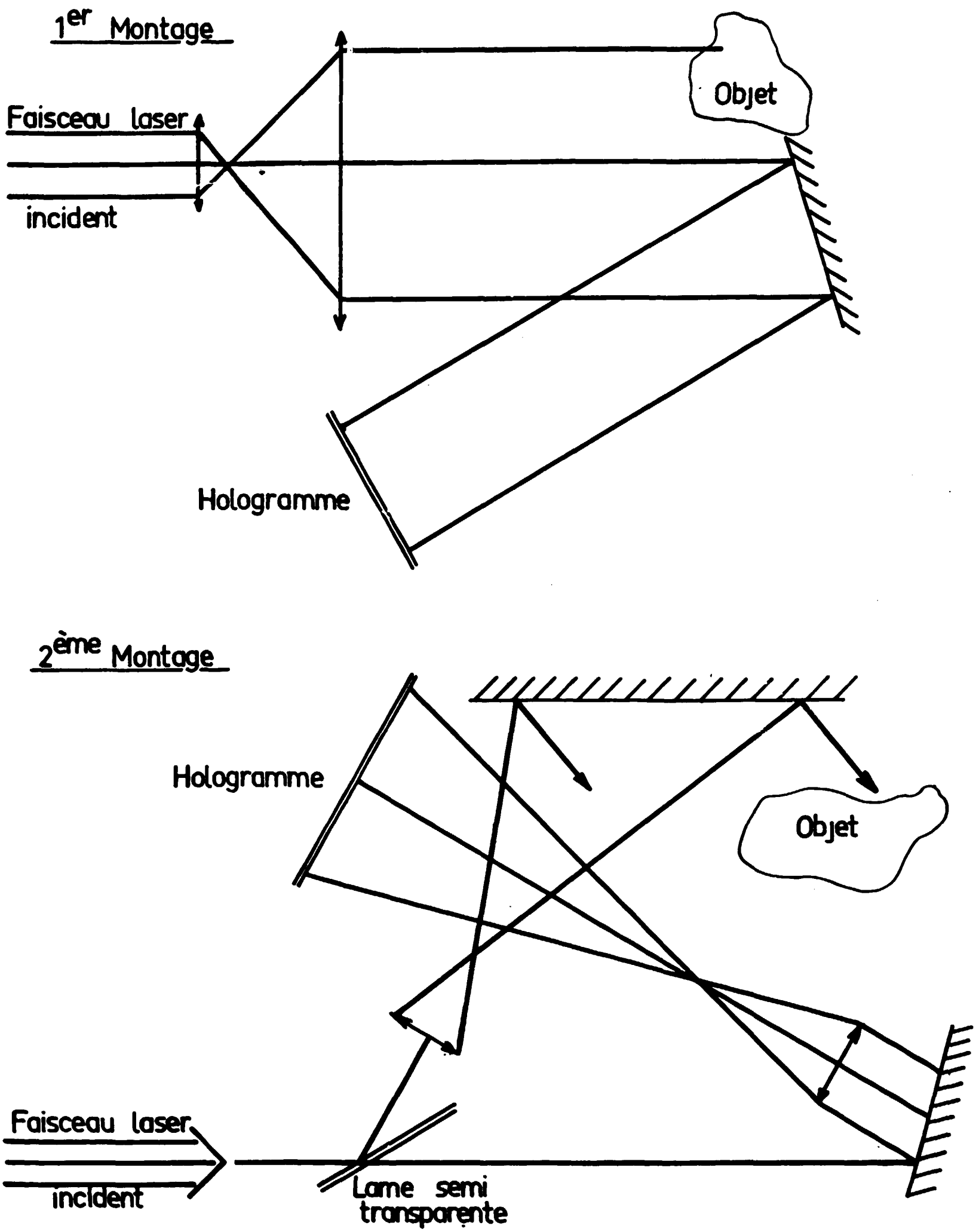


Figure 15

II. 4 - Holographie de FOURIER

Jusqu'à présent on a considéré l'hologramme essentiellement comme un interférogramme entre les ondes quasi sphériques diffusées par les divers points de l'objet et une onde plane ou sphérique dont le rayon de courbure est sensiblement différent du rayon moyen des ondes diffusées.

Une autre manière d'exprimer ceci est de dire que l'on a eu jusqu'ici affaire à un réseau de franges localisées.

Toutefois on sait produire des interférogrammes à franges non localisées (franges "à l'infini") en considérant l'interférence entre deux ondes planes de même direction ou deux ondes sphériques de même rayon de courbure et se propageant dans le même sens.

En ce cas, l'information relative à la phase est traduite dans l'interférogramme simplement par l'intensité locale en chaque point du front d'onde sans qu'il soit nécessaire de recourir à un réseau de franges.

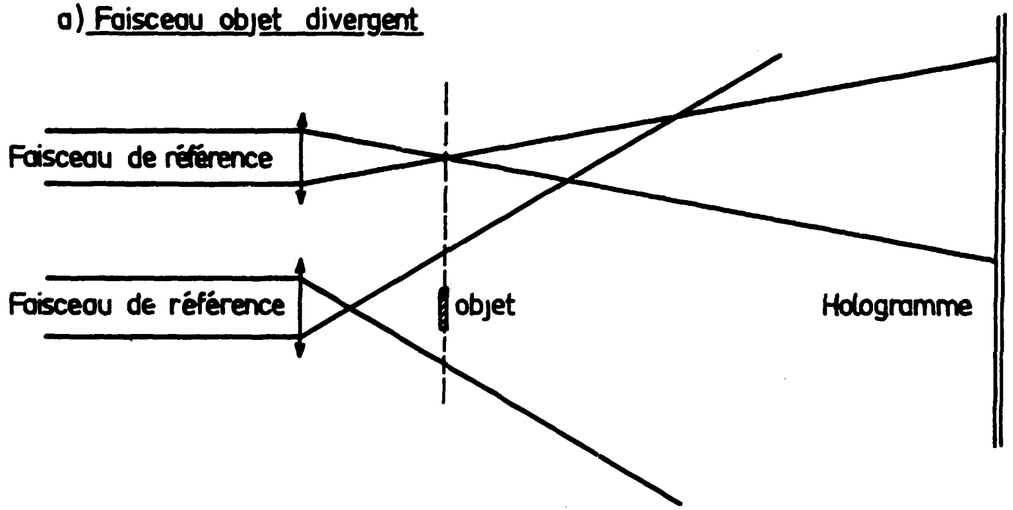
Le très grand avantage de la méthode est que l'on n'est plus limité en résolution par la valeur de la fréquence spatiale maximale que peut résoudre la plaque photographique (et aussi par l'extension spatiale de la source), ce qui permet, pour une même résolution souhaitée, d'utiliser des plaques de résolution bien plus faibles donc beaucoup plus rapides. (Voir également, d'un point de vue quantitatif le gain en résolution chap. III. 2. 3).

Cependant, vu la nécessité de séparer les deux images apparaissant à la reconstitution , on opère de la manière suivante : le point source de l'onde de référence est situé dans le voisinage immédiat de l'objet (fig. 16) (19 - 20).

HOLOGRAMME DE FOURIER

ENREGISTREMENT DE L HOLOGRAMME

a) Faisceau objet divergent



b) Faisceau objet convergent

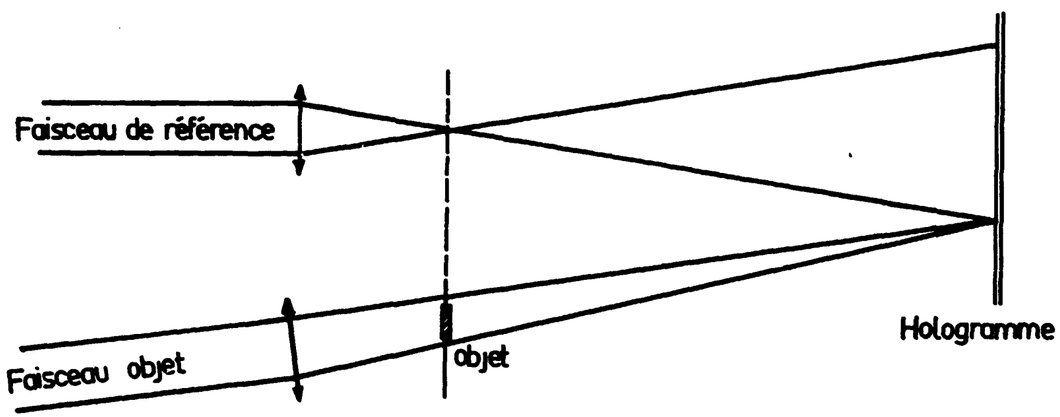


Figure: 16

On vérifie aisément que le réseau de franges obtenu dans ce dispositif (figure 17 b) est identique à celui de la figure (17 a) où la lentille joue le rôle de l'opérateur mathématique qui effectue la transformation de FOURIER de la distribution d'amplitude complexe sur l'objet, d'où le nom d'holographie de FOURIER donnée à la méthode.

Pour la reconstitution deux méthodes sont possibles :

a) On éclaire l'hologramme en lumière parallèle. Il est nécessaire en ce cas d'effectuer une transformation de FOURIER inverse de la précédente, ce qui se fait simplement en observant l'image dans le plan focal d'une lentille (figure 18).

b) On éclaire l'hologramme avec la même source de référence que lors de la prise de vue. En ce cas la transformation inverse de FOURIER s'effectue automatiquement et il suffit d'observer dans un plan Π quelconque.

Il y a lieu d'insister sur le fait d'employer le même faisceau de référence à la prise de vue et à la reconstitution. Ceci tient à ce que la source R n'est jamais "ponctuelle" mais présente une certaine extension spatiale. L'effet est que l'image d'un point objet est étalée sur toute la largeur de la source et il en résulte, théoriquement une perte de résolution. Toutefois cette restriction peut être levée.

On montre en effet (21) qu'il suffit d'utiliser à la reconstitution une source R' telle que la fonction de corrélation $\phi_{RR'}$ présente un pic central dont la largeur est du même ordre de grandeur que la résolution désirée.

Dans le cas où la source utilisée à la reconstitution est celle qui a servi pour la prise de vue, $\phi_{RR'}$ devient la fonction d'autocorrélation de R qui sera d'autant plus étroite que le spectre de fréquences spatiales de R sera plus étendu.

HOLOGRAMME DE FOURIER

EQUIVALENCE ENTRE LE DISPOSITIF AVEC LENTILLE ET CELUI SANS LENTILLE -

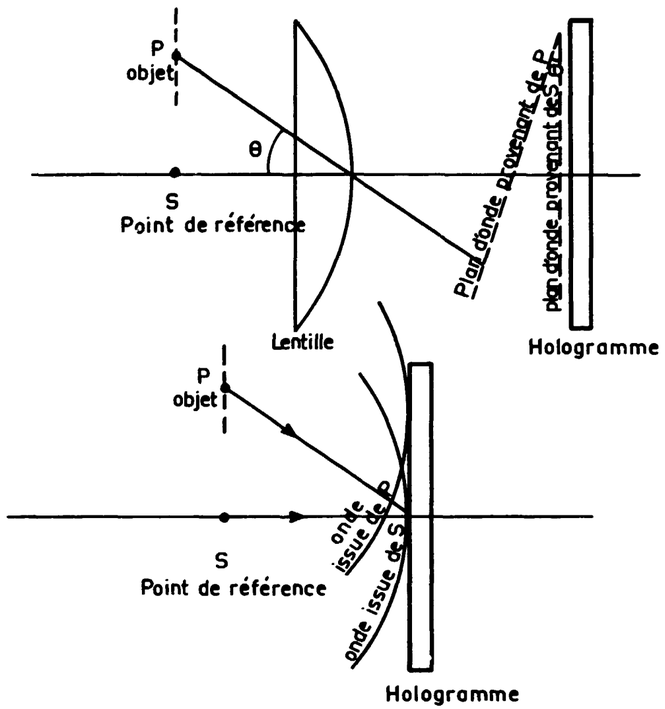


Fig.17

HOLOGRAMME DE FOURIER

Reconstitution du front d'ondes

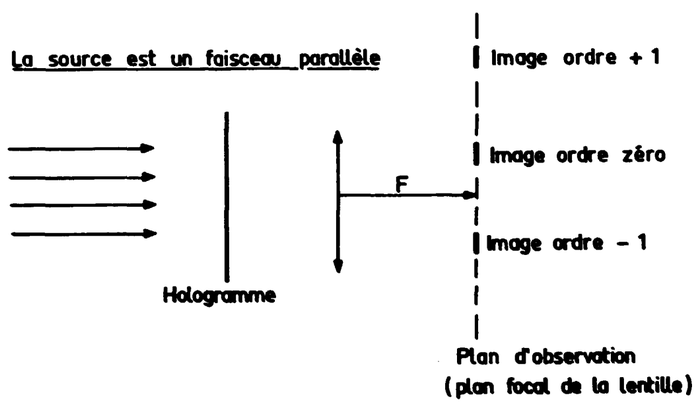


Fig.18

Il est cependant nécessaire que la "structure" de la source étendue R ne présente pas une symétrie de rotation autour de l'axe optique. Dans l'article cité la source était constituée par le symbole : $\int d\xi$

Signalons en outre que la position de la source du faisceau de référence dans le plan principal de l'objet présente un avantage du point de vue des aberrations (2) puisque l'aberration de sphéricité se trouve automatiquement annulée et les autres aberrations sont fortement atténuées. Ceci présente un intérêt particulier en microscopie holographique qui est l'application la plus spectaculaire de la méthode d'holographie de FOURIER en raison des grandissements exceptionnellement grands qu'il est possible d'atteindre (10^3 aisément) en l'absence de tout élément optique ce qui rend la méthode particulièrement adaptée au cas de la microscopie à l'aide de rayons X.

Notons enfin que, si le dispositif fondamental de l'holographie FOURIER est représenté sur la figure 16a il est également possible d'employer le montage 16b (22) (23) qui présente l'avantage de permettre un fonctionnement correct même aux très faibles puissances lumineuses. (Cas d'un objet très absorbant situation fréquemment rencontrée en physique des plasmas).

En outre on peut effectuer la reconstitution en lumière blanche (24).

Le fait d'opérer en lumière convergente avec focalisation sur l'hologramme ou dans son voisinage immédiat est équivalent à placer l'objet sur l'hologramme et donc les formules de position deviennent $\frac{1}{x'} = \frac{1}{R} \mp \frac{1}{R'}$ où le signe - est relatif à l'image directe.

Il est clair dès lors que, si la reconstitution se fait avec $R = R'$, on aura $x' = O$ pour les deux images qui sont donc confondues, et la reconstitution semble se faire dans le plan de l'hologramme.

En conséquence, le champ image devient très grand et ceci sans préjudice porté aux propriétés de parallaxe et de profondeur de champ.

II. 5 - En résumé, si l'on cherche à classer les divers types d'hologrammes en fonction de leurs potentialités d'utilisation une classification possible aurait l'aspect suivant :

Holographie par transmission FRESNEL sans diffuseur	Mécanique des fluides Plasmas
Holographie de FOURIER sans diffuseur	Toute étude où l'on doit traiter optiquement l'information.
Holographie par transmission FRESNEL avec diffuseur	Interférométrie
Holographie de FOURIER avec diffuseur	Observation à l'oeil nu Microholographie
FRAUNHOFER	Etude de micro particules dans de grands volumes, chambres à bulles etc...
Holographie par réflexion	Interférométrie Observation à l'oeil nu Simulation d'objets à trois dimensions
Holographie de GABOR	Intérêt didactique.

CHAPITRE III

PROBLEMES ASSOCIES A LA MISE EN OEUVRE DES TECHNIQUES HOLOGRAPHIQUES

III. 1 - Problèmes pratiques

III. 1. 1 - Stabilité de la table d'expériences

Il est essentiel, pour des prises de vues faites avec un laser de faible puissance, donc avec des temps d'exposition longs, de disposer laser, optique, objet et plaque photographique sur un même support rigide.

Cependant, dans le cas de prises de vues à l'aide d'un laser pulsé, on peut, à la limite, tenir la plaque photographique à la main.

Le meilleur support est certainement la table en granit montée sur vérins pneumatiques, l'ensemble présentant une fréquence de coupure très basse (25).

Néanmoins une bonne table en bois dont les pieds plongent dans quatre récipients remplis de sable sec permet d'obtenir d'excellents résultats (26).

Dans notre laboratoire nous avons simplement employé un bâti en cornière métallique dont les pieds reposent sur une couche de sable surmontée de sciure de bois. Le dispositif est indiqué sur la figure 19.

On a obtenu ainsi une protection efficace. La seule précaution nécessaire qui soit apparue fut de laisser l'appareillage au repos pendant environ une minute après l'introduction de la plaque dans son support.

PROTECTION ANTIVIBRATOIRE

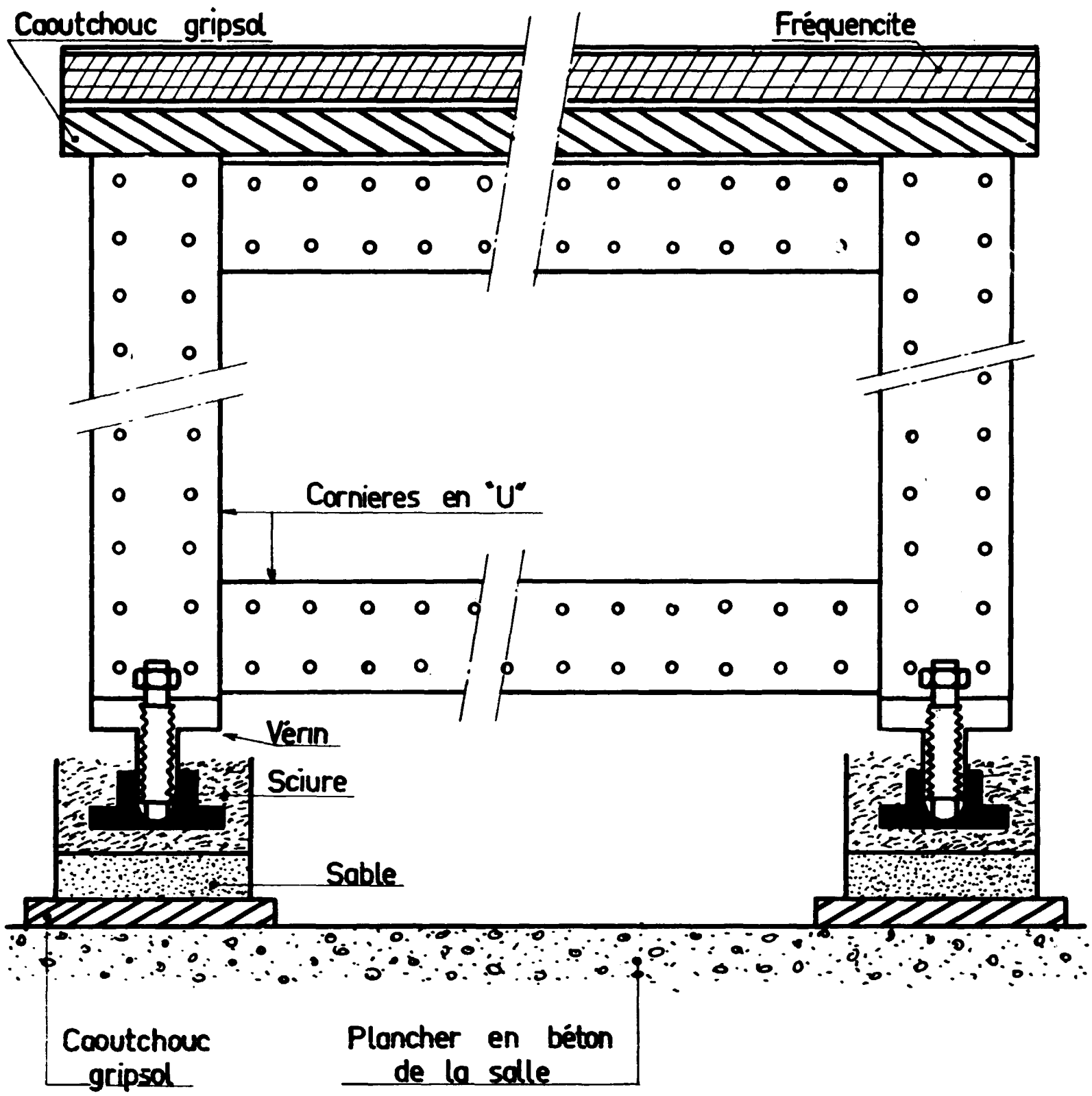


FIG. 19

III. 1. 2 - Détermination du maximum de vibration tolérable de l'objet.

a) hologrammes par transmission sans diffuseur.

On montrera plus loin (paragraphe III. 2) que si φ est l'angle sous lequel le faisceau de référence frappe l'hologramme (fig. 20), la limite de résolution de la plaque est $\lambda / \sin\varphi$

Si l'on veut utiliser pleinement le pouvoir résolvant du montage; il faut disposer l'objet A de manière à ce que la section du cône de diffraction de demi angle au sommet φ issu de A, par le plan P de l'hologramme ait une surface inférieure ou égale à la zone utile du faisceau de référence (il faut, en effet tenir compte de ce que le faisceau de lumière émis par un laser présente une distribution d'intensité, dans un plan de section droite, qui est pratiquement gaussienne, au moins dans le cas de lasers à gaz. La portion utile est pratiquement est celle qui est comprise dans l'intervalle d'un écart type de la distribution).

Appelons Z la distance de l'objet à l'hologramme déterminée à partir de ce critère. Soit S' la source qui éclaire l'objet située à la distance R de l'hologramme.

La limite de résolution étant $\lambda / \sin\varphi$, il est prudent pour conserver des franges bien contrastées, d'assurer une stabilité qui limite le déplacement éventuel de l'objet à un quart de cette valeur, d'où compte tenu des distances Z et R une tolérance transversale :

$$\delta y \approx \frac{Z}{R} \cdot \frac{\lambda}{4 \sin\varphi}$$

DETERMINATION DU MAXIMUM DE VIBRATION TOLERABLE

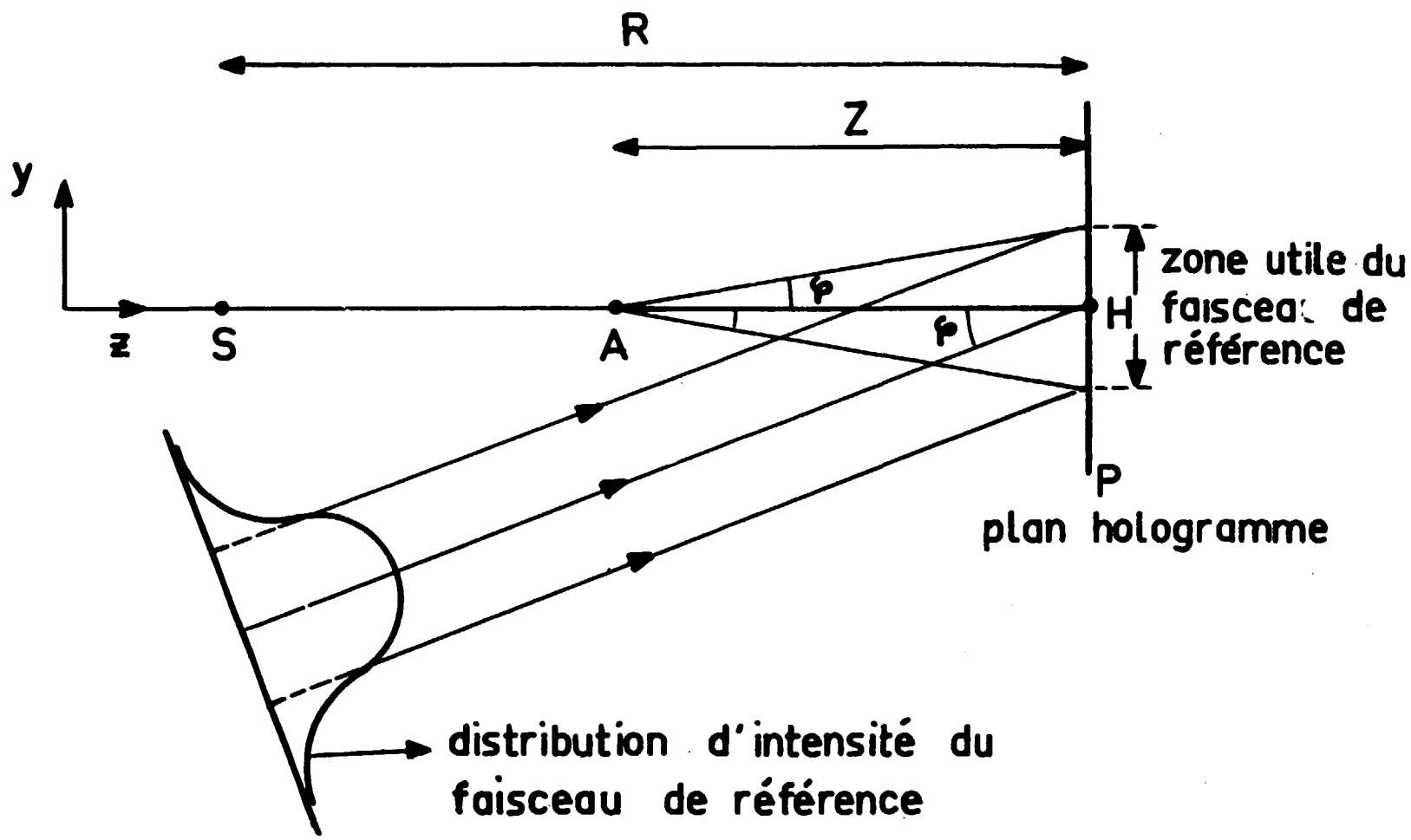


FIG. 20

Pour ce qui est de la tolérance longitudinale, il faut que la différence de marche, pour le rayon extrême diffracté par l'objet (sous l'angle θ), soit inférieure au quart de période ce qui conduit à :

$$\delta z \approx \frac{Z}{R} \cdot \frac{\lambda}{4 \sin^2\varphi \, tg\varphi}$$

ou

$$\delta z \approx \frac{Z}{R} \cdot \frac{\lambda}{8 \sin^2\varphi}$$

b) hologrammes par transmission avec diffuseur

Le diffuseur étant source de bruit l'angle θ doit être augmenté. Les conditions seront donc plus restrictives.

c) hologrammes par réflexions

Des considérations interférométriques montrent que la que la limite de stabilité à assurer est ici $\lambda/8$

III. 1. 3 - Autres précautions

Il n'apparait pas, en général, nécessaire de prendre de précautions particulières du point de vue de la régulation en température de la pièce ou de la turbulence de l'air (sauf cas extrêmes ou études de phénomènes particulièrement fins).

Par contre il est extrêmement important de procéder à un blindage sérieux contre toute lumière parasite en particulier les réflexions sur les optiques éventuelles lorsqu'elles ne sont pas traitées et ceci d'autant plus que les temps de pose seront plus longs.

Enfin on ne saurait trop recommander la fixation des divers composants du montage sur la table à l'aide de supports à shunts magnétiques.

Tous autres modes de fixation (cire à cacheter, colles cellulosiques etc) présentent un temps variable de plasticité pendant lequel l'obtention d'un hologramme correct n'est pas possible.

III. 2 - Relations entre la résolution de l'émulsion photographique et les angles d'incidence des faisceaux.

III. 2. 1 - Considérations générales

Soit Σ l'onde plane de référence qui frappe le plan de l'hologramme sous un angle $\pi/2 - \varphi$, le faisceau objet étant supposé normal à ce plan. La fréquence spatiale de cette onde est donc $\nu = \sin\varphi/\lambda$ où λ est la longueur d'onde émise par le laser (fig. 21 a).

On peut traiter le faisceau de référence, par analogie avec le cas radioélectrique, comme une "porteuse" de fréquences spatiales ayant la forme $B.e^{j\xi x}$ avec $\xi = 2\pi \sin\varphi/\lambda$

De même que l'on définit l'amplitude de modulation d'une porteuse radioélectrique, on peut dire que l'amplitude complexe transmise par le faisceau objet fixe la fréquence spatiale minimale nécessaire à une restitution sans distorsion.

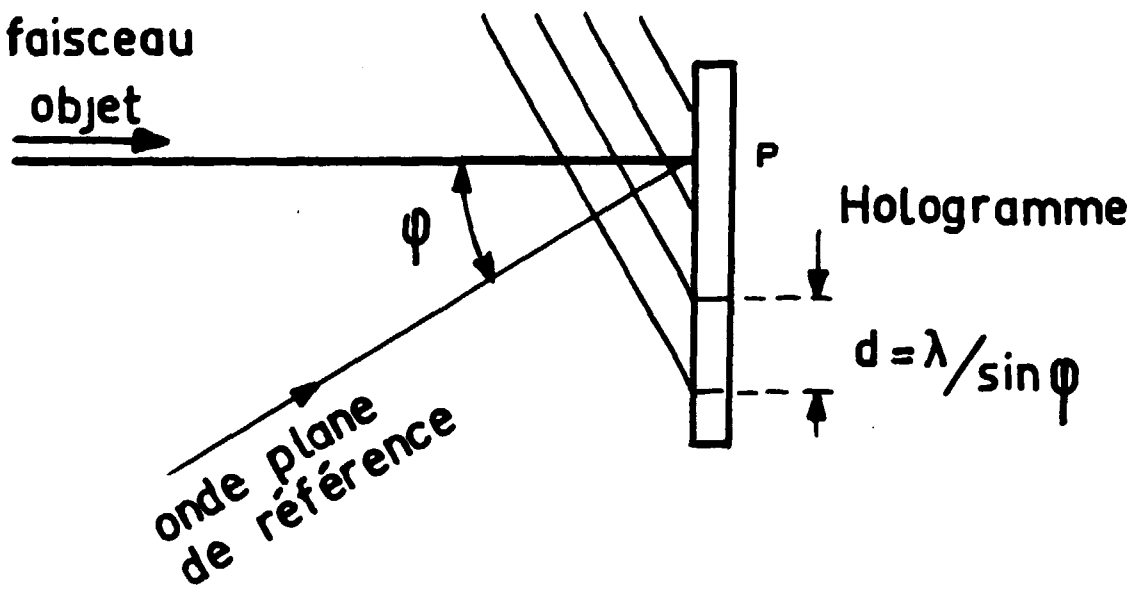
Ceci se fait en calculant les angles extrêmes sous lesquels l'onde du faisceau objet frappe l'hologramme. Soit $\theta = \sup(\theta_1, \theta_2)$ cet angle (fig.21 b). Les fréquences spatiales de $A(x,y)$ sont alors comprises entre $\pm\omega$ $\omega = 2\pi \sin\theta/\lambda$

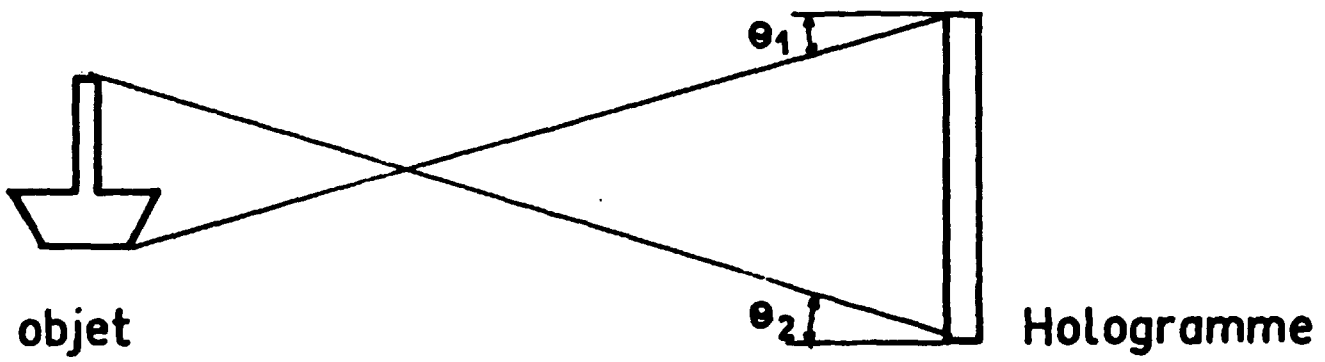
L'intensité I enregistrée sur l'hologramme est proportionnelle à :

$$I \propto |A(x,y)|^2 + B^2 + AB e^{-j\xi x} + A^* B e^{j\xi x}$$

le spectre correspondant est indiqué sur la figure 21 c.

RELATIONS
ENTRE RESOLUTION ET ANGLES





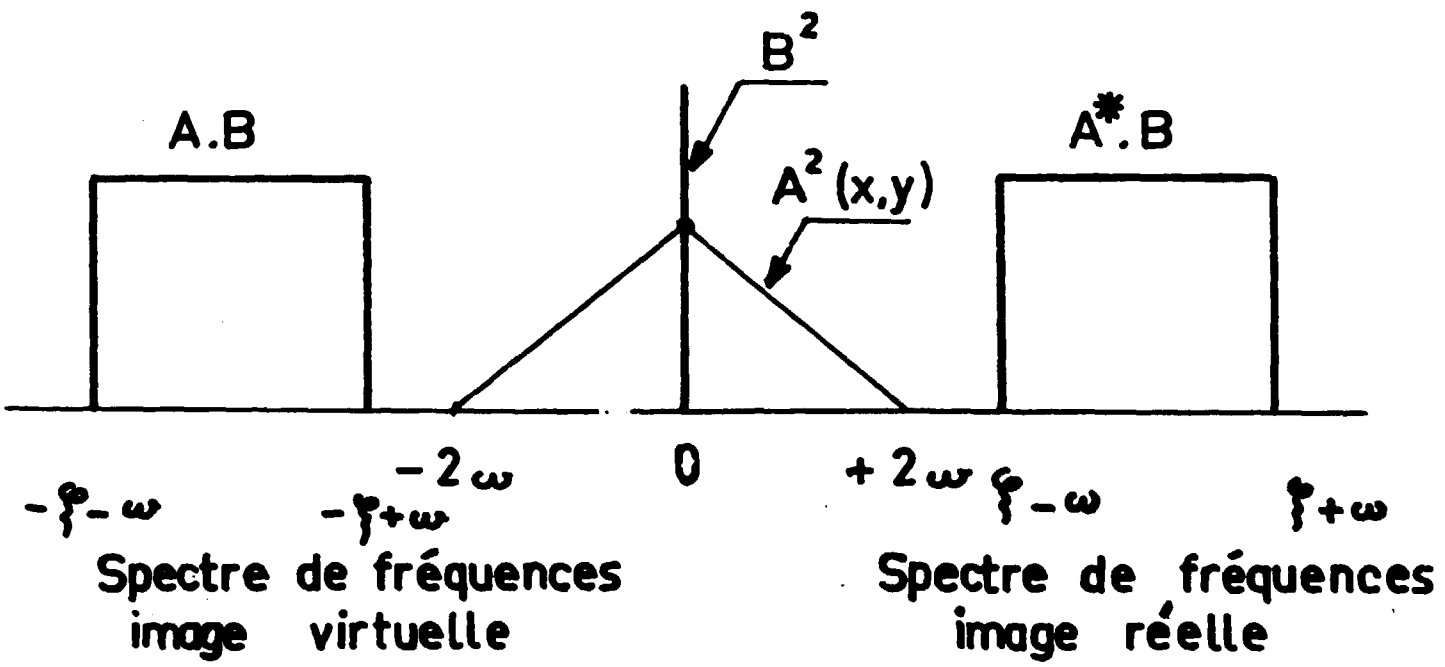


FIG. 21

On voit que l'information est contenue dans les bandes latérales centrées en $\pm \xi$. Il est clair que les termes d'intermodulation A^2 et B^2 ne recouvrent pas les bandes latérales si la condition : $\xi \geqslant 3\omega$

est satisfaite

ce qui signifie que l'on doit choisir :

$$\varphi \geqslant \mathrm{Arc\,Sin}[3 \sin \theta]$$

Le pas de franges minimal $d = \lambda / \sin \varphi$ fixe alors le choix du type de plaque photographique laquelle doit, évidemment, présenter une résolution suffisante.

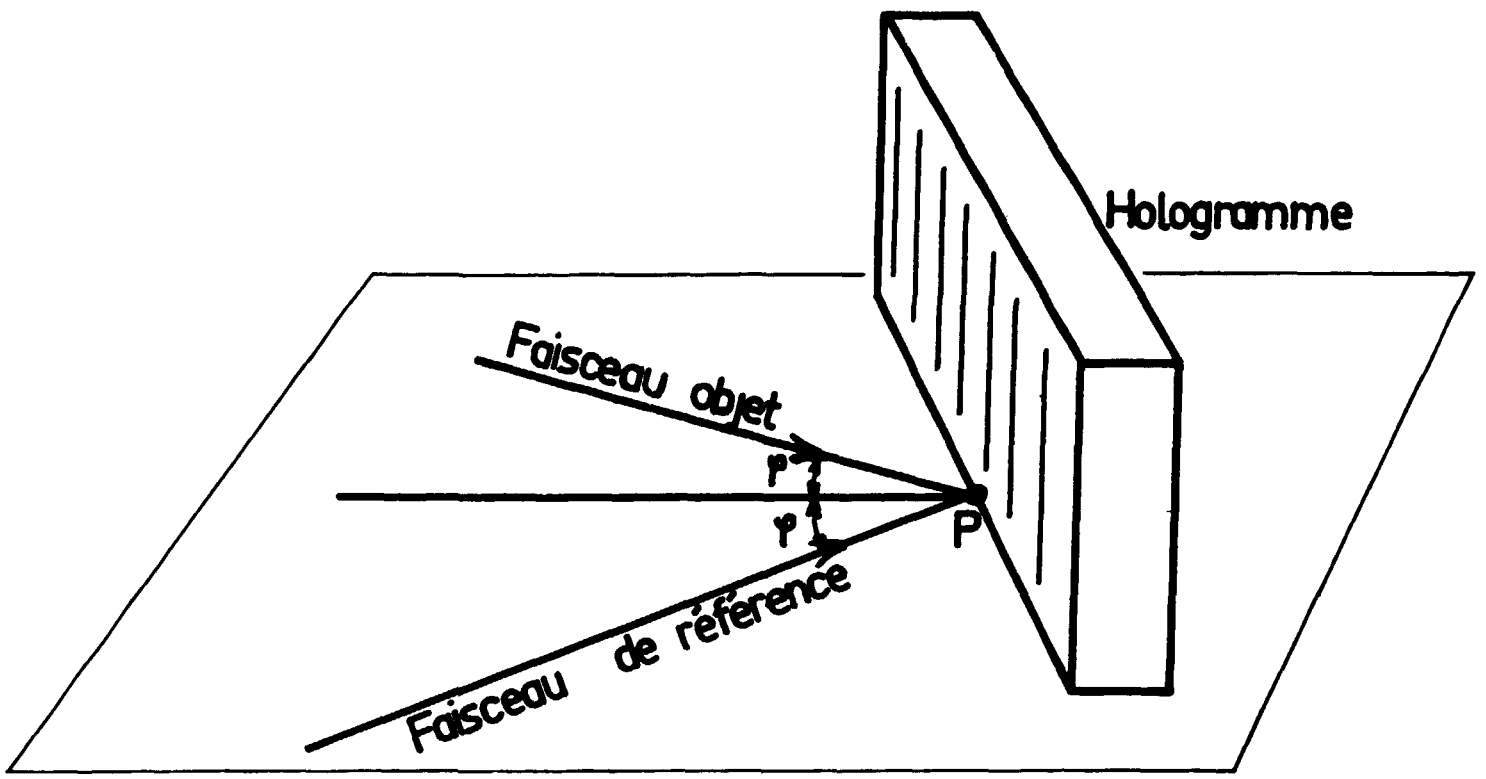
Notons que la question de savoir s'il faut placer l'hologramme perpendiculairement au faisceau objet ou selon la bissectrice des faisceaux objet et référence doit être tranchée dans chaque cas particulier.
On peut toutefois remarquer que les techniques spéciales de production d'hologrammes en vue de reconstruction en lumière blanche suggèrent l'utilisation de la bissectrice (figure 22), puisqu'il s'agit d'utiliser l'émulsion en tant que support tridimensionnel (voir chapitre IV).

III. 2. 2 - Indications sommaires sur divers types d'émulsions

Soit ψ l'angle moyen entre le faisceau objet et le faisceau de référence (égal à 2φ dans le cas de la figure 22), il est d'usage de définir la résolution d'une émulsion au moyen du facteur $p = \sin \psi / \lambda$ qui exprime le nombre de paires de lignes que l'émulsion peut enregistrer. Dans le cas du laser à hélium néon ($\lambda = 6328$ Å) la formule précédente prend la forme pratique :

$$p = 1580 \sin \psi \quad mm^{-1}$$

a) Hologramme "en surface"



b) Hologramme "en volume"

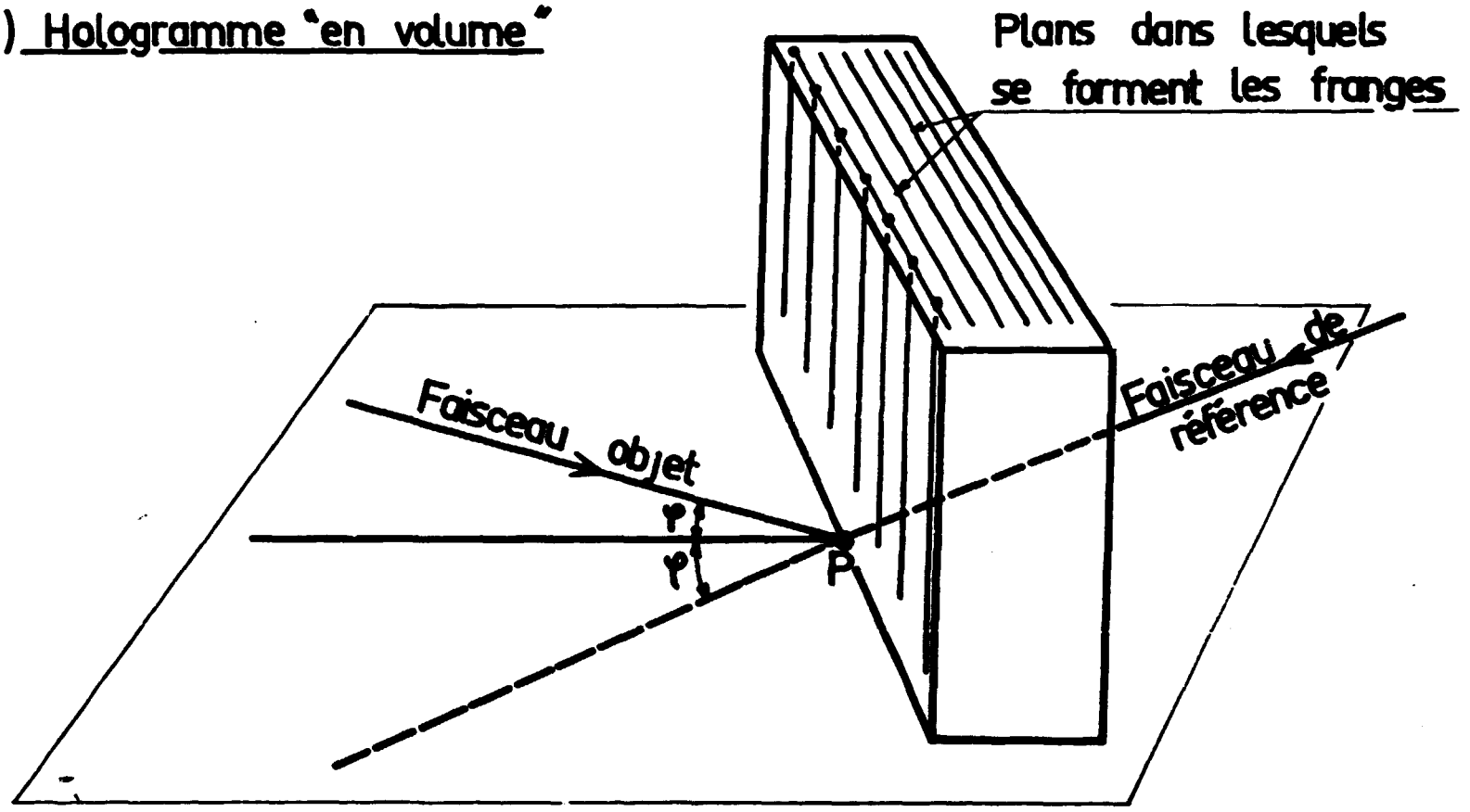


FIG. 22

Le tableau IV, tiré de la référence 27 indique les caractéristiques de quelques émulsions(plaques)Kodak utilisables. Ces valeurs sont obtenues à partir d'un développement pendant 5 minutes à 20°C dans le révélateur Kodak D 19 b non dilué et pour des émulsions ayant même classe de sensibilité chromatique.

Signalons aussi l'existence de films Ilford 5 G 91 (sensibilisé dans le vert) ou d'émulsions Gevaert (films ou plaques) parmi lesquels on peut citer :

type 31 D 65 (sensibilisé dans le rouge p = 160)
23 D 56 (" " vert p = 175)
52 A 86 (" " I. R. p = 90)

Gevaert va, par ailleurs, prochainement commercialiser des plaques dites "Laser" émulsion type Lippman (épaisseur 4 à 5 μ) et de résolution p $\sim$ 1500.

Enfin on peut utiliser, à 6328 Å du film Polaroïd 55 P/N dont le négatif présente un $\rho > 150$ de très faible granulation.

D'autres supports d'hologrammes peuvent être envisagés. Une brève indication sur ce sujet est donnée au chapitre IV.

III. 2. 3 - Calcul du gain en résolution obtenu par l'usage de l'holographie de FOURIER

Pour la simplicité des calculs on supposera que l'objet est frappé normalement à son plan et à celui de l'hologramme.

Si Z est la distance de l'objet à l'hologramme, la différence de marche Δ entre le rayon normal et le rayon diffracté par un point de l'objet sous l'angle i est, en holographie de FRESNEL (fig. 23 a)

$$\Delta = Z(1 - \cos i)$$

Par contre, en holographie de FOURIER, où l'objet est distant de ζ_0, la différence de marche devient (fig. 23 b)

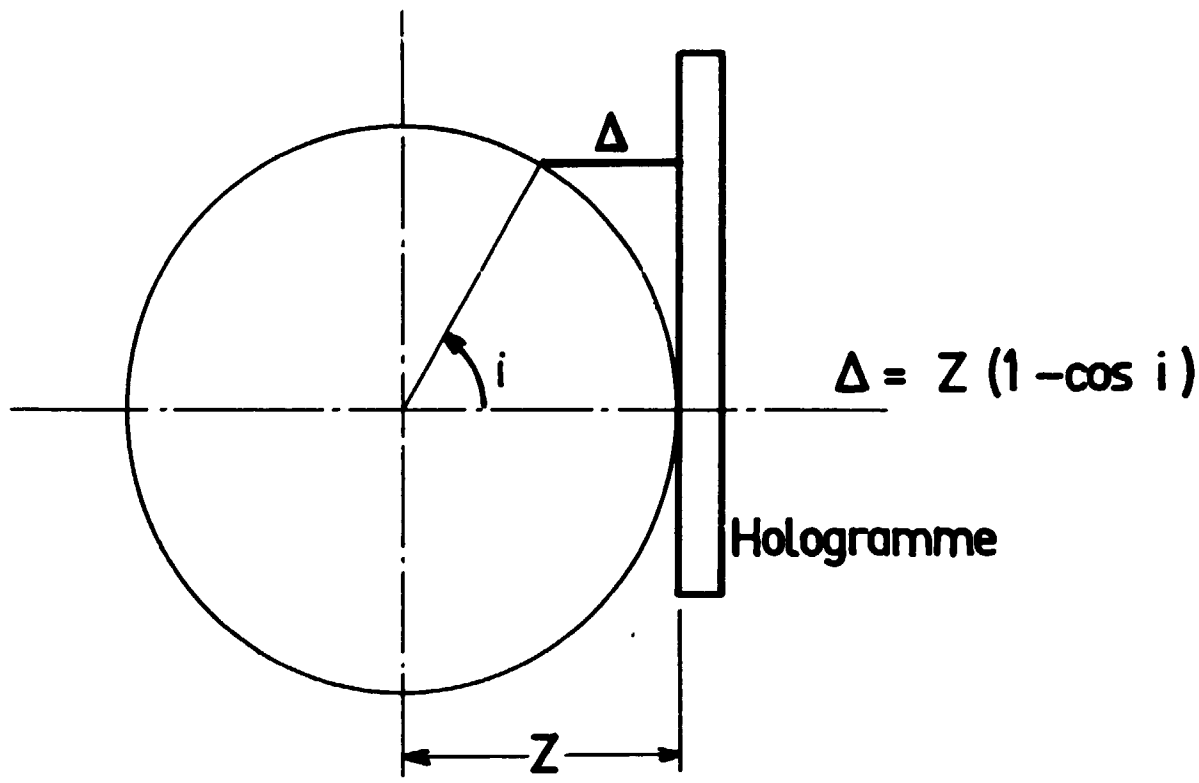
$$\Delta' = \zeta_0 \sin i$$

TABLEAU IV

Emulsion Scientifique	Equivalent Commercial	ρ	ψ	Rapidité Relative à 1 sec.	Rapidité Relative à 1 h.
0	0800 P1200	60	2°	1400	100
0_α		60	2°	1100	600
I		80	3°	1400	100
II		85	"	320	100
III_α		85	"	350	200
III	0250 P300	85	"	290	100
IV	P 25	140	5°	50	10
V		350	13°	0,4	—
	Kodatith pan	200-250	10°-25°	lent	—
	Max. Résolution	> 1000	40°-90°	très lent	—
649 F , V 1043 F					

COMPARAISON DE LA RESOLUTION ENTRE HOLOGRAMME DE FRESNEL ET DE FOURIER

a) Hologramme de FRESNEL



b) Hologramme de FOURIER

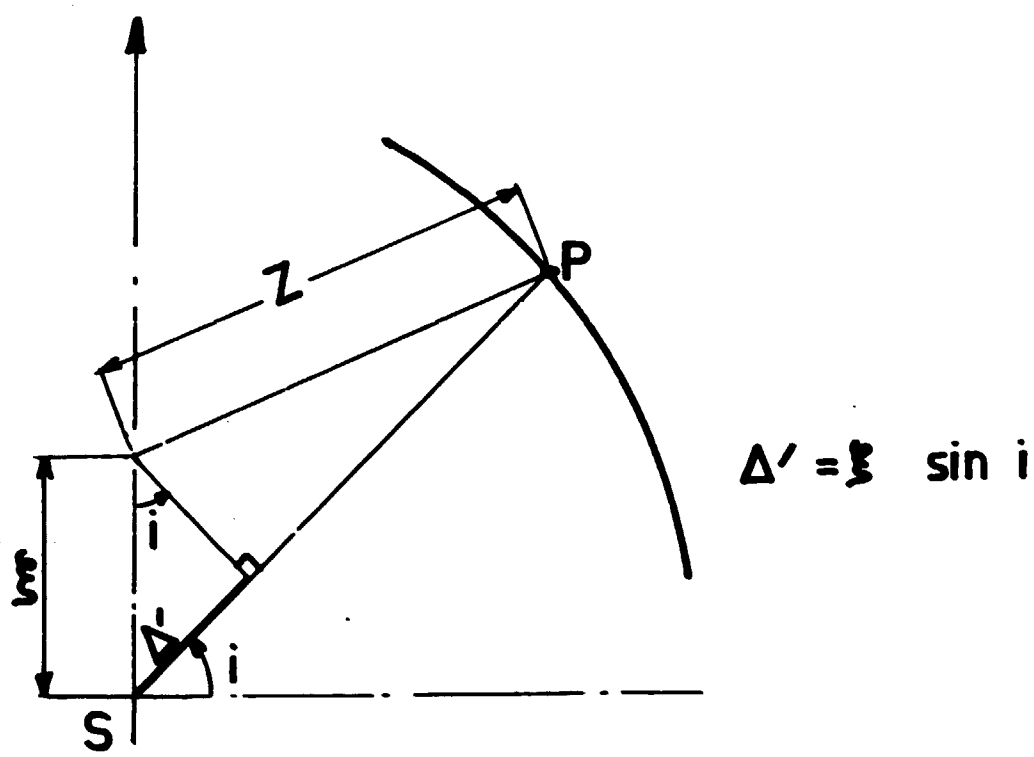


FIG. 23

Cette formule est valable quel que soit i sous réserve d'utiliser des plaques photographiques sphériques et est approximativement vraie pour les faibles valeurs de i lorsque l'on utilise des plaques planes.

On peut donc estimer le gain en résolution à

$$G = \frac{\Delta}{\Delta'} = \frac{Z}{\xi_0} g = \frac{Z}{\xi_0}\left(\frac{1}{\sin i} - \frac{1}{tg\, i}\right)$$

on a ainsi la correspondance (tirée de la réf. 28)

i = 10	g = 0,1
30	0,3
45	0,4
64	0,65
80	0,98
90	1

On voit par exemple que pour un rapport $Z/\xi_0 = 1000$ (ce qui est un ordre de grandeur normal en microscopie) on a, pour un simple angle de 10° un gain de 100 en résolution.

III. 2. 4 - Influence des émulsions sur la qualité de la reconstitution

Des études approfondies ont été faites sur ce sujet particulièrement en vue de la micro holographie.

La conclusion de ces recherches, tant sur le plan théorique (29) que sur le plan expérimental (30) est que la résolution de l'image reconstituée est limitée par la fonction de transfert de l'émulsion utilisée.

III. 3 - Profondeur de champ et cohérence

D'une manière générale, la profondeur de champ est limitée seulement par la longueur de cohérence du laser utilisé. Soit L cette longueur et d_o, d_r les longueurs des trajets optiques sur les voies objet et référence.

Il faut considérer deux cas :

a) hologrammes par transmission (avec ou sans diffuseur)

La condition à respecter est $|d_o - d_r| < L$ et la profondeur de champ est $\sim$ L

b) hologrammes par reflexion

Il faut $d_o \approx d_r$ et la profondeur de champ est $\sim L$

Par ailleurs la situation est assez différente au point de vue de la valeur de L selon que l'on a affaire à un laser à gaz ou un laser pulsé à rubis.

<u>Laser à gaz.</u> Il est nécessaire d'éliminer les modes transverses ce qui se fait simplement en plaçant un diaphragme convenable à l'intérieur de la cavité résonante. Il reste alors dans le faisceau quelques modes axiaux et une bonne approximation de la longueur de cohérence est L = 2 l où l est la longueur de la cavité résonante.

Des expérience ont été réalisées (31) afin de vérifier la qualité de la reconstruction des fronts d'onde en prenant pour paramètre la différence $|d_o - d_r|$ le résultat est que la visibilité est maximale pour les valeurs de $|d_o - d_r| \approx 2k\ell$ k entier, et minimale pour $|d_o - d_r| \approx (2k+1)\ell$

<u>Laser à rubis</u> Si l'on ne prend d'autres précautions que la suppression des modes transverses, la longueur de cohérence est ordinairement de l'ordre du centimètre. Ceci n'empêche pas de réaliser d'excellents hologrammes (32) (33). Toutefois la condition $d_o = d_r$ devient très stricte et, pour des hologrammes étendus il peut s'avérer nécessaire de veiller à réduire la "désadaptation" spatiale et temporelle entre le centre de l'hologramme et les extrêmités

Considérons la figure 24 a :

la désadaptation spatiale est $\Delta x = d \, tg \, \theta$

la désadaptation temporelle est $\Delta l = c \Delta t = d(\sec \theta - 1)$

Dans le cas où les faisceaux objet et référence font un angle ϕ la désadaptation temporelle est (figure 24 b) :

$$c \Delta t = 2x \sin \theta/2$$

Diverses méthodes pour minimiser ces effets sont indiquées en référence 33.

Rappelons en outre que, en l'absence de contrôle des modes du laser à rubis, il est essentiel de concevoir le dispositif expérimental de manière à ce que les deux faisceaux subissent le même nombre de réflexions.

Les méthodes de contrôle de mode de lasers pulsés sont traités, par exemple, dans les références (34 - 37).

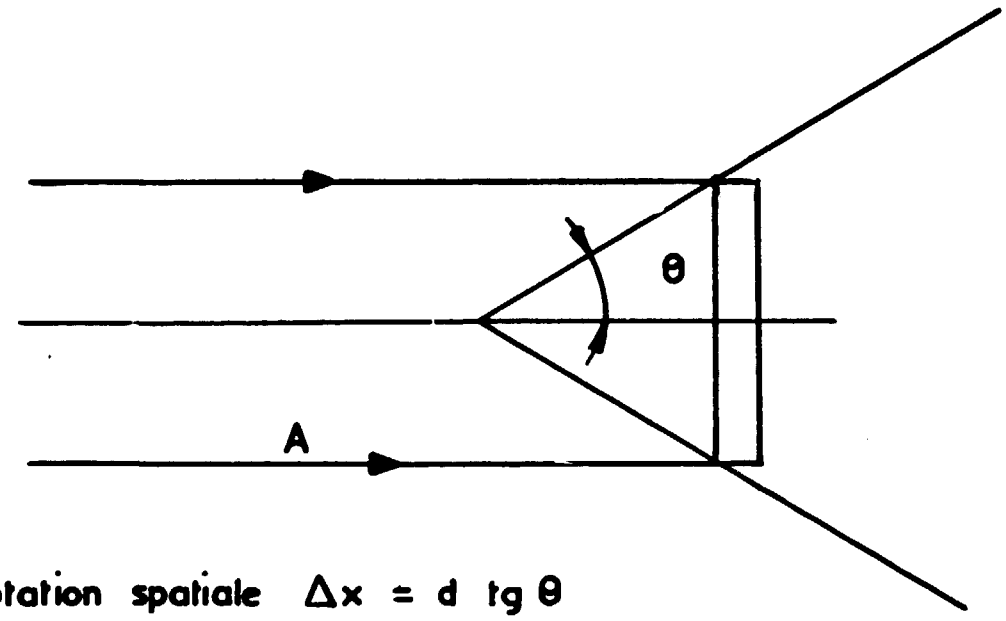
III. 4 - Intensité relative des faisceaux

Il apparait naturel, en vue d'obtenir des franges d'interférence bien contrastées, que les fraisceaux objet et de référence doivent avoir dans le plan de l'hologramme des intensités sensiblement voisines. En fait, on a vu dans l'étude théorique la nécessité d'avoir un faisceau de référence d'intensité supérieure à celle du faisceau objet $s_0 \gg s \oplus f$ page 8 afin d'obtenir des reconstitutions visibles dans une large gamme de valeurs de γ. Pratiquement les meilleurs résultats sont obtenus avec un rapport compris entre 1,2 et 5 bien que des rapports de 32000 et plus aient pu être utilisés (pour des objets ponctuels) (38)

Lorsque l'on utilise un diffuseur il est fréquent d'être obligé d'introduire dans le faisceau de référence un filtre neutre de densité.

DESADAPTATION SPATIALE ET TEMPORELLE

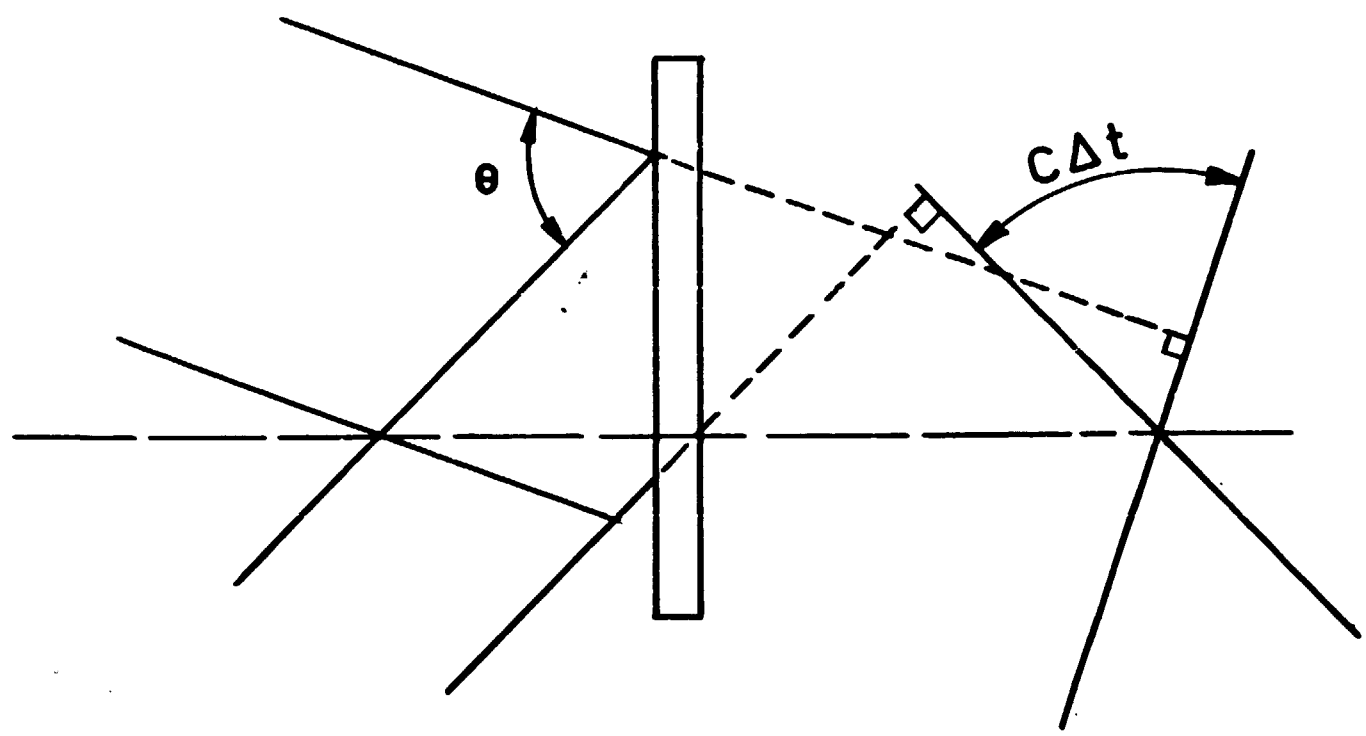
a)



Désadaptation spatiale $\Delta x = d \operatorname{tg} \theta$

— temporelle $\Delta t = c\Delta t = d(\sec\theta - 1)$

b)



Désadaptation temporelle $c\Delta t = 2x \sin \theta/2$

Fig. 24

III.

Ce filtre doit être obligatoirement placée avant toute optique destinée à élargir les faisceaux. C'est également au foyer de la dernière lentille avant l'hologramme ou l'objet que l'on placera éventuellement un diaphragme de très petit diamètre. L'effet de ce diaphragme est de "nettoyer" le front d'onde de toutes les irrégularités qui s'introduisent du fait de la présence inévitable de poussières et autres imperfections des divers milieux traversés par les faisceaux en avant du diaphragme.

L'emploi du diaphragme fait certes perdre en intensité lumineuse (un bon réglage ne fait perdre que 5 % au maximum) mais le prix à payer est minime en comparaison du résultat obtenu.

Signalons à ce sujet une méthode de production de ces diaphragmes (39) qui permet d'obtenir des diamètres de l'ordre de 30 μ et un montage simple permettant d'aligner ces diaphragmes sur l'axe d'un objectif de microscope par exemple (40).

III. 5 - Luminosité contraste

Il est rare que l'on ait à se préoccuper de la luminosité des images provenant de la reconstitution des fronts d'onde sauf le cas où l'on doit reprendre l'une d'entre elles dans un système optique compliqué. Le résultat essentiel d'une étude concernant cette question (41) est résumé par la formule :

$$B'/I_2 = \frac{1}{4}\gamma_1^2 \cdot 10^{-D_1} |Y|^2 (B_0/I_1)$$

où $I_1 = |A_1|^2/S_1^2$ est l'illuminance sur l'émulsion due au faisceau de référence.

A_1 intensité de la source en watt/steradian

S_1 distance de la source à l'émulsion.

$I_2 = |A_2|^2/S_2^2$ est l'illuminance sur l'hologramme due au faisceau d'observation lors de la reconstitution.

D_1 densité optique $\gamma = dD_1/dE'$ $E' = Log(It)$

B_o luminance de l'objet

B' luminance de l'image

Y fonction de transfert de l'émulsion $Y^2 \leq 1$

Puisque le facteur B_o/I_1 est indépendant de la lumination $E_1 = I_1 t_1$, l'image sera la plus lumineuse lorsque la lumination sera choisie en sorte que la quantité $U = -\frac{1}{2}D + \log\gamma$ soit maximale. On déduit cette quantité de la caractéristique du film et en traçant la courbe $U = f(E_1)$, on peut déterminer une valeur optimale de la lumination donc déterminer le temps de pose.

En général il est préférable de ne pas dépasser une densité de O,3 à O,5 au dessus du voile. A des valeurs plus élevées il y a perte inutile de luminosité. Ceci devient d'autant plus important que le contraste de l'émulsion est plus élevé.

Par ailleurs l'observation d'un hologramme fait apparaître un halo autour de la source lumineuse qui sert à la reconstruction. Ce halo est dû à des variations aléatoires de transmission de l'émulsion dues au grain. Des formules sont données dans la référence (41) ainsi que des calculs concernant la distribution du flux lumineux dans les diverses images. On montre que le flux maximum disponible pour chacune des deux images (ordre de diffraction $\pm$ 1) est environ 1/16 du flux total incident.

Signalons enfin que l'emploi d'émulsions à contraste élevé rend nécessaire une excellente uniformité du faisceau de référence sur toute la surface utile de l'hologramme or, en raison de l'utilisation de faisceaux cohérents, la distribution spatiale de l'intensité d'un faisceau laser est proche d'une surface gaussienne. On doit donc, soit limiter par des diaphragmes l'extension spatiale des faisceaux, soit augmenter leur ouverture numérique pour que l'hologramme limite seul la zone utilisable, soit enfin se servir de dispositifs à lentilles plano-asphériques qui transforment un faisceau gaussien en faisceau uniforme (42).

Enfin pour certaines applications utilisant des lasers à rubis il peut être nécessaire de se préoccuper de la déformation du front d'onde en fonction de la distance parcourue (43).

CHAPITRE IV

TECHNIQUES SPECIALES

V. 1 - Reconstitution du front d'onde à l'aide d'une source de lumière blanche.

On utilise ici à la prise de vue un dispositif expérimental où les deux faisceaux objet et référence font entre eux un angle voisin de 180° (44). Dans ces conditions l'émulsion se comporte comme un milieu tridimensionnel.

Dans le cas d'ondes planes la stratification ainsi établie présente un pas $\lambda/2$ en l'absence d'objet. Les maxima sont déplacés localement selon les valeurs locales de la phase du vecteur électrique diffracté. La modulation locale d'intensité (dans le sens de l'épaisseur de l'émulsion) est déterminée par l'amplitude du vecteur électrique diffracté.

Lors de la reconstruction en lumière blanche en éclairant l'hologramme du côté du faisceau de référence le milieu tridimensionnel fonctionne comme une émulsion de Lippmann et la sélection de la couleur de restitution est gouvernée par la relation de Bragg. $2d \sin\theta = \lambda$ où d est l'espacement entre les plans de stratification et θ est l'angle d'incidence.

Un tel dispositif donne donc lieu à une reconstitution monochrome. Des travaux théoriques ont été effectués sur les propriétés de tels dispositifs (45) (46) (47), le dernier traitant assez complètement la question de la sensibilité de la reconstruction à partir d'hologrammes "volumiques" à un changement d'orientation de l'hologramme par rapport au faisceau de reconstitution ainsi qu'à un changement de longueur d'onde.

La plupart des recherches concernant les hologrammes volumiques ont été effectuées sur des émulsions relativement épaisses (17 à 42 μ). STROKE (48) a montré récemment que l'on pouvait obtenir de bonnes reconstitutions à partir d'émulsions n'ayant pas plus de 7 μ (prise de vue à 6328 A°) à condition de s'assurer de l'égalité de l'intensité des faisceaux référence et objet (tenir compte de l'absorption dans la couche anti halo soit $\sim$ 13,3 % à 6328 Å) et d'effectuer la reconstitution en lumière blanche de telle manière que la forme géométrique des ondes du faisceau d'éclairement soit voisine de celle des ondes du faisceau de référence lors de la prise de vues. Cela revient à dire qu'il faut placer la source de lumière blanche à la même distance de l'hologramme que la source monochromatique du faisceau de référence.

Certains auteurs (49) (50) (51) ont étendu le procédé d'holographie volumique à la reconstitution polychrome d'un objet polychrome à l'aide de lumière blanche. Il suffit pour cela d'effectuer la prise de vues à deux ou trois longueurs d'ondes différentes, chacune de ces prises de vues donnant naissance à un réseau d'interférences spécifique et pour lequel le pas d'espacement des diverses couches est fonction de la longueur d'onde utilisée, donc la condition de réflexion de BRAGG sera différente et l'hologramme se comportera comme un filtre interférentiel qui, pour une émulsion d'épaisseur 15 μ a une bande passante d'environ 100 Å On obtient ainsi des reconstitutions en couleur à partir d'un hologramme "en noir et blanc".

Enfin STROKE (52) a montré récemment la possibilité de reconstitution en lumière blanche par une méthode entièrement différente qui est, en fait, une synthèse de la méthode de GABOR avec faisceaux objet et référence alignés et de la méthode d'holographie FOURIER avec faisceau objet convergent déjà signalée p. 50.

HOLOGRAMME VISIBLE EN LUMIERE BLANCHE

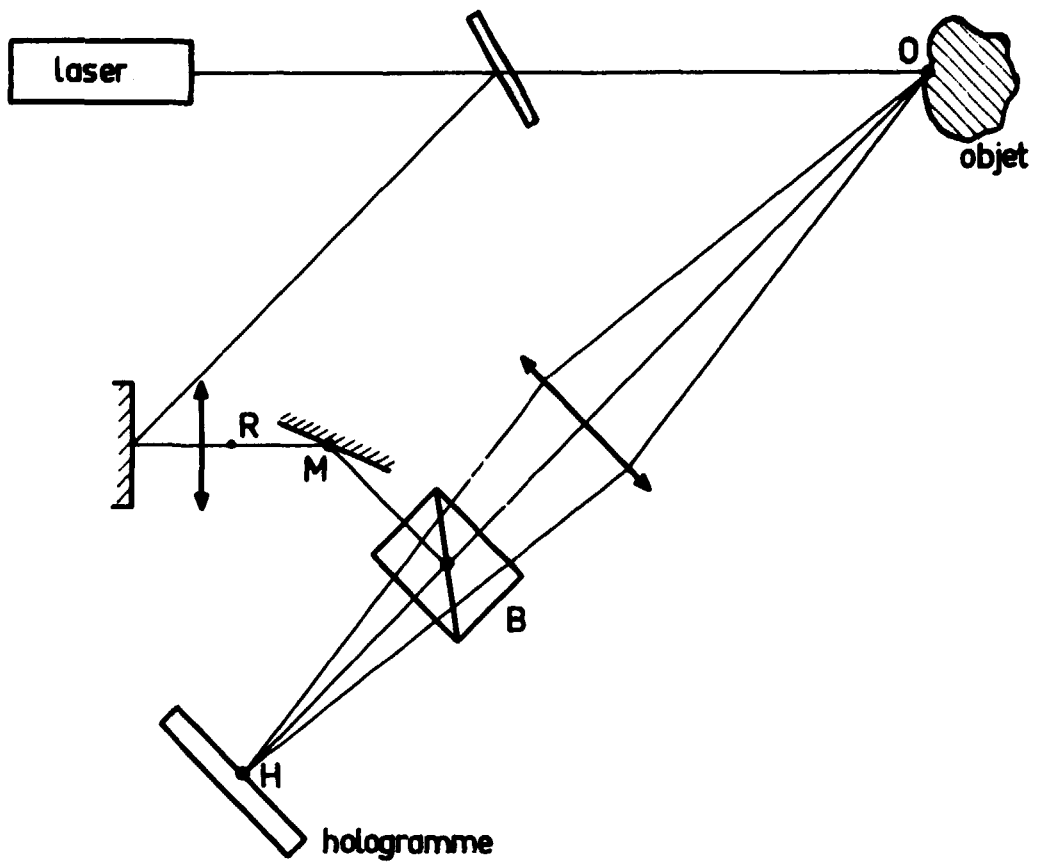


Fig. 25

MONTAGE POUR HOLOGRAPHIE
EN LUMIÈRE SPATIALEMENT INCOHERENTE

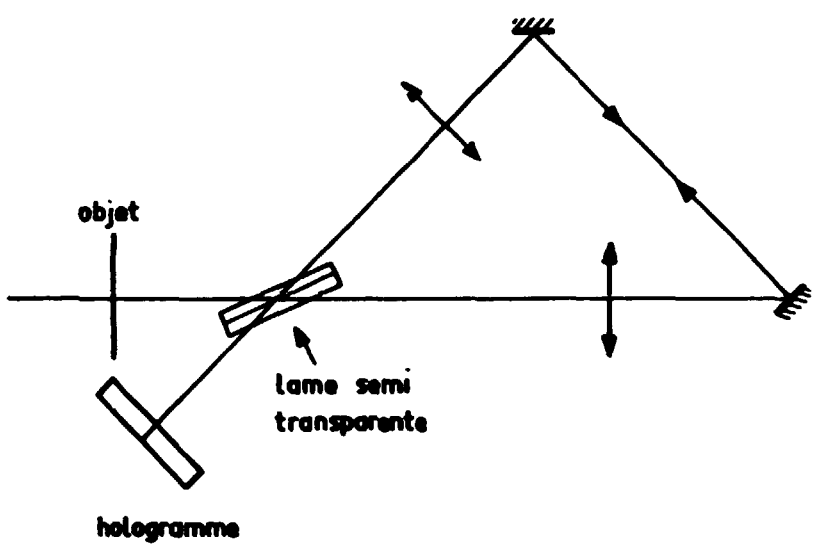


FIG _ 26

Le dispositif expérimental est schématisé sur la figure 25. On aligne soigneusement le faisceau de référence et le faisceau objet et on égalise les distances RMBM et OBH.

Comme il a été dit p. 51 les images réelle et conjuguée sont confondues avec le plan de l'hologramme (si l'on observe celui-ci avec une source placée à la même distance que la source de référence), le champ image est grand, la parallaxe et la profondeur de champ sont restituées.

La méthode exige cependant l'usage d'émulsions épaisses et de haute résolution.

IV. 2- Obtention d'un hologramme en lumière spatialement incohérente.

L'idée de base est que l'on effectue le montage de façon que chaque point de l'objet génère son propre faisceau de référence. Il suffit pour cela de diviser l'onde issue de chaque point de l'objet de manière à faire interférer les deux fronts d'onde résultants afin de constituer un réseau zoné de FRESNEL.

Plusieurs méthodes sont possibles en particulier celle de la figure 26 due à COCHRAN (53 - 54).

Les lentilles sont choisies de manière à ce que le système soit afocal et les trajets optiques dans les deux branches de l'interféromètre rigoureusement égaux. Les grandissements toutefois différents.

STROKE (55) a montré qu'il était possible d'obtenir des hologrammes de FOURIER en lumière spatialement incohérente avec un dispositif séparateur utilisant un réseau de diffraction.

Plusieurs méthodes de séparation des fronts d'onde en deux faisceaux sont discutées dans un article de grande importance dû à LOHMANN (56).

Le très grand intérêt et avenir de cette méthode d'holographie réside en ce que la seule exigence profonde à laquelle il faut satisfaire est la cohérence temporelle. Ceci peut être assez correctement réalisé avec un simple filtre spectral à bande étroite afin d'obtenir la monochromaticité désirée. On a donc la possibilité théorique de faire les hologrammes d'objets quelconques et même de sources lumineuses (lampe opale par exemple). Par ailleurs on peut effectuer, à postériori les opérations de compensation d'aberrations, filtrage spatial, reconnaissance de caractères etc...

IV. 3 - Hologrammes "de phase"

Le procédé consiste à éliminer la modulation d'amplitude spatiale enregistrée sur l'hologramme. Ceci peut être obtenu en blanchissant l'hologramme, soit en éliminant les atomes d'argent de l'émulsion, soit en les remplaçant par des atomes de chrome (57). Des formules de blanchisseurs sont données dans (58). Dès lors les variations d'épaisseur dans l'émulsion produites lors de la prise de vue, et qui sont conservées, servent à moduler la phase relative du front d'onde du faisceau de reconstruction (59) et permettent d'obtenir des images d'excellente qualité mais plus brillantes que celles obtenues en utilisant la modulation d'amplitude.

Les conditions dans lesquelles des hologrammes de phase peuvent être utilisés en filtrage spatial sont discutées dans un article récent de CATHEY (60).

IV. 4 - Hologrammes obtenus à travers des milieux aléatoires

Dans tous les dispositifs étudiés jusqu'ici on a supposé que la zone d'espace comprise entre l'objet, l'hologramme et la source de référence présentait un indice de réfraction n = 1 et était homogène.

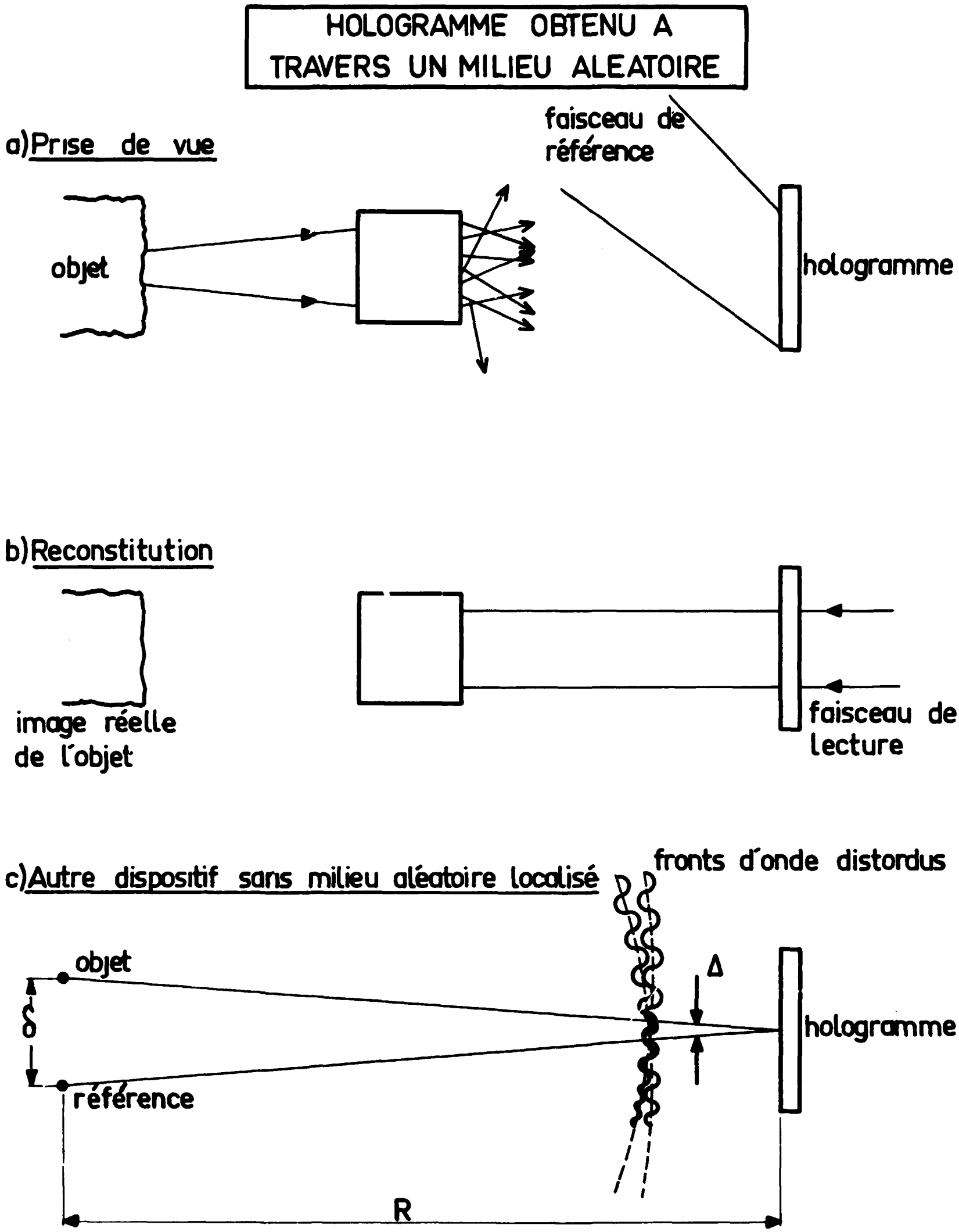

HOLOGRAMME OBTENU A TRAVERS UN MILIEU ALEATOIRE
a) Prise de vue
faisceau de référence
objet
hologramme
b) Reconstitution
image réelle de l'objet
faisceau de lecture
c) Autre dispositif sans milieu aléatoire localisé
fronts d'onde distordus
objet
δ
Δ
hologramme
référence
R

Fig. 27

Il est cependant possible d'obtenir des reconstitutions de l'objet nettes même en présence d'un milieu fortement inhomogène, par exemple un diffuseur, à condition, lors de la reconstitution, de replacer l'hologramme dans le faisceau perturbé par le diffuseur, de telle sorte que l'image réelle du diffuseur soit superposée exactement avec celui-ci (61 - 62) - (figure 27a et 27b).

Le phénomène s'explique en remarquant qu'un diffuseur peut se représenter mathématiquement par une fonction $e^{j\phi(x,y,z)}$ où ϕ est une fonction inconnue. L'image réelle est conjuguée de l'objet du point de vue de la phase (chapitre I) c'est à dire contient l'expression $e^{-j\phi}$ d'où une exacte compensation lorsqu'on lui superpose le diffuseur lui-même. L'objet devient alors visible exactement comme si le diffuseur n'existait pas.

On reconnaît là une application possible à des problèmes de cryptographie.

Des travaux récents de GOODMAN (63) ont cependant montré qu'il était possible d'obtenir des bonnes reconstitutions à travers des milieux aléatoires en s'affranchissant de la nécessité d'observer l'hologramme "in situ".

La méthode permet, en particulier d'effectuer la prise de vue en milieu sévèrement perturbé et d'observer la reconstitution en milieu homogène.

Le principe de la méthode est que le faisceau objet et le faisceau de référence traversent le milieu inhomogène. Il faut de plus (fig. 27c) satisfaire à la relation $\delta < \frac{R}{P} \Delta$

où Δ est la longueur moyenne pour laquelle le front d'onde sortant du milieu inhomogène est déformé de moins de $\lambda/8$ (ce qui revient à dire que Δ est approximativement la largeur de cohérence du front d'onde.

Des développements ultérieurs de ce principe pourraient peut être s'avérer d'une grande utilité en astronomie et en astrophysique.

IV. 5 - Problèmes de polarisation

Il est bien connu que l'enregistrement photographique ne conserve pas la trace de la polarisation de la lumière incidente. Néanmoins, si l'on a affaire à un objet qui diffuse la lumière en modifiant localement le plan de polarisation de celle-ci, on peut se servir du faisceau de référence comme d'une référence de polarisation puisque seules peuvent interférer deux ondes qui ont même plan de polarisation.

Ce principe a été effectivement utilisé par CARTER et al (64) sur un dispositif de microholographie dont le schéma est donné par la figure 28.

On peut toutefois aller plus loin. Dans l'exemple précédent, toutes les régions de l'objet ne transmettant pas la polarisation du faisceau de référence ne donnent pas lieu à reconstitution et apparaissent comme des zones d'extinction sur celle-ci.

On peut y remédier en considérant que, d'une manière générale le vecteur électrique dans le plan de l'hologramme contient 2 composantes de polarisations orthogonales. Il suffit donc d'éclairer l'hologramme avec 2 faisceaux de référence ayant des polarisations relatives orthogonales (65) , chacun de ces faisceaux donnera un réseau d'interférences en présence du faisceau objet et ces deux réseaux seront incohérents l'un par rapport à l'autre. A la reconstitution on pourra ainsi récupérer toutes les valeurs des polarisations présentes sur l'objet. Il n'est pas exclu d'appliquer cette technique en conjonction avec l'holographie en couleurs ce qui permettrait d'obtenir des résultats comparables à ceux de la microscopie polarisante classique.

Signalons enfin l'usage récent de la polarisation pour le contrôle de phase en filtrage spatial cohérent (66).

MONTAGE DE MICROHOLOGRAPHIE

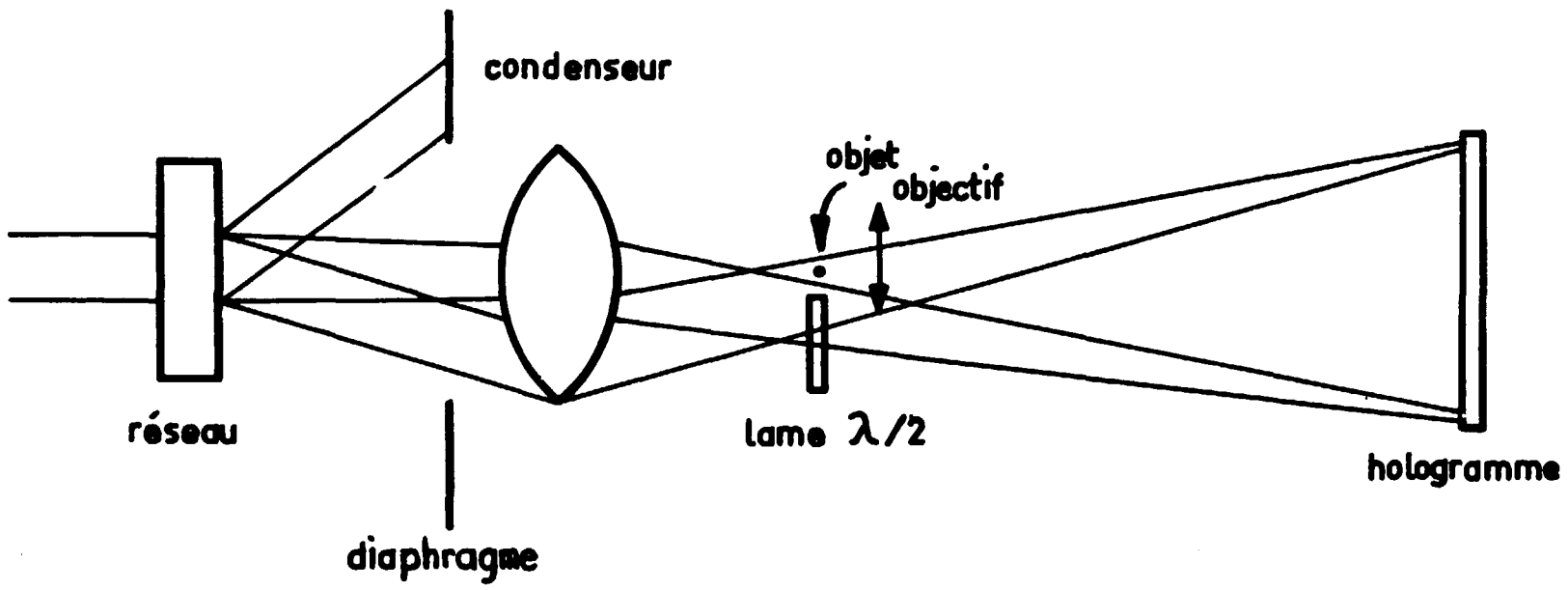


FIG – 28

IV. 6 - Holographie sous grand angle

Afin d'avoir le plus grand angle solide possible, on peut signaler deux dispositifs intéressants permettant l'observation d'un objet dans un angle $> 180°$

a) Le dispositif utilisé par SUPERTZKI et RIGLER (67) est représenté sur la figure 29 a

b) Le dispositif de JEON (68) représenté sur la figure 29 b. Notons que dans ce dernier cas la forme du miroir a été calculée de façon à compenser la distribution gaussienne d'intensité du faisceau laser afin de fournir une illuminance uniforme des plaques photographiques.

IV. 7 - Supports divers pour hologrammes

Toutes les discussions menées jusqu'ici ont supposé explicitement que l'enregistrement de l'hologramme se faisait sur émulsions photographiques ordinaires d'épaisseur et de pouvoir résolvant variés.

Il est utile de signaler quelques autres supports moins conventionnels pouvant servir à des usages particuliers.

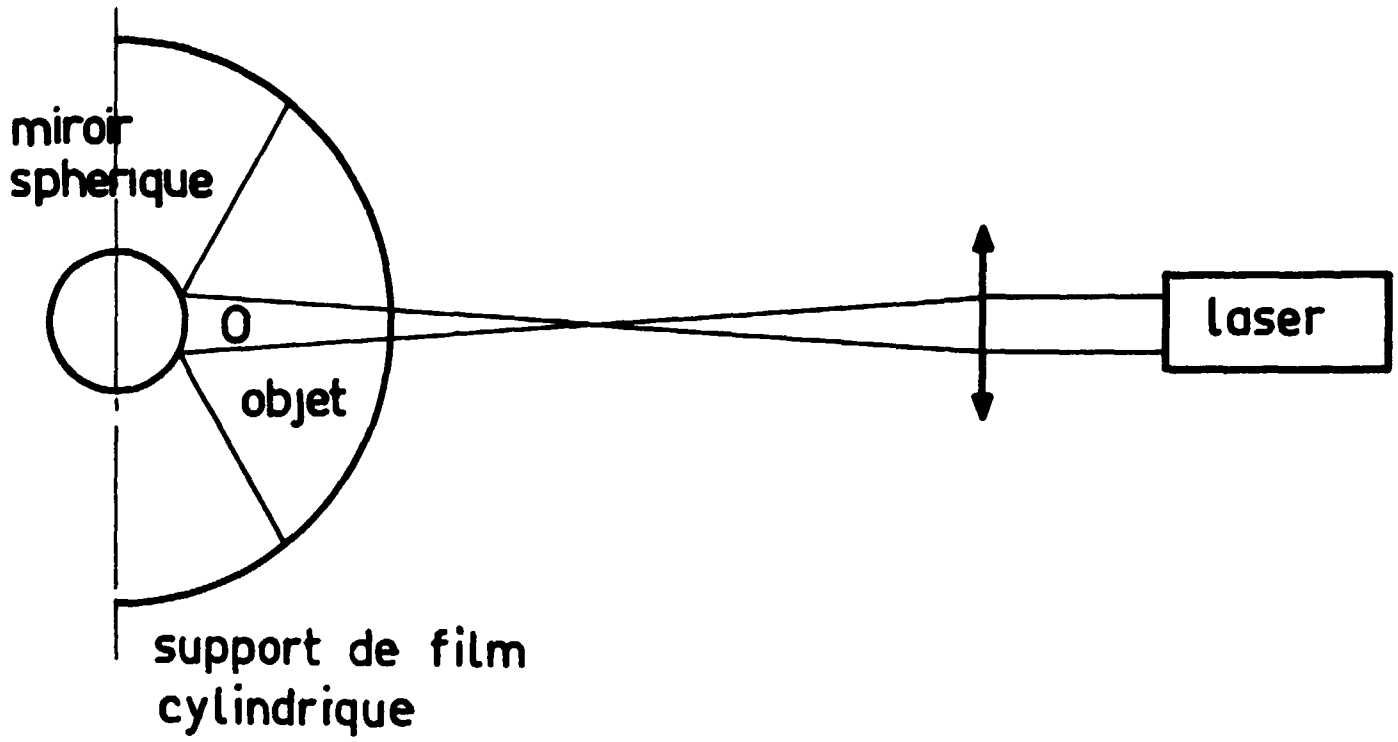
a) Supports thermoplastiques

Actuellement les seuls connus sont fabriqués par XEROX (69). Il s'agit d'un support à haute résolution qui opère suivant le cycle : charge par effet corona, illumination (prise de vue de l'hologramme) recharge, développement, fixage à chaud.

L'avantage est que la rapidité de ce support est incomparablement plus grande qu'une émulsion conventionnelle de même pouvoir résolvant. De plus l'hologramme est développé "in situ " et les études interférométriques "à postériori" (voir pagessuivantes) sont réalisables avec la plus extrême facilité.

MONTAGE POUR HOLOGRAPHIE
SOUS GRANDS ANGLES

a)



b)

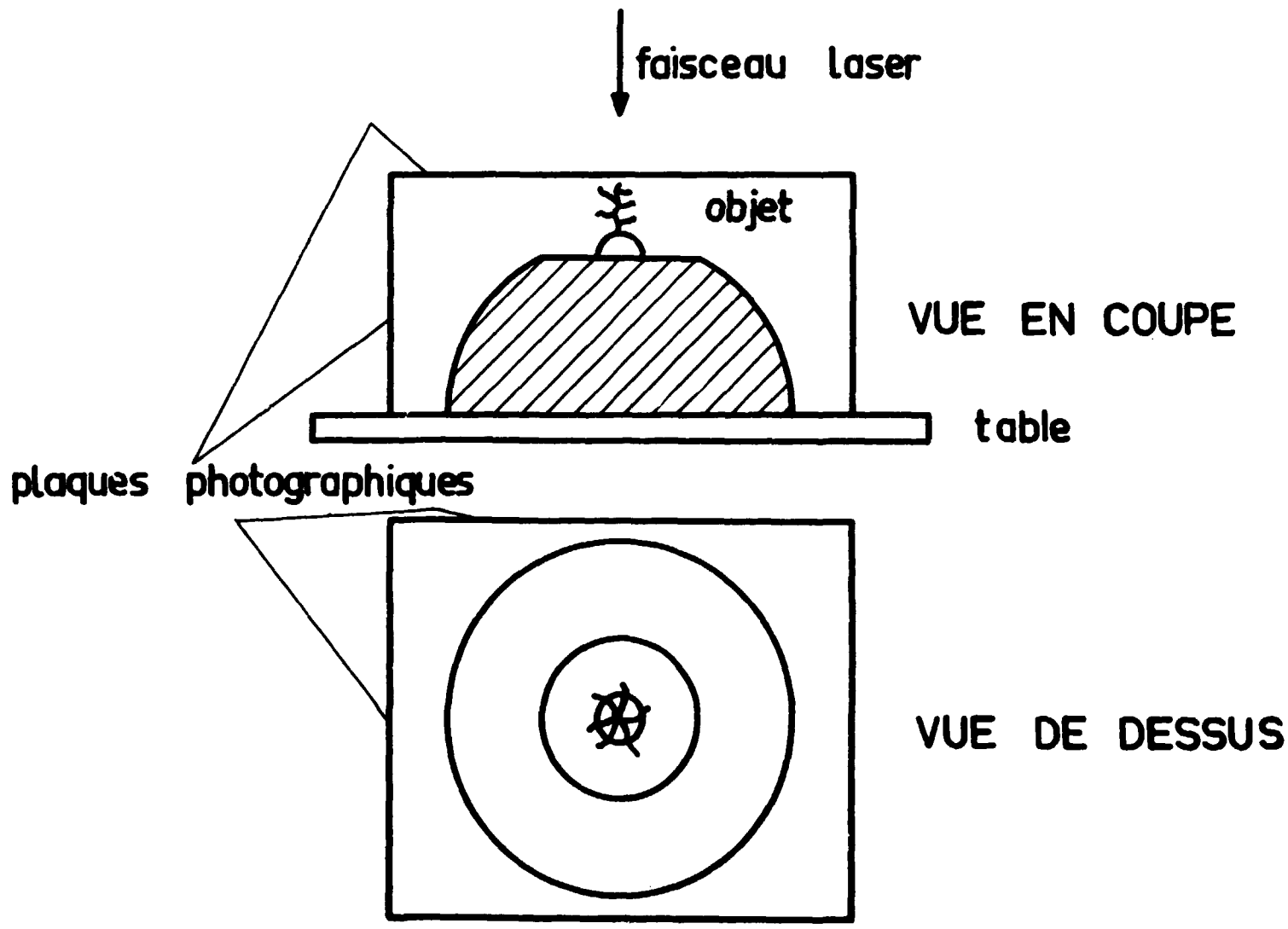


Fig: 29

b) Verres photochromes

Plusieurs types existent actuellement aux U. S. A. Les plus intéressants semblent ceux qui utilisent des halogénures d'argent noyés dans la masse de verre et fabriqués par CORNING (70). Ces verres possèdent la propriété d'être réversibles c'est-à-dire que l'on peut effacer une image inscrite dans le verre soit par chauffage soit par blanchiment à l'aide d'une lumière de fréquence appropriée l'existence d'une fréquence "neutre" sans action sur le verre peut être utilisée dans certaines conditions pour augmenter le contraste des images formées.

Le verre photochrome est un support de haute résolution ($>$ 1500 traits/mm) mais de rapidité faible. Il possède toutefois l'avantage de permettre la prise de vue à la lumière du jour. De plus, la rémanence est élevée. L'article cité définit très complètement les propriétés et les conditions d'utilisation de ce type de support. Des hologrammes de bonne qualité ont été obtenus par KIRK (71).

Par ailleurs, ce support étant épais, dénué de granularité et à structure cristalline, se prête admirablement à toutes les recherches en holographie volumique qui font appel aux propriétés de réflexion suivant la loi de BRAGG.

c) Vectograph

Ce support est fabriqué par POLAROID (66) Il possède 2 couches sensibles; chacune d'entre elles laisse passer librement la lumière pour une orientation du plan de polarisation mais transmet la direction opposée (à 180°) proportionnellement à la valeur absolue de l'intensité lumineuse du signal enregistré sur le film.

La résolution est moyenne. (p $\sim$ 160)

Le support peut convenir dans certaines applications d'holographie polarisante et en filtrage spatial cohérent.

8 - Duplication des hologrammes

Cette technique est extrêmement délicate et n'est pas encore bien au point. Seule la duplication par contact a été envisagée jusqu'ici (72) (73). Les conditions opératoires sont extrêmement strictes et supposent un contact aussi étroit que possible entre la matrice et la plaque à impressionner (tireuse sous vide).

En outre l'émulsion des copies doit avoir une résolution suffisante pour ne pas introduire de variations inacceptables dues à la granularité. Le γ des copies a, subjectivement, peu d'effet sur la qualité des images.

Enfin il est de loin préférable d'opérer la copie sous illumination produite à l'aide d'un laser plutôt que d'opérer en lumière blanche même filtrée par un filtre de bande passante 3A° centré sur 6328 A° ou 6943 A°. Le bruit est réduit considérablement lorsque l'on copie un hologramme à l'aide d'un laser.

Les progrès de cette technique sont cependant extrêmement rapides. La duplication des hologrammes est en passe de devenir une technique industrielle : la Société JODON Associate (

) par exemple est en mesure de commercialiser toute une gamme d'hologrammes à des fins d'enseignement.

V.

CHAPITRE V

-:-:-:-:-:-:-:-

APPLICATIONS GENERALES DES HOLOGRAMMES

Diverses applications possibles des hologrammes ont été incidemment signalées dans les pages qui précèdent. Il peut être cependant utile d'insister sur divers aspects de l'utilisation de la technique holographique en raison de leur importance toute particulière. Il ne s'agit ici que d'indiquer les possibilités et non d'un traitement exhaustif.

V. 1 - Filtrage spatial

L'intérêt particulier de la technique holographique considérée sous cet aspect réside dans la facilité avec laquelle un hologramme peut constituer un filtre d'amplitudes complexes (28). Il est évident que ce sont surtout les propriétés des hologrammes de FOURIER qui sont utiles ici, particulièrement en ce qui concerne la traduction optique des opérations de convolution et de corrélation.

STROKE a montré qu'il était possible par holographie, d'effectuer l'addition de plusieurs amplitudes complexes à l'aide d'un dispositif d'interférométrie en plusieurs prises de vues successives (74) (voir page suivante). La démonstration a été effectuée en ajoutant à une première amplitude complexe (le symbole "FOURIER") une seconde déphasée de 180° (le symbole "URIER") l'hologramme résultant ne fait plus apparaître que le symbole "FO".

La supériorité de la méthode réside en ce qu'il s'agit d'une authentique "addition algébrique d'amplitudes complexes" et non simplement d'un filtrage à l'aide de masques.

Plus généralement la méthode holographique peut être aisément étendue à tous les problèmes de reconnaissance de caractères avec application à l'indexation de titres pour fichiers de documentation automatique etc.

Notons en particulier une utilisation pour le recalage de cartes de radar (75).

V. 2- Traitement de l'information contenue dans l'hologramme

On a signalé précédemment que l'hologramme se prêtait admirablement aux divers traitements d'information tels que strioscopie, contraste de phase etc.

Ceci se fait simplement à l'aide d'un dispositif classique de filtrage optique où l'on traite les informations dans le plan spectral.

La figure 30 présente un tel montage.

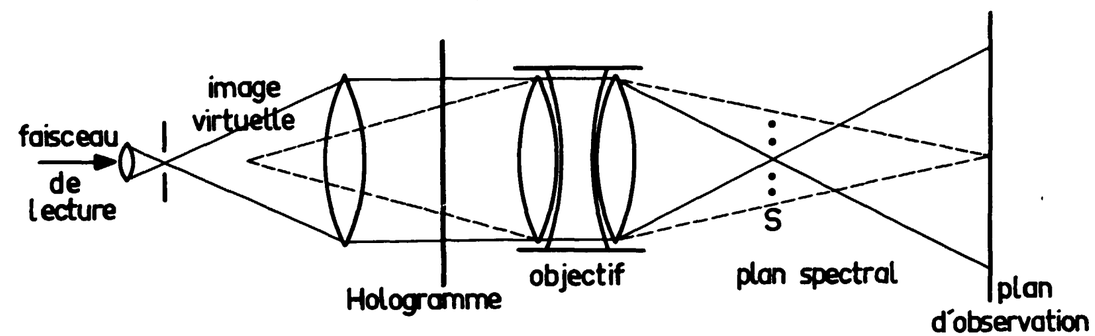
Un objectif photographique donne une image réelle dans le plan P de l'image virtuelle V fournie par l'hologramme M.
En S, plan focal de l'objectif on place les masques de filtrage.

En général, dans ce plan apparaissent trois taches correspondant au faisceau objet et aux deux faisceaux diffractés au ler ordre

- Le filtre b permet de ne laisser passer qu'une seule image éliminant ainsi l'image conjuguée de GABOR et le faisceau direct.
- Le filtre c dont la partie ombrée est supposée opaque donne lieu à une image analogue à celle obtenue par la méthode du couteau de FOUCAULT.
- Le même filtre dont la partie ombrée est supposée être une lame $\lambda/2$ donne lieu à une image "gegenfeld" (13).
- Le filtre d constitué d'une tache opaque fournit une image strioscopique.

FILTRAGE SPATIAL

1) Dispositif experimental



2) Masques dans le plan spectral

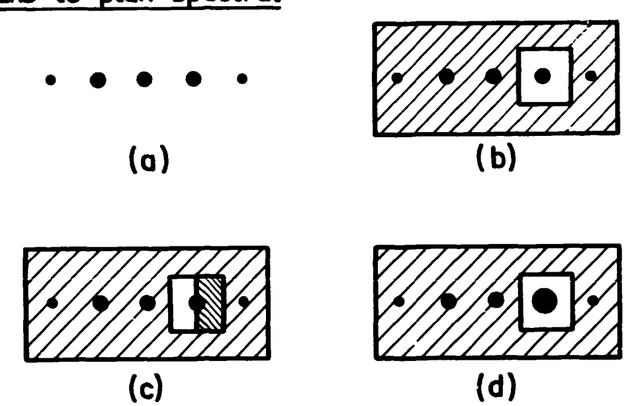


Fig: 30

- Le même filtre constitué d'une lame $\lambda/4$ donne lieu à une image en contraste de phase (76).

Bien entendu, d'autres méthodes plus classiques permettent d'extraire les mêmes informations d'un hologramme (77).

V. 3 - Corrections diverses

On a précédemment signalé (p. 28) la possibilité d'utiliser une source de référence possédant une structure et un spectre de fréquences spatiales très étalé de manière à ce que la fonction d'auto-corrélation présente un pic étroit. En ce cas la reconstitution avec la même source ou une source différente ayant la même fonction d'auto-corrélation permettra la reconstitution de fronts d'onde sans perte de résolution.

Ce procédé peut s'appliquer aux problèmes de compensation de source en interférométrie, en spectroscopie, dans les problèmes de filtrage "ajusté".

En particulier, STROKE a appliqué la méthode holographique de manière à obtenir directement le spectre d'une source lumineuse par transformation de FOURIER optique, sans qu'il soit nécessaire d'effectuer aucun calcul (78); le dispositif utilisé est un interféromètre dont tous les éléments sont fixes. La prise de vue s'effectue à la lumière de la source dont on recherche le spectre, la reconstitution se fait en lumière cohérente. On sépare parfaitement des vues distantes de 450 A

L'holographie peut de même être très utile pour la correction d'aberrations géométriques (79). Il suffit de prendre l'hologramme de l'optique aberrante que l'on désire corriger, puis, lors de l'utilisation normale de faire coïncider l'image réelle de l'optique avec celle-ci. (Voir pour une justification sommaire le paragraphe IV. 4 relatif aux milieux aléatoires).

Par ailleurs il est possible, à l'aide d'hologrammes, de connaître la fonction de transfert d'un objectif aberrant (80) en prenant des hologrammes identiques que l'on superpose et éclaire en lumière parallèle. Le simple déplacement d'une plaque par rapport à l'autre permet d'obtenir toute la gamme des fréquences spatiales de l'objectif.

On peut également constituer de véritables "lentilles holographiques" permettant par exemple l'achromatisation d'un hologramme conçu pour être vu en lumière monochromatique mais que l'on désire éclairer en lumière blanche (81).

On peut, bien entendu, faire des réseaux diffractants à l'aide d'hologrammes (82) ou encore reprendre l'image réelle donnée par un hologramme comme objet pour un second hologramme (83) cette technique permet d'obtenir des images aériennes réelles dont l'inversion habituelle de relief a été corrigée.

V. 4 - Interférométrie

C'est là l'une des applications les plus fructueuses de l'holographie et qui complète les divers traitements "à postériori" tel que contraste de phase, strioscopie.

Il faut distinguer entre deux types d'interférométrie :

a) Interférométrie "en temps réel". En ce cas on prend l'hologramme de l'objet que l'on désire étudier et, sans changer la position de l'objet on replace, après développement, l'hologramme dans la position exacte qu'il occupait lors de la prise de vue. On peut alors faire subir à l'objet les déformations ou mouvements qui constituent le but de l'étude et dont l'effet se traduit par l'apparition de franges d'interférence sur l'image virtuelle.

Cette technique a été utilisée en holographie par réflexion par POWELL et STETSON (84) pour le cas d'une variation sinusoïdale d'un objet à différentes amplitudes et fréquences. Une étude théorique sous tendant l'expérience est due également à ces auteurs (31).

b) Interférométrie par double (ou multiple) exposition .
Elle consiste à prendre un premier hologramme de l'objet non perturbé puis une seconde ou plusieurs vues de l'objet dans divers états de perturbation (85) (86). On peut opérer aussi bien par réflexion (comme l'ont fait les auteurs cités) que par transmission (87).

Cette méthode, bien que fondamentalement identique à la précédente, s'avère d'une très grande utilité pour l'holographie d'objets en mouvement rapide (32) et permet la visualisation d'ondes de choc. On a pu à l'aide d'un laser à rubis observer une balle de carabine (V = 550 m/s) et l'onde de choc correspondante. Le dispositif expérimental est représenté sur la figure 31.

Il est nécessaire, pour générer des hologrammes de bonne qualité, de veiller à une excellente compensation des chemins optiques de chaque voie ainsi qu'à faire subir à chaque faisceau le même nombre de réflexions. C'est seulement en satisfaisant à ces deux conditions qu'il est possible d'utiliser un laser à rubis de performances moyennes c'est-à-dire essentiellement, dont la longueur de cohérence est de l'ordre du centimètre.

Un très grand domaine d'application de la méthode est donc constitué par les problèmes d'aérodynamique, mécanique des fluides, et plus généralement l'étude de tous objets de phase.

c) Signalons enfin une forme particulière d'interférométrie qui permet la formation de lignes de niveau d'un objet par rapport au point d'observation (88) on effectue deux hologrammes à des longueurs d'onde très voisines ($\Delta\lambda$ = 4 A° pour des lignes de niveau séparées de 1 mm dans le cas où λ = 6328 A°).

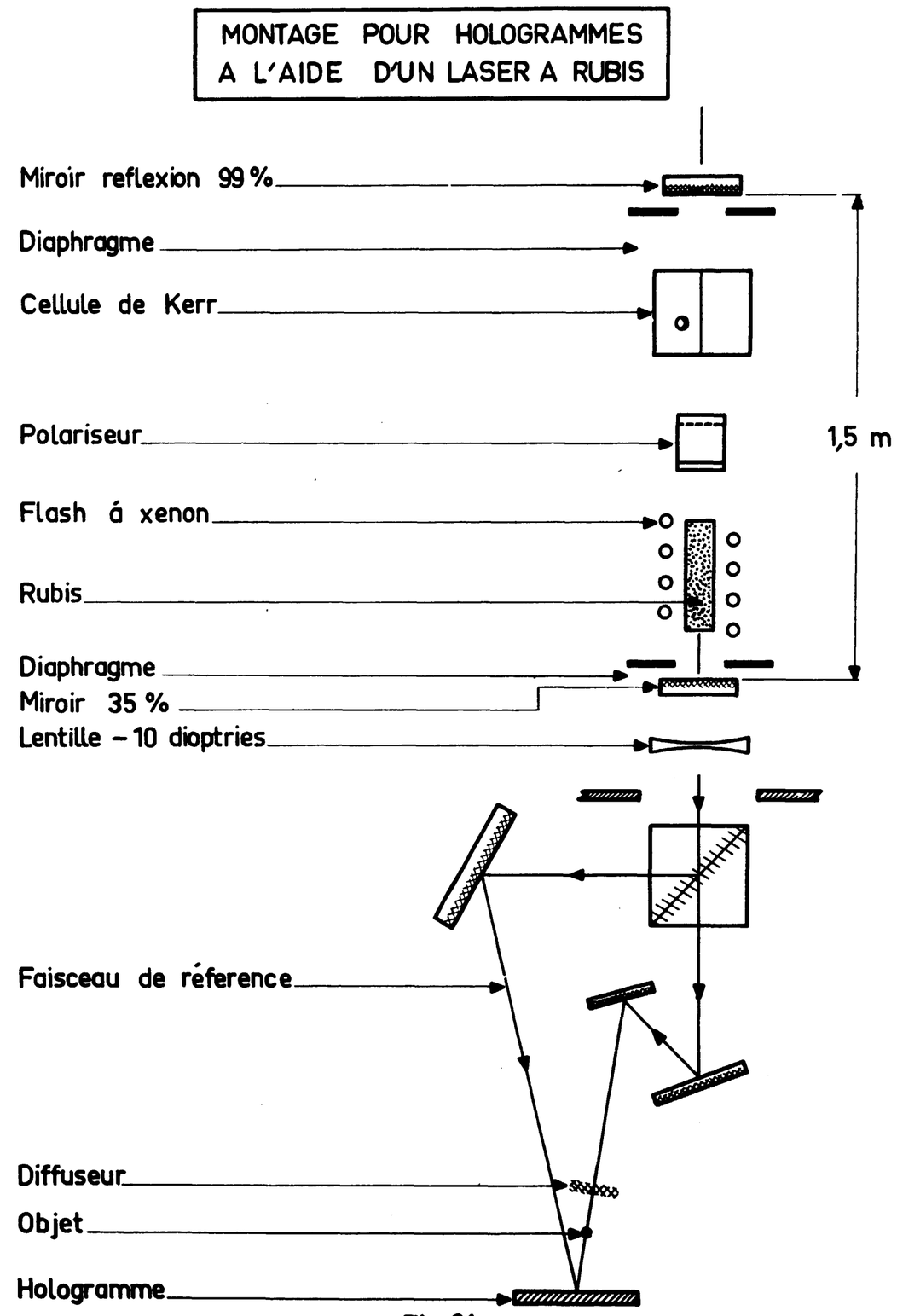


Fig: 31

A la reconstitution , avec une seule longueur d'onde les deux hologrammes interfèrent en raison de la variation de grandissement provoqué par l'enregistrement à une longueur d'onde différente.

Ce procédé peut être utilisé pour produire des marques fiduciaires dans l'espace à l'intérieur d'une chambre à bulles.

V. 5 - Microscopie

Il en a été déjà fait mention à propos des hologrammes de FOURIER page 50 ou des possibilités de microscopie polarisante page 79.

Bien entendu le procédé pourrait être étendu à la microscopie dans l'ultra violet lointain et aux rayons X.

Bien qu'il ne s'agisse pas de microscopie à proprement parler, notons la possibilité d'enregistrer, par hologramme de FRAUNHOFER des particules de très faibles dimensions contenues dans un volume étendu (89). Cette technique est donc particulièrement adaptée à l'enregistrement de traces de chambres à bulles ou de chambres à étincelles fonctionnant en " Streamer mode".

La figure 32 indique le montage utilisé pour l'étude de particules contenues dans un aérosol. Le film utilisé était du type Kodak SO 243 de résolution p $\sim$ 500 lignes/mm. A la reconstitution l'image réelle est reprise dans un tube orthicon après agrandissement et projetée sur un écran de télévision.

Notons que l'on peut parfaitement effectuer la prise de vue avec un laser pulsé à rubis et la reconstitution en régime continu.

Signalons enfin que des applications de l'holographie de FRAUNHOFER ne sont pas impossibles (90).

HOLOGRAMME DE FRAUNHOFER

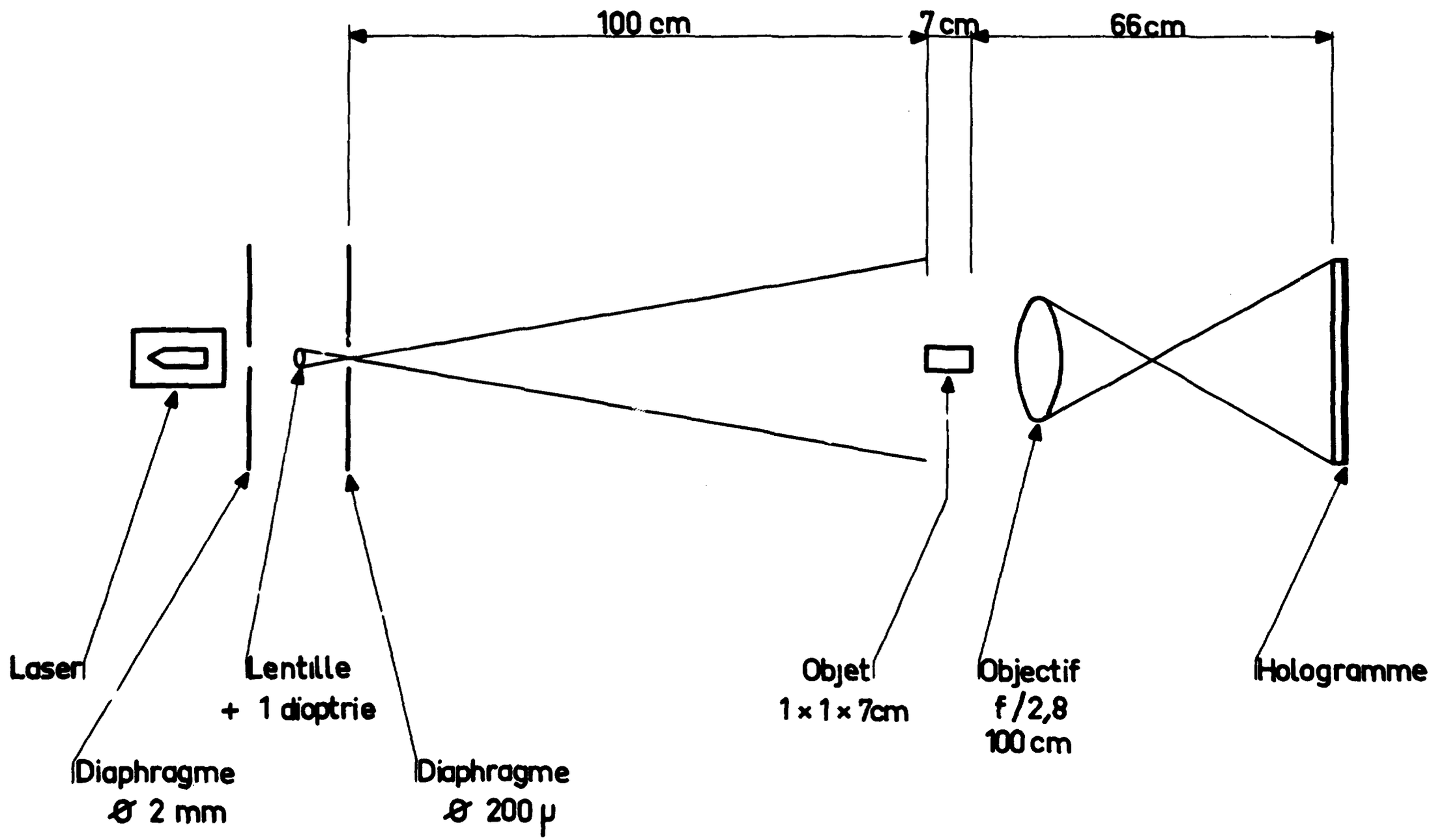


Fig: 32

V. 6 - Autres applications

Les progrès techniques tant dans la disponibilité de sources de très haute cohérence (sources Mössbauer) que de supports nouveaux pour l'enregistrement des hologrammes élargissent constamment le domaine d'application des méthodes holographiques. Divers auteurs s'efforcent de transmettre, par télévision, des hologrammes (91). D'autres travaux tendent à utiliser la fabuleuse quantité d'information contenue dans un hologramme pour les utiliser comme mémoires dans les ordinateurs futurs (92).

Nous signalons pour mémoire l'emploi possible des méthodes holographiques pour mesurer la densité électronique d'un plasma et ces variations.

Le travail est actuellement en cours. Il fera l'objet prochainement d'une publication séparée.

ANNEXE I

-:-:-:-:-:-:-:-

Rappel Soit un espace euclidien R de dimension n, x la variable généralisée à n dimensions x $(x_1, x_2 \ldots x_n)$ et soient f (x) et g (x) deux fonctions localement sommables (c'est-à-dire sommables sur tout ensemble borné) et définies presque partout. On définit le produit de convolution h (x) = f (x) ⊛ g (x) par la fonctionnelle linéaire (localement sommable définie presque partout) ;

$$h(x) = \int_{R^n} f(x-t)\, g(t)\, dt = \int_{R^n} f(t)\, g(x-t)\, dt$$

Propriétés utiles 1) le produit est commutatif et associatif.

2) l'unité pour la convolution est δ (distribution de DIRAC) :

$$f \circledast \delta = \delta \circledast f = f.$$

3) la série $\sum_{-\infty}^{+\infty} \frac{1}{T} \exp(2j K\pi x/T)$ converge vers δ

Application au cas présent : n = 2 $R^n = R^2$ $x_1 = x$ $x_2 = y$

alors $$h(x,y) = \iint_{R^2} f(x-\alpha, y-\beta)\, g(\alpha,\beta)\, d\alpha\, d\beta$$

par ailleurs vu la forme particulière de la fonction f

$$f(x,y) = \frac{kj}{\lambda Z} \exp\left[-\frac{j\pi}{\lambda Z}(x^2+y^2)\right]$$

On montre aisément, par application de la propriété 3, que

$$f \circledast f^* = \delta$$ où f^* est complexe conjuguée de f.

BIBLIOGRAPHIE

Chapitre 1

1) - H. PAQUES & O. SMIGIELSKI : Optica Acta 12, 319, 1965.

2) - M. MARQUET, M. ROYER : Les Hologrammes, Institut d'Optique, Paris.

3) - R. W. MEIER : JOSA 56, 219, (1966).

4) - E. N. LEITH & J. UPATNIEKS : JOSA, 54, 1295, (1964).

Chapitre 2

5) - D. GABOR : Nature, n° 4098, (1948).

6) - D. GABOR : Proc. Roy. Soc. (London), A 197, 454, (1949).

7) - D. GABOR : Proc. Phys. Soc. (London) B 64, 449, (1951).

8) - G. B. PARRENT & B. J. THOMPSON : Optica Acta, 11, 183, (1964).

9) - J. B. DE VELIS et al : JOSA, 56, 423, (1966).

10) - E. N. LEITH & J. UPATNIEKS : JOSA, 53, 1377, (1963).

11) - M. H. HORMAN : Appl. Opt. 4, 333, (1965).

12) - L. H. TANNER : J. Sci. Instr., 42, 834, (1965). 43, 81, (1966).

13) - H. WOLTER : Ann. Phys. Lpz, 7, 33, 147, 182, 341, (1950).

14) - J. C. VIENOT : C. R. Acad. Sc., Paris 262, 671, (1966).

15) - G. L. ROGERS : JOSA, 56, 831, (1966).

16) - W. H. CARTER et al : IEEE J. of Quantum Electronics QE 2, n° 2, 44, (1965).

17) - K. A. HAINES, B. P. HILDEBRAND : Appl. Optics, 5, 595, (1966).

18) - R. L. POWELL, K. A. STETSON : JOSA, 55, 1593, (1965).

19) - G. W. STROKE, D. G. FALCONER : Phys. Letters, 13, 306, (1964).

20) - G. W. STROKE : Appl. Phys. Letters, 6, 201, (1965).

21) - G. W. STROKE et al : Phys. Letters, 18, 274, (1965).

22) - J. T. WINTHROP, C.R. WORTHINGTON : JOSA, 56, 1362, (1966).

23) - " " : JOSA, 56, 589, (1966).

24) - G. W. STROKE : Phys. Letters, 23, 325, (1966).

Chapitre 3

25) - F. H. SLAYMAKER : Appl. Optics, 5, 1766, (1966).

26) - J. T. CARCEL et al : Appl. Optics, 5, 1199, (1966).

27) - G. L. ROGERS : J. Sci. Instr., 43, 677, (1966).

28) - G. W. STROKE : An introduction to coherent optics and holography. Academic Press, N. Y., 1966.

29) - R. F. VANLIGTEN : JOSA, 56, 1, (1966).

R. F. VANLIGTEN : JOSA, 56, 1009, (1966).

30) - M. MARQUET : Onde Electrique, 46, 1297, (1966).

31) - K. A. STETSON & R. L. POWELL : JOSA, 56, 1161, (1966).

32) - L. O. HEFLINGER et al : Journal of Appl. Phys., 37, 642, (1966).

33) - R. E. BROOKS et al : IEEE J. of Quantum Electronics, QE 2, n° 8, 275, (1966).

34) - J. F. Mc CLUNG & D. WEINER : J. of Quantum Electronics QE 1, 94, (1965).

35) - " " : Appl. Optics, 4, 1510, (1965).

36) - V. ASCOLI-BARTOLI : Appl. Phys. Letters, 8, 332, (1966).

37) - M. HERCHER : Appl. Phys. Letters, 7, 39, (1965).

38) - S. LOWENTHAL : communication privée.

39) - N. K. SHERIDON et al : Appl. Optics, 5, 869, (1966).

40) - G. L. ROGERS : J. Sci. Instr., 43, 763, (1966).

41) - C. W. HELSTROM : JOSA, 56, 433, (1966).

42) - B. R. FRIEDEN : Appl. Optics, 4, 1400, (1965).

43) - D. ROESS : J. of Quantum Electronics, QE 2, 181, (1966).

44) - G. W. STROKE & A. E. LABEYRIE : Phys. Letters, 20, 368, (1966).

Chapitre 4

45) - Y. N. DENISYUK : Optics & Spectroscopy, 15, 279, (1963).
46) - P. J. VAN HEERDEN: Appl. Optics, 2, 393, (1963).
47) - E. N. LEITH et al : Appl. Optics, 5, 1303, (1966).
48) - G. W. STROKE & R. G. ZECH : Appl. Phys. Letters, 9, 216, (1966).
49) - K. S. PENNINGTON & L.H. LIN : Appl. Phys. Letters, 7, 56, (1965).
50) - J. UPATNIEKS et al : Appl. Phys. Letters, 8, 286, (1966).
51) - L. MANDEL : JOSA 55, 1697, (1965).
52) - G. W. STROKE : Phys. Letters, 23, 325, (1966).
53) - G. D. COCHRAN : JOSA, 55, 615, (1965).
54) - P. J. PETERS: Appl. Phys. Letters, 8, 209, (1966).
55) - G. W. STROKE & R. C. RESTRICK : Appl. Phys. Letters, 7, 229, (1965)
56) - A. W. LOHMANN : JOSA, 55, 1555, (1965).
57) - W. T. CATHEY Jr. : JOSA 55, 457, (1965).
58) - H. ALTMANN : Appl. Optics, 5, 1689, (1966).
59) - A. K. RIGLER : JOSA, 55, 1963, (1965).
60) - W. T. CATHEY Jr. : JOSA 56, 1167, (1966).
61) - E. N. LEITH & J. UPATNIEKS : JOSA 56, 523, (1966).
62) - H. KOGELNICK : BSTJ, 2451, (dec. 1965).
63) - J. W. COODMAN et al : Appl. Phys. Letters, 8, 311, (1966).
64) - W.H. CARTER : IEEE Journal of Quantum Electronics QE 2, n° 2,44, 1966
65) - A. W. LOHMANN : Appl. Optics, 4, 1667, (1965).
66) - T. M. HOLLADAY & J. D. GALLATIN : JOSA 56, 869, (1966).
67) - E. P. SUPERTZKI & A. K. RIGLER : JOSA 56, 524, (1966).
68) - T. H. JEONG et al : JOSA 56, 1263, (1966).
69) - J. C. URBACH & R. W. MEIER : Appl. Optics, 5, 666, (1966).
70) - H. WIELE : Appl. Optics, 5, 1247, (1966).
71) - J. P. KIRK : Appl. Optics, 5, 1685, (1966).

72) - F. S. HARRIS et al : Appl. Optics, 5, 666, (1966).
73) - M. J. LANDRY : Appl. Phys. Letters, 9, 303, (1966).
74) - D. GABOR, G. W. STROKE et al : Phys. Letters, 18, 116, (1965).
75) - VIENOT, BULABOIS : Revue d'Optique, 44, 621, (1965).
76) - J. Ch. VIENOT & J. MONNERET : C. R. Acad. Sc. Paris, 262 B, 666, (1966).
77) - N. M. CHAU & M. H. HORMAN : Appl. Optics, 5, 1237, (1966).
78) - G. W. STROKE, A. T. FUNKHOUSER : Phys. Letters, 16, 272, (1965).
79) - E. N. LEITH et al : SPIE Jnal 4, 3, (1965).
80) - M. FRANCON, V. LOWENTHAL et al : C. R. Acad. Sc., Paris, 263B 237, (1966).
81) - M. PAQUES : Proc. IEEE, 53, 1195, (1966).
82) - N. GEORGE & J. W. MATTHEWS : Appl. Phys. Letters, 9, 212, (1966).
83) - F. B. ROTZ, & A. A. FRIESEM : Appl. Phys. Letters, 8, 146, (1966).
84) - K. A. STETSON & R. L. POWELL : JOSA, 55, 1694, (1965).
55, 1593, (1965).
85) - K. A. HAINES & B. P. HILDEBRAND : Appl. Optics, 5, 595, (1966).
86) - J. M. BURCH : Nature, 209, 1015, (1966).
87) - G. W. STROKE, A. E. LABEYRIE : Appl. Phys. Letters, 8, 42, (1966).
88) - K. A. HAINES & B. P. HILDEBRAND : Phys. Letters, 19, 10, (1966).
89) - B. J. PARRENT & J. H. WARD : Scientific Research 1, n° 10, (1966).
90) - A. W. LOHMANN : JOSA 55, 1555, (1965).
91) - L. M. ENLOE et al : BSTJ, 335, (Feb. 1966).
92) - M. V. SMITH : Appl. Optics, 5, 1535, (1966).

Manuscrit reçu le 15 juin 1967

FIN