

Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche Scientifique
Université Mouloud Mammeri, Tizi-Ouzou
Faculté des Sciences
Département de Physique



MEMOIRE DE MAGISTER

Spécialité : Physique
Option : Science de la matière

Présenté par

Karima BOUMRAR

Thème

Localisation à haute résolution des défauts mécaniques par interférométrie holographique

Devant la commission d'examen composée de :

Mr TIGRINE Rachid	Professeur	UMMTO	Président
Mr MOKDAD Rabah	Maitre de conférences A	UMMTO	Rapporteur
Mr LOUNIS Mourad	Professeur	USTO	Examineur
Mr BENFDILA Arezki	Professeur	UMMTO	Examineur
Mr BOUKELLAL Ali	Maitre assistant A	UMMTO	Invité

Année : 10/11/2011

Remerciements

Ce travail a été effectué au laboratoire de Physique et Chimie Quantique de l'Université de Mouloud Mammeri de Tizi-Ouzou.

*J'exprime une grande gratitude à mes promoteurs **Mr MOKDAD R. et Mr BOUKELCAL A.**, qui m'ont suivie, dirigée, de m'avoir transmis une partie de leur savoir et de leur expérience sur le sujet de mon mémoire et les problématiques associées. Merci aussi pour leurs disponibilités, l'aide précieuse qu'ils m'ont apportée chaque fois que j'en ai eu besoin, et leurs nombreux conseils pour l'élaboration de ce présent manuscrit.*

*Je remercie **Mr TIGRINE R.** de la faculté des sciences de l'UMMTO qui m'a fait l'honneur de présider le jury.*

*J'aimerais également remercier **Mr LOUNIS M.** de l'USTO et **Mr BENFDILA A.** de département de génie électrique de l'UMMTO qui ont accepté d'examiner ce travail.*

*Je remercie sincèrement **Mr Dahmani M.** du département de génie mécanique de l'UMMTO pour ses précieux conseils, son soutien inépuisable, sa disponibilité et pour son aide dans la partie simulation.*

*Je souhaite remercier Melle **HARCHAOUI N.** d'être présente toujours à mes côtés avec ses encouragements et son soutien.*

Beaucoup de personnes ont contribué à rendre chaleureuse et agréable l'ambiance du laboratoire pendant les pauses et les heures de travail. Merci à tous pour leur sympathie et leur amitié.

Je termine par l'expression de mes remerciements à mes proches : mes ami(e)s, ma famille et en particulier ma mère et mon frère pour leur patience et leur soutien. , comme je tiens à remercier à titre particulier mon père qui, jusqu'au bout, aura été mon meilleur soutien et qui à ce titre, est pour beaucoup dans l'accomplissement de ce travail. Ce document et ce travail de thèse lui sont dédiés en témoignage de l'immense gratitude que je lui porte.

Liste des figures

<i>Nom et numéro des figures</i>	<i>Page</i>
Figure I-1 : Ellipse de polarisation représentée dans le plan $\{h, v\}$. a et b sont les grand et petit axes de l'ellipse, Ψ et χ sont les angles d'orientation et d'ellipticité	8
Figure I-2 : Schéma de principe d'Huygens-Fresnel	9
Figure I-3 : Interférence d'une onde plane et d'une onde sphérique	10
Figure I-4 : Interférences constructives (a) et destructives (b)	10
Figure I-5 : Exemple de franges d'interférence	11
Figure I-6 : Réalisation d'interférences par division du faisceau (Trous d'Young)	12
Figure I-7 : Diagramme de la MBP illustré sur une image de sphère réelle	17
Figure II-1 : Principe d'enregistrement d'un hologramme	22
Figure II-2 : Restitution d'un Hologramme	23
Figure II-3 : Figure d'interférence produite par l'enregistrement de deux ondes planes	23
Figure II-4 : Principe-parallaxe	27
Figure II-5 : Profondeur de champ p	28
Figure II-6 : Restitution d'une image virtuelle	29
Figure II-7 : Restitution d'une image réelle	29
Figure II-8 : Image mi-réelle, mi-virtuelle	30
Figure II-9 : Hologramme de Gabor - Hologramme in-line	31
Figure II-10 : Hologramme par transmission Hologramme off-axis	32
Figure II-11 : Hologramme par réflexion ou hologramme de Denisyuk	32
Figure II-12 : Enregistrement d'hologrammes en double exposition	36
Figure II-13 : Visualisation d'hologrammes en double exposition	36
Figure II-14 : Exemple d'hologramme en double exposition	37
Figure II-15 : Enregistrement d'un hologramme en temps réel	39
Figure II-16 : Visualisation en temps réel	40
Figure II-17 : Exemple d'hologrammes en temps réel	40
Figure II-18 : Hologramme temps moyenné à : (a) 980Hz, (b) 1180Hz, (c)1300Hz, (d) 2110Hz et (e) 2200Hz	42
Figure II-19 : Signatures modales sans et avec défaut (a) et (b) à 1180Hz, (c) et (d) à 1820Hz	43

Liste des figures

Figure II-20 : Interférométrie holographique à double faisceaux de référence	43
Figure II-21 : Reconstruction avec double faisceaux de référence	45
Figure II-22 : Interférogrammes déphasés	46
Figure II-23 : Interféromètre holographique numérique	47
Figure II-24 : Comparaison entre temps moyenné analogique et temps moyenné numérique pour différentes amplitudes de vibration d'un haut parleur excité à 3700Hz	48
Figure III-1 : Schéma illustratif	49
Figure III-2 : Processus ARMA (p, q), vu comme la sortie d'un filtre linéaire	51
Figure III-3 : Différences entre spectres ARMA, AR et MA	55
Figure IV-1 : interférogramme simulé dans le cas de 6 franges	67
Figure IV-2 : Fréquences reconstruites par AR2 pour les différentes positions de la fenêtre pour une direction (r, θ) donnée	69
Figure IV-3 : Fréquences f calculées par AR2 en fonction de la position r	70
Figure IV-4 : Fréquences modulées f_{mod} par rapport aux fréquences finit	71
Figure IV-5 : Fréquences restituées après levée des ambiguïtés de phases et linéarisation à l'origine.	72
Figure IV-6 : fréquences fîtées après levée des ambiguïtés de phase	72
Figure IV-7 : Profil de phase restitué $\delta(r)$ en fonction de la position r	73
Figure IV-8 : Comparaison entre le profil initial et le profil restitué suivant une direction(r, θ)	74
Figure IV-9 : Erreur de reconstruction en fonction de la position r	74
Figure IV-10 : Profil initial en 3D	75
Figure IV-11 : Profil restitué en 3D	75
Figure IV-12 : Erreur de restitution pour un nombre de franges déterminé ; (a) 3 franges, (b) 4 franges ; (c) 5 franges ; (d) 6 franges.	78
Gauche : Comparaison de profil initial $G(r)$ et le profil restitué $G_{res}(r)$ suivant une direction (r, θ) donnée. Droite : Erreur de restitution en fonction de la position r.	

Liste des symboles

ω	Pulsation
n	L'indice de réfraction du milieu
λ	Longueur d'onde dans le vide
A_i	Amplitude de l'onde
i	Un d'élément du couple {1,2}
\vec{e}_i	Vecteur unitaire définissant la direction de propagation de l'onde i
\vec{k}_i	Vecteur d'onde relatif à l'onde i
\vec{E}	Champ électrique
t	Temps
I	Intensité de l'onde
φ	Phase
θ	Différence de phase
δ	Différence des chemins optiques
γ	Visibilité des franges
ΔS	Largeur de la distribution spatiale d'intensité
D	Distances géométriques
f	Fréquence du signal
p	Pas de la grille
u_x et u_y	Composantes planes du déplacement Lagrangien
N	Nombre de pixels échantillonnant le signal
$a(x, y)$	Intensité de fond
$b(x, y)$	Visibilité de franges
g	Agrandissement
Ψ	Angle d'orientation de polarisation
χ	Angle d'ellipticité

Liste des termes abrégés

AR : Auto **R**egressive (Auto-**R**égressifs).

ARMA : Auto **R**egressive **M**oving **A**verage (Auto-**R**égressifs à **M**oyennes **A**justées).

AIC: Akaike **I**nformation **C**riterion.

BCR : Bornes de **C**ramer-**R**ao.

CCD : Camera **C**harge **D**evice.

DSP : **D**ensité **S**pectrale de **P**uissance.

ddm: différence de **m**arche.

ESPI : **E**lectronic **S**peckle **P**attern **I**nterferometry.

FWHM: **F**ull **W**idth at **H**alf **M**aximum.

frgn: fonction périodique de période $1/f$.

FPE: **F**inal **P**rediction **E**rror.

FWHM : **F**ull **W**idth at **H**alf **M**aximum (largeur à mi-hauteur).

FFT : **F**ast **F**ourier **T**ransform (**T**ransformée de **F**ourier **R**apide).

FPE : **F**inal **P**rediction **E**rror.

MA : **M**oving **A**verage (**M**oyennes **A**justées).

MBP : **M**éthode de **B**alayage de **P**hase.

MC : **M**oindres **C**arrés (**LS** : **l**east **S**quares).

MCF : **M**odulation **C**ontinue de **F**réquence.

RSB (SNR) : **R**apports **S**ignal-à-**B**ruit (**S**ignal-to-**N**oise **R**atio).

TFD : **T**ransformée de **F**ourier **D**irecte.

TTF : **T**echnique de **T**ransformée de **F**ourier.

YW : **Y**ule **W**alker.

Sommaire

Liste des symboles

Liste des termes abrégés

Liste des figures

Sommaire

Introduction générale 1

Chapitre I : Caractéristiques et propriétés de signaux interférométriques

I-1. Onde lumineuse	4
I-2. Polarisation	7
I-3. Diffraction	8
I-4. Interférences lumineuses	9
I-5. Cohérence	11
I-6. Analyse de la phase du signal	12
I-6.1. Démodulation de phase par transformée de Fourier	13
I-6.2. Démodulation de phase par décalage de phase	14
I-6.3. Décalage de phase spatial : méthode de la grille	14
I-7. Dépliement de phase	16

Chapitre II : Holographie Interférométrique

II-1. Historique	19
II-2. Définition	20
II-3. Principe d'enregistrement et restitution d'un hologramme	20
II-4. Milieu d'enregistrement	23
II-4.1. Holographie classique	23

II-4.2. Holographie numérique	24
II-5. Propriétés des hologrammes	25
II-5.1. Parallaxe	25
II-5. 2. Profondeur de champ	26
II-5. 3. Résolution	27
II-5. 4. Efficacité de diffraction	27
II-5. 5. Image virtuelle et/ou image réelle	27
II-6. Classification des hologrammes	29
II-6.1. Les hologrammes optiques	29
II-6.1.1. Hologramme par transmission	29
II-6.1.2. Hologrammes par réflexion	31
II-6.2. Hologrammes d'amplitude et hologrammes de phase	31
II-6.3. Hologrammes en surface et hologrammes en volume	32
II-6.4. Les hologrammes numériques	33
II-7. Différentes méthodes d'interférométrie holographique	33
II-7.1. Interférométrie holographique par double exposition	33
II-7.2. Interférométrie holographique en temps réel	36
II-7.3. Interférométrie holographique en temps moyenné	39
II-7.4. Interférométrie holographique double faisceau de référence	41
II-7.5. Interférométrie holographique numérique en temps moyenné	44
II-8. Comparaison numérique/analogique	45

Chapitre III : méthodes paramétriques

III-1. Généralité sur les modèles paramétriques	48
III-2. Cas particuliers	49
III-2.1. Autorégression AR(p)	49
III-2.2. Moyenne ajusté MA(q)	49
III-3. Modèle autorégressif (AR)	49
III-3.1. Principe	50
III-4. Densité spectrale de puissance (DSP)	51
III-5. Relations entre les modèles	52
III-6. Paramètres du modèle Autoregressif	53

III-6.1. Equation de Yule-Walker	53
III-6.2. Algorithme de Levinson Durbin	53
III-6.3. Méthodes basées sur la minimisation de l'erreur de prédiction	54
III-7. Méthode de Burg	57
III-8. Sélection de l'ordre du modèle	58
III-9. Extraction des fréquences	59
III-10. Bruit parasite d'un signal	59
III-10.1. Bruit blanc	60
III-10.2. Bruit gaussien	60
III-10.3. Rapport signal/bruit	60
 Chapitre IV : <i>Résultats et discussions</i>	
IV-1. Type de défaut utilisé	62
IV-2. Programme de simulation	63
IV-3. Description de la méthode utilisée	63
IV-4. Définition de la méthode fenêtrage glissant	65
IV-4.1. Fréquences de restitution	65
IV-4.2. Problème des bords	66
IV-4.3. Restitution de profil suivant une direction (r,θ) et en 3D	69
IV-4.4. Evolution de l'erreur en fonction du nombre de franges	73
IV-4.5. Evolution de l'erreur en fonction du pas de glissement de la fenêtre	75
 <i>Conclusion générale</i>	 77
 <i>Références bibliographiques</i>	 79
 <i>Annexes</i>	 85

Introduction générale

Les techniques optiques présentent un vaste domaine d'application, quant à la production de systèmes automatisés permettant la mesure des déplacements et l'exploration des surfaces avec une précision pouvant atteindre le nanomètre. Grâce à leur fiabilité [1, 2], ces approches offrent des possibilités de control non destructif dont l'efficacité a été vérifiée non seulement dans la recherche en laboratoire mais aussi dans des applications industrielles [3].

L'information relative à l'intérêt physique recherché (déformation, distance, état de surface, etc...) est contenu dans la phase d'un signal interférométrique [4, 5]. Ce signal est acquis en usant de différentes techniques parmi lesquelles on peut citer l'holographie, la métrologie, les techniques de projection des franges [6, 7, 8]. Ces méthodes peuvent être exploitées dans l'industrie pour le contrôle et l'optimisation de composants optiques (lentilles, miroirs, etc.) [9], ou pour l'inspection in-situ en vue de détecter des défauts de production ou de fonctionnement d'équipements industriels [3]. D'autre part, elles sont largement utilisées comme une discipline de développement des solutions optiques dans divers problèmes d'ingénierie [2] (mécanique, biologie, médecine, etc...) et surtout, elles constituent une discipline majeure de la recherche fondamentale.

L'holographie est une technique optique permettant d'enregistrer et de restituer l'image tridimensionnelle d'un objet [3, 9, 10]. Cette approche a été développée pour la première fois, par Gabor en 1948 [11,12]. Cependant son utilisation n'a fait l'objet d'applications fructueuses dans plusieurs domaines, qu'après la découverte des lasers vers les années 60. L'avantage primordial du laser est qu'il permette d'acquérir des sources cohérentes permettant la construction d'interférogrammes. Les premières mesures quantitatives ont été effectuées en granulométrie et pour la détermination des vitesses de microparticules. Ceci est référé aux travaux de Thompson (Thompson 1965) [9, 12] et de Royer (Royer 1977) [9,10].

Le principe de l'holographie consiste à faire interférer en éclairage cohérent, une onde de référence avec la lumière diffractée par l'objet, de manière à obtenir des franges d'interférences qui sont enregistrées sur un capteur sensible à l'intensité. Ces franges contiennent l'information sur la phase de l'onde issue de l'objet. L'ensemble de ces franges est ainsi enregistré sous forme d'un

hologramme [4,13]. Lorsque l'on éclaire l'hologramme en utilisant une onde identique à l'onde de référence, l'onde issue de l'objet se trouve reconstruite grâce au phénomène de diffraction.

Les méthodes interférométriques ne disposent pas d'une bonne résolution du fait du dépouillement qualitatif des données qu'elles fournissent [14]. Pour améliorer la résolution en déplacement et surtout la résolution spatiale, il faut avoir accès à un grand nombre d'échantillons définissant la phase du signal périodique qui contient l'information pertinente. Plusieurs algorithmes ont été développés. Parmi cet ensemble, trois grandes familles d'algorithmes sont plus couramment utilisées de nos jours à savoir: la transformée de Fourier [7, 8, 14] qui est une méthode semi-globale (détection de la phase moyenne sur une région d'intérêt), les algorithmes de décalage de phase basés sur une détection locale de la phase [14,15,16] (en chaque pixel ou presque), et l'analyse spectrale par les modèles AR, MA et ARMA qui est sans conteste la plus connue des techniques paramétriques à haute résolution en traitement de signal car elle permet de représenter toute l'information spectrale par un faible nombre de paramètres [17]. Un intérêt particulier a été accordé au modèle ARMA. L'avantage de ce type de modélisation AR est la simplicité de sa structure Yule Walker et la disponibilité d'algorithmes efficaces pour l'estimation des paramètres de ce modèle [8, 18], parmi lesquels on peut citer, l'algorithme de Levinson et la méthode de Burg.

Le travail présenté dans ce mémoire concerne le développement d'une méthode de simulation permettant la restitution d'un profil de phase en analysant un signal obtenu par holographie interférométrique. Cette approche pourrait faire l'objet d'applications industrielles et notamment la mesure des déplacements et des déformations statiques et dynamiques des objets à partir de leurs hologrammes ou images numériques (obtenues par des camera CCD).

Ce mémoire est organisée comme suit :

Dans le premier chapitre sont présentées les notions théoriques de base concernant l'holographie et l'interférométrie holographique. En première étape est développée une description de la théorie ondulatoire de la lumière permettant d'expliquer la reconstruction d'hologrammes et le principe de l'interférométrie holographique. Les différents paramètres à mesurer en holographie sont également pris en considération.

Le deuxième chapitre décrit l'enregistrement et la restitution de profils de phase du signal obtenu par interférométrie holographique. L'hologramme utilisé à cette fin concerne l'objet en question. Les méthodes digitales et numériques y sont développées. La fin du chapitre a été

consacrée à des exemples d'applications industrielles et notamment aux déformations ou détections des défauts mécaniques.

Le troisième chapitre est consacré à la description des méthodes paramétriques (AR, MA et ARMA) ayant permis dans notre simulation de restituer les fréquences de déformation par traitement des signaux interférométriques. Les équations de Yule Walker, les algorithmes de Levinson-Durbin et de Burg y sont explicités.

Le quatrième chapitre détaille la méthode utilisée pour restituer un profil de phase d'une forme simulée définie par son équation mathématique. Cette étude est accompagnée d'une étude comparative entre le profil initial et le profil final (restitué). Par ailleurs, les fréquences restituées ont été calculées faisant intervenir une technique de fenêtrage glissant. Pour étudier l'influence de la résolution sur le pas de glissement de la fenêtre et sur la hauteur maximale du profil initial (nombre de franges d'interférences), une étude complémentaire a été effectuée. Les résultats de ce travail sont présentés dans ce chapitre. Les calculs effectués ainsi que les algorithmes utilisés ont été implantés grâce aux codes MATLAB disponibles.

Le mémoire s'achève par une conclusion où sont rappelés les principaux résultats de cette méthode et les perspectives de recherche envisageables pour cette technique.

Chapitre I

Caractéristiques et propriétés de signaux interférométriques

L'holographie est une combinaison d'interférence et de diffraction, deux phénomènes basés sur la nature ondulatoire de la lumière.

La diffraction a été observée et décrite par Grimaldi (1618-1663) comme étant toute déviation des rayons lumineux de leur trajet rectiligne. I. Newton (1642-1727) a découvert la décomposition de la lumière blanche en couleurs indépendantes. La base mathématique de la théorie ondulatoire permettant d'expliquer ces effets a été fondée par Christian Huygens (1629-1695) [19,20], qui a en outre mis en évidence, le phénomène de polarisation de la lumière. Le principe d'interférence présenté par Th. Young (1773-1829) et la construction de l'enveloppe de Huygens ont été utilisés par A. Fresnel (1788- 1827) pour le calcul de la répartition de lumière dans les figures de diffraction de différents objets avec une excellente précision [20].

I-1. Onde lumineuse

Pour décrire analytiquement le champ électrique obtenu par la superposition de deux faisceaux, deux ondes planes et monochromatiques $E_1(\vec{r}, t)$ et $E_2(\vec{r}, t)$ associées sont considérées. Ces ondes présentent la propriété d'être cohérentes, polarisées dans un même plan et vibrant à des fréquences angulaires identiques. En notation complexe $E_1(\vec{r}, t)$ et $E_2(\vec{r}, t)$ sont définis par [9, 21, 22]:

$$\vec{E}_1 = A_1 \exp[-i(\omega t - \vec{k}_1 \vec{r} + \theta_1)] \vec{e}_1 \quad (1-1)$$

$$\vec{E}_2 = A_2 \exp[-i(\omega t - \vec{k}_2 \vec{r} + \theta_2)] \vec{e}_2 \quad (1-2)$$

Avec $k = \frac{2\pi n}{\lambda}$, $\omega = 2\pi f$.

Chapitre I : Caractéristiques et propriétés de signaux interférométriques

Où :

- n : désigne l'indice de réfraction du milieu,
- λ : la longueur d'onde dans le vide,
- A_i : l'amplitude de l'onde,
- i : un des éléments du couple $\{1,2\}$,
- \vec{e}_i : le vecteur unitaire définissant la direction de propagation de l'onde i ,
- \vec{k}_i : le vecteur d'onde relatif à l'onde i ,
- ω : la pulsation.

Si les deux ondes interfèrent en un point de l'espace, le champ électrique \vec{E} résultant de la superposition de ces deux ondes dans la zone d'observation est égal à la somme des deux champs \vec{E}_1 et \vec{E}_2 correspondants. A un instant t et au point de coordonnées \vec{r} , l'expression du champ électrique est alors définie par :

$$\vec{E} = \vec{E}_1 + \vec{E}_2 \quad (1-3)$$

Néanmoins les détecteurs utilisables pour accéder à l'information relative à une onde lumineuse sont des récepteurs fournissant des réponses quadratiques, i.e. ils détectent une grandeur proportionnelle à $\langle \vec{E}^2(\vec{r}, t) \rangle$ qui est la valeur moyenne du carré du champ électrique $\vec{E}(\vec{r}, t)$ [23, 24].

On définit l'intensité de l'onde totale (ou éclaircissement) par $I(\vec{r}, t) = \langle E^2(\vec{r}, t) \rangle$ qui peut s'exprimer sous la forme:

$$I(\vec{r}, t) = I_1(\vec{r}, t) + I_2(\vec{r}, t) + 2\text{Rel}\{\langle E_1(\vec{r}, t)E_2^*(\vec{r}, t) \rangle\} \quad (1-4)$$

Après développement on obtient :

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 \cdot I_2} \cos(\varphi) \quad (1-5)$$

Comme le montre l'équation (1-5), l'intensité totale I n'est pas la somme des intensités individuelles I_1 et I_2 à cause du phénomène d'interférence. L'origine des interférences est liée au second terme $2\sqrt{I_1 \cdot I_2} \cos(\varphi)$ [1, 6, 25].

Chapitre I : Caractéristiques et propriétés de signaux interférométriques

La différence de phase entre les deux ondes est donnée par:

$$\varphi = \varphi_1 - \varphi_2 = \vec{k} \cdot \vec{r} + \theta \quad (1-6)$$

Où : $\vec{k} = \vec{k}_1 - \vec{k}_2$ est le vecteur d'interférence et $\theta = \theta_1 - \theta_2$, la différence de phase à l'origine des coordonnées.

Pour observer un phénomène d'interférence effectivement, deux conditions nécessaires sont à respecter [26, 27, 28], à savoir :

1. Les directions de propagation des vibrations en interférence ne doivent pas être perpendiculaires auquel cas le terme d'interférence serait identiquement nul.
2. Les deux sources lumineuses doivent être cohérentes, ce qui se traduit par le fait que le déphasage φ entre les deux sources n'est pas aléatoire.

En introduisant le terme γ , appelé visibilité des franges, l'intensité s'écrit plus simplement :

$$I = I_s(1 + \gamma \cos \varphi) \quad (1-7)$$

Où : $I_s = I_1 + I_2$, définit la somme des intensités des deux ondes, et $\gamma = \frac{2\sqrt{I_1 \cdot I_2}}{I_1 + I_2}$, la visibilité des franges.

Expérimentalement, on caractérise le contraste des franges d'interférence par le facteur de visibilité γ , donné par :

$$\gamma = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}} \quad (1-8)$$

Avec :

$$\begin{cases} I_{\max} = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 \cdot I_2} \\ I_{\min} = I_1 + I_2 - 2\sqrt{I_1 \cdot I_2} \end{cases} \quad (1-9)$$

Le contraste est toujours inférieur ou égal à 1 ($0 \leq \gamma \leq 1$) [9]. La plus grande valeur du contraste est obtenue lorsque les intensités I_1 et I_2 des deux ondes qui se superposent sont égales. On retrouve donc l'une des qualités que doit posséder l'élément séparateur, à savoir une division de l'intensité du faisceau en deux parties identiques. Il est donc inutile de chercher à accroître le

Chapitre I : Caractéristiques et propriétés de signaux interférométriques

contraste des franges par une augmentation de l'intensité de la source si le séparateur utilisé est de mauvaise qualité (s'il divise le faisceau en proportions différentes de 50 %).

I-2. Polarisation

La polarisation joue un rôle très important dans l'interaction de la lumière avec la matière. La polarisation est une propriété fondamentale de la lumière telle que l'intensité, la phase, la cohérence ou la longueur d'onde. Elle est déterminée par la direction des vecteurs champs électrique et magnétique, caractéristiques de l'onde considérée.

D'une manière générale, la polarisation d'une onde électromagnétique décrit l'orientation du champ électrique en fonction du temps dans le plan perpendiculaire à sa direction de propagation, indépendamment du référentiel dans lequel elle est décrite. L'état de polarisation le plus général d'une onde plane est décrit par l'ellipse représentée sur la figure I-1 [29]. Il peut donc être complètement défini par deux angles : un angle d'orientation Ψ et un angle d'ellipticité χ . Quelle que soit la valeur de l'angle Ψ , le signe de χ indique le sens de rotation du vecteur \vec{E} : s'il est positif, la rotation s'effectue dans le sens senestre par définition, s'il est négatif, c'est dans le sens dextre. Lorsque χ est nul, la polarisation est dite linéaire, et lorsque celui-ci est égal à $\pm\pi/4$, il s'agit d'une polarisation circulaire et dans ce cas la valeur de l'angle Ψ n'a plus d'importance.

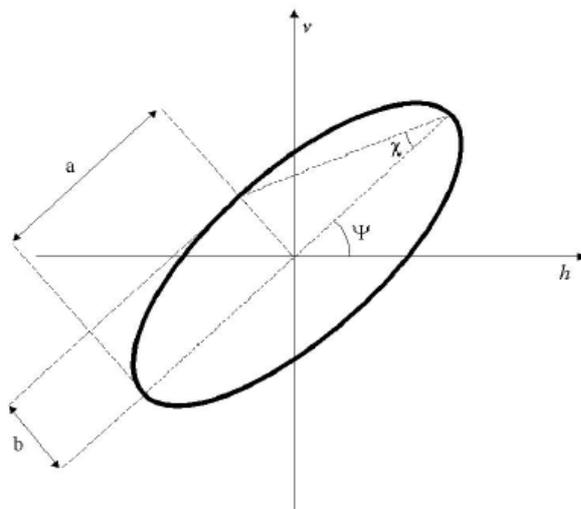


Figure I-1: Ellipse de polarisation représentée dans le plan $\{h, v\}$.

a et b sont les grand et petit axes de l'ellipse,
 Ψ et χ sont les angles d'orientation et d'ellipticité.

I-3. Diffraction

La diffraction est un comportement des ondes lorsqu'elles rencontrent un obstacle. Cet obstacle peut être des trous transparents sur un écran opaque ou des trous opaques sur une structure transparente.

La diffraction a été définie par Sommerfeld comme «toute déviation des rayons lumineux de leur trajet rectiligne qui ne peut s'expliquer ni par réflexion ni par réfraction». Christian Huygens expliqua sa vision par rapport au phénomène de propagation de la façon suivante : chaque point de l'espace atteint par un front d'onde d'une onde progressive agit comme une source d'ondelettes sphériques secondaires dont l'enveloppe forme le profil du front d'onde qui progresse. Fresnel ajouta à la construction de l'enveloppe de Huygens le principe d'interférences de Young. En considérant des hypothèses supplémentaires sur les amplitudes et les phases des sources secondaires, et en admettant que les différentes ondelettes pouvaient interférer entre elles, Fresnel fût en mesure de calculer la répartition de la lumière dans les figures de diffraction avec précision. Kirchhoff associa aux idées de Huygens et Fresnel des bases mathématiques plus solides [9, 19].

D'après le principe d'Huygens-Fresnel (figure I-2), un objet plan éclairé par une onde lumineuse cohérente se comporte comme une infinité de sources secondaires émettant des ondes sphériques dont les amplitudes et les phases sont données par la transmittance de cet objet.

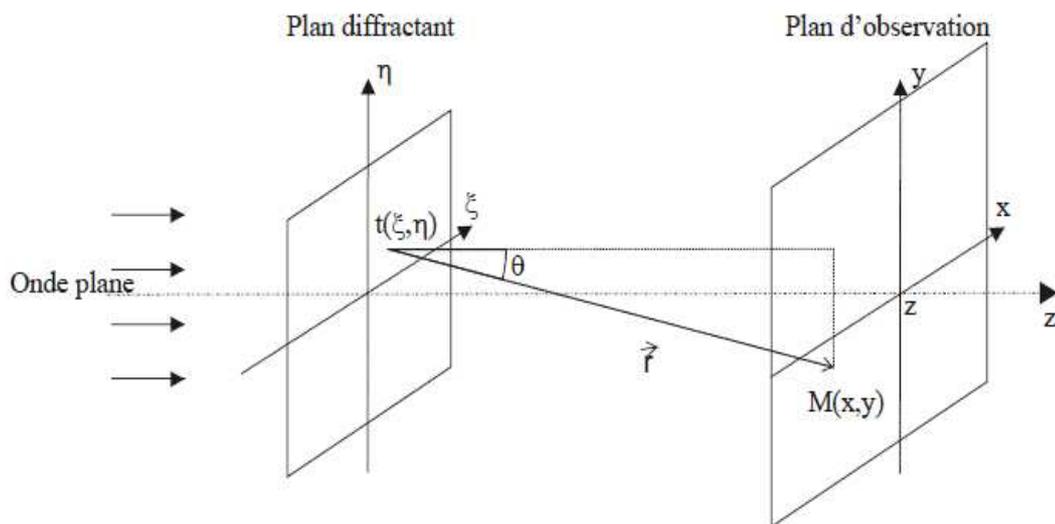


Figure I-2: Schéma de principe d'Huygens-Fresnel.

I-4. Interférences lumineuses

Les termes "interférométrie" et "interféromètre" dérivent du mot "interférence" qui traduit le mélange d'ondes cohérentes [21, 22], mais qui peuvent être de natures différentes (sonores, électromagnétiques, sismiques, etc.).

Les interférences de lumière ont été observées pour la première fois par Young. L'étude de ce phénomène, conduite par Young et Fresnel au début du XIX^e siècle, a permis d'établir définitivement la nature ondulatoire de la lumière [1]. La superposition d'ondes provenant de deux sources lumineuses de même fréquence se traduit par le phénomène d'interférence : en certains endroits, l'intensité lumineuse est maximale, alors qu'en d'autres endroits, elle est minimale ou même nulle (figure I-5).

La figure d'interférence obtenue dépend de la forme des fronts d'onde (plans, sphériques,...) qui interfèrent ainsi que de leurs directions de propagation relatives comme il est montré sur la figure I-3 illustrant un exemple d'un tel phénomène [1,22].

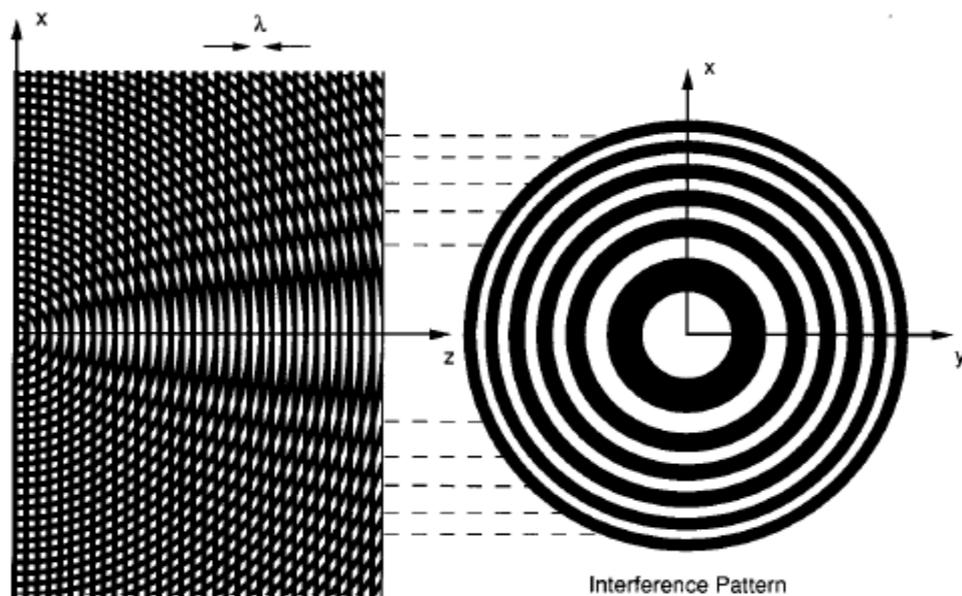


Figure I-3 : Interférence d'une onde plane et d'une onde sphérique.

L'interférométrie peut être considérée comme la superposition de deux ondes qui vont s'additionner ou se soustraire en fonction de leurs amplitudes et de leur différence de phase (figure I-4). Comme exemple, la figure I-5 reproduit la variation de l'intensité lumineuse sur un écran lorsqu'on fait interférer deux fronts d'ondes par division d'amplitude. Compte tenu de l'aspect de cette figure, on parle de franges d'interférence.

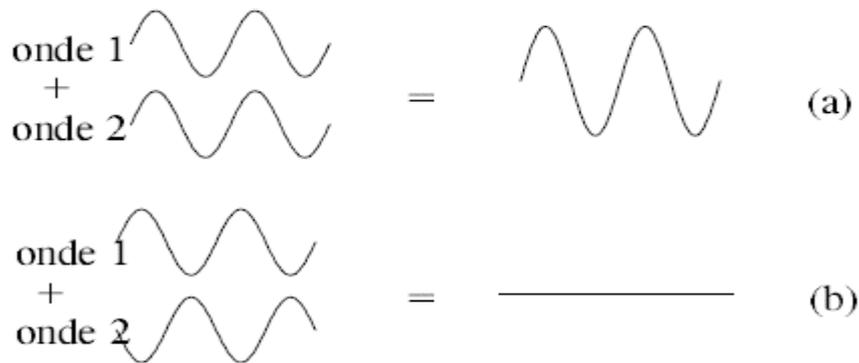


Figure I-4 : Interférences constructives (a) et destructives (b).

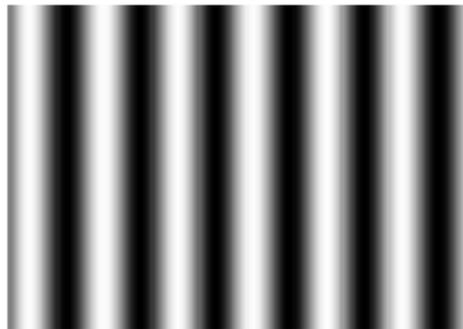


Figure I. 5 : Exemple de franges d'interférence.

Il convient de souligner dès à présent, que les méthodes métrologiques basées sur l'interférométrie peuvent mesurer des déplacements de l'ordre de la fraction de la longueur d'onde utilisée et sont donc très sensibles [1]. Ceci peut cependant, constituer un inconvénient puisque la mesure de grands déplacements n'est en général pas à leur portée.

I-5.Cohérence

Initialement, le sens du mot cohérence en optique, a été défini comme étant la capacité de l'onde lumineuse de produire le phénomène d'interférences. Aujourd'hui, la notion de cohérence est considérée comme l'ensemble des propriétés (champ optique) de corrélation d'un système ondulatoire. Le phénomène d'interférence est la corrélation la plus simple révélant la cohérence entre les ondes lumineuses. Il existe deux aspects généraux de cohérence : la cohérence temporelle et la cohérence spatiale [24, 30].

Chapitre I : Caractéristiques et propriétés de signaux interférométriques

La cohérence temporelle décrit la cohérence entre deux ondes qui proviennent d'une même source et à deux instants différents. Elle peut être mesurée à l'aide d'un interféromètre Michelson [7, 8]. La cohérence spatiale décrit la cohérence mutuelle à deux endroits différents d'un même front d'onde et elle est mesurée en utilisant l'interféromètre de Young [1, 7].

Si la source est étendue, il y aura addition d'ondes incohérentes émises par chaque point source, ce qui peut brouiller les interférences. L'expérience des fentes de Young repose sur la cohérence spatiale du faisceau illuminant les deux fentes : si le faisceau avait été incohérent spatialement, par exemple si la lumière solaire n'était pas passée à travers une première fente, alors aucune frange d'interférence ne serait apparue. La largeur de cohérence de la source donne la taille maximale permise pour qu'il y ait interférences. Dans le cas des fentes de Young (figure I-6), la largeur de cohérence est $l_s = \lambda \cdot D / \Delta S$ (λ est la longueur d'onde de la source, ΔS la largeur de la distribution spatiale d'intensité et D la distance où l'on se place) : la largeur de cohérence dépend donc à la fois des caractéristiques intrinsèques de la source (λ et ΔS) et de la distance à laquelle on se trouve : plus on s'éloigne, plus la source se rapproche d'une source ponctuelle.

En optique, la condition de cohérence pourrait être assurée en utilisant une source lumineuse primaire qui, par différents moyens (miroirs de Fresnel, fentes ou trous d'Young, lame séparatrice), donne naissance à deux sources secondaires en phase. Les ondes émises présentent, en tout point P de l'espace d'interférence, une différence de phase φ , indépendante du temps et variant proportionnellement à la différence des chemins optiques δ , parcourus. Cette différence de marche est donnée par :

$$\varphi = \frac{2\pi}{\lambda} \delta \quad (1-10)$$

Où λ est la longueur d'onde des deux vibrations lumineuses.

Dans le cas d'un système à fentes d'Young, et dans l'approximation où a et X sont petites devant D , la différence de marche en P prend la forme: $\delta = \delta_1 - \delta_2 = \frac{aX}{D}$ et la phase φ en ce point devient :

$$\varphi = \frac{2\pi}{\lambda} \frac{aX}{D} \quad (1-11)$$

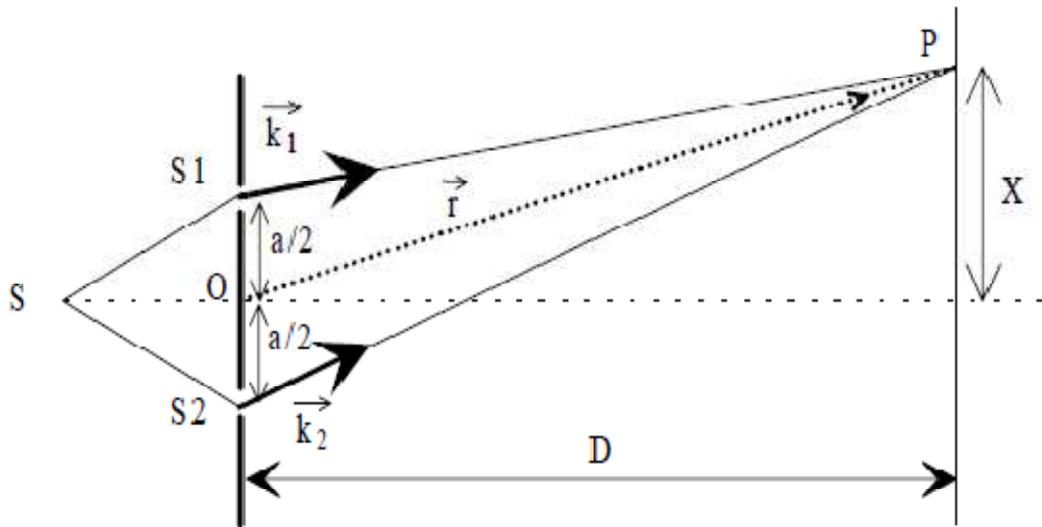


Figure I-6 : Réalisation d'interférences par division du faisceau (Trous d'Young).

I-6. Analyse de la phase du signal

Les méthodes interférométriques ne disposent pas d'une bonne résolution du fait du dépouillement qualitatif des données qu'elles fournissent. Pour améliorer la résolution en déplacement et surtout la résolution spatiale, il faut avoir accès à un grand nombre d'échantillons définissant la phase du signal périodique qui contient l'information pertinente (la valeur du déplacement de chaque point qu'on considère alors comme une modulation de la phase du signal périodique). Cela nécessite de mettre en œuvre un algorithme dit de démodulation de phase.

Plusieurs algorithmes sont disponibles. Ils peuvent être classés en plusieurs catégories parmi lesquelles on peut citer :

- Les algorithmes de modulation de sonde où l'on trouve les méthodes de décalage de phase [15,16].
- Les algorithmes basés sur des transformations en particulier la transformée de Fourier [31].
- Les algorithmes basés sur la morphologie [32].
- Les algorithmes d'interpolation [33,34].

Chapitre I : Caractéristiques et propriétés de signaux interférométriques

De nos jours, deux familles d'algorithmes sont plus fréquemment utilisées à savoir, la transformée de Fourier qui est une méthode semi-globale (détection de la phase moyenne sur une région d'intérêt) et les algorithmes de décalage de phase (phase stepping ou phase shifting en anglais) basés sur une détection locale de la phase (en chaque pixel ou presque).

I-6.1. Démodulation de phase par transformée de Fourier

On considère un signal harmonique selon l'axe des x présentant un déphasage dû au déplacement en chaque point définie par :

$$I(x) = I_0(x, y)[1 + \gamma(x, y)\cos\{2\pi fx + \phi(x, y)\}] \quad (1-12)$$

La transformée de Fourier fait alors apparaître trois pics (ou lobes) : l'un centré sur l'origine, les deux autres centrés respectivement sur la fréquence du signal f et son opposé $-f$.

Par filtrage, seul le lobe correspondant à la fréquence positive est conservé. Celui-ci est ensuite ramené à l'origine par une translation de $-f$ dans l'espace de Fourier. Une transformation inverse permet alors de déterminer l'amplitude complexe $A(x)$. La phase est enfin calculée par l'algorithme suivant :

$$\phi(x, y) = \arctang \left\{ \frac{\text{Im}[A(x, y)]}{\text{Re}[A(x, y)]} \right\} \quad (1-13)$$

La méthode par transformée de Fourier permet de calculer la phase à partir d'une seule image. En revanche, elle nécessite une modulation relativement faible de la fréquence. De plus, cette méthode gère mal les topologies complexes présentant des discontinuités (trous, effets de bord). Enfin, elle reste une méthode semi-globale qui ne permet d'avoir qu'une information moyenne sur une zone d'intérêt contenant plusieurs périodes et non pas une valeur de phase en chaque point.

I-6.2. Démodulation de phase par décalage de phase

L'équation (1-12), est fonction de trois paramètres inconnus : I_0 , γ et ϕ . Ceci nécessite donc au minimum trois équations linéairement indépendantes pour calculer une de ces trois inconnues i.e. il faut au moins trois intensités enregistrées avec des décalages de phases différents. Dans la réalité, la fonction qui décrit un signal périodique n'est jamais parfaitement harmonique (signal carré par exemple). Cependant cette fonction pourrait être décomposée en

Chapitre I : Caractéristiques et propriétés de signaux interférométriques

une infinité de fonctions harmoniques (séries de Fourier) et il est bon d'utiliser plus de trois images d'intensité pour calculer la phase afin de limiter l'erreur due à l'influence des harmoniques.

Le principe du décalage de phase consiste à prendre plusieurs échantillons du même motif périodique en introduisant un décalage de phase δ connu entre chaque image. Pour la k -ième image, l'intensité enregistrée s'écrit:

$$I(x) = I_0(x, y)[1 + \gamma(x, y)\cos\{\phi(x, y) + k\delta\}] \quad (1-14)$$

Ainsi, la phase peut être calculée comme étant l'arc-tangente d'un rapport de combinaisons linéaires des I_k . Par exemple, pour un signal harmonique du type de celui introduit dans l'équation (1-14) avec un algorithme à quatre sauts de phase ($0, \pi/2, \pi, 3\pi/2$), on montre aisément que :

$$\phi(x, y) = \arctang \left\{ \frac{I_4 - I_2}{I_1 - I_3} \right\} \quad (I-15)$$

La performance de l'algorithme de décalage de phase dépend uniquement des choix du nombre d'échantillons enregistrés, de la valeur du décalage et des coefficients des deux combinaisons linéaires mises en jeu. Certaines méthodes permettent d'optimiser ces choix. Ainsi, la méthode dite du polynôme caractéristique permet de déterminer l'algorithme présentant le nombre minimal d'intensités enregistrées pour une performance donnée [16].

Deux types d'algorithmes de décalage de phase sont à distinguer :

- Le décalage de phase temporel : la phase d'un pixel est calculée à partir d'enregistrements différents de la même zone présentant le décalage de phase δ entre eux.
- Le décalage de phase spatial : la phase d'un pixel est calculée à partir des pixels voisins d'un même enregistrement, la distance entre deux pixels représentant le décalage de phase δ connu.

I-6.3. Décalage de phase spatial : méthode de la grille

La méthode de la grille est une méthode d'optique géométrique permettant de mesurer des champs de déplacement. Le rôle de la grille est d'être une porteuse de fréquence spatiale.

Chapitre I : Caractéristiques et propriétés de signaux interférométriques

Une grille croisée, permettant de mesurer les déplacements dans les deux directions du plan, est considérée dans ce cas.

L'intensité lumineuse réfléctée par la surface ainsi codée en un point de coordonnées (x, y) est donnée par :

$$I(x) = I_0(x, y) \left[1 + \gamma(x, y) \text{frgn} \left(\frac{2\pi x}{p} \right) \text{frgn} \left(\frac{2\pi y}{p} \right) \right] \quad (1-16)$$

Où : $I_0(x, y)$ définit l'intensité moyenne, $\gamma(x, y)$ le contraste local, frgn une fonction périodique de période $1/f$ et p le pas de la grille.

Les informations en x et y doivent être séparées avant d'être traitées. Une manière simple d'y parvenir est d'effectuer une moyenne spatiale sur une période selon la direction à éliminer. Ainsi, deux images de grilles unidirectionnelles orthogonales indépendantes sont obtenues. Quand une charge est appliquée, les déplacements en x et en y peuvent être considérés comme des phases qui viennent se superposer au signal périodique. En calculant la phase de chaque point avant et après application de la charge et en les soustrayant, on obtient $\Delta\phi_x$ et $\Delta\phi_y$. Ces quantités sont directement proportionnelles à u_x et u_y qui sont les deux composantes planes du déplacement Lagrangien définies par :

$$\begin{cases} u_x(x, y) = -\frac{p}{2\pi} \Delta\phi_x(x, y) \\ u_y(x, y) = -\frac{p}{2\pi} \Delta\phi_y(x, y) \end{cases} \quad (1-17)$$

Pour extraire la phase du signal, un algorithme de décalage de phase spatial est utilisé i.e., l'information est cherchée au niveau des pixels voisins du pixel considéré.

Pour cela, comme avec le décalage de phase temporel, on doit disposer de k échantillons I_k ($k = 1, 2, \dots, M-1$) séparés par un décalage constant δ : $I_k = \phi + k\delta$.

La forme générale d'un algorithme de détection de phase est donnée par:

$$\phi = \arctan \left[\frac{\sum_{k=0}^{M-1} b_k I_k}{\sum_{k=0}^{M-1} a_k I_k} \right] \quad (1-18)$$

La justesse de la phase dépend fortement de la manière dont sont choisis les coefficients a_k et b_k . Le choix d'un algorithme de TFD-fenêtré (TFD pour «transformée de fourier directe » avec un fenêtrage triangulaire permet d'éliminer les harmoniques du signal jusqu'à l'harmonique $N-2$

Chapitre I : Caractéristiques et propriétés de signaux interférométriques

(N étant le nombre de pixels échantillonnant le signal) et de limiter l'erreur sur la calibration (nombre de pixels par période i.e. N) [14, 16]. Cet algorithme s'écrit comme suit :

$$\phi = \arctan \left[-\frac{\sum_{k=0}^{M-1} k(I_{k-1} - I_{2N-k-1}) \sin(2k\pi/N)}{NI_{N-1} + \sum_{k=0}^{M-1} k(I_{k-1} - I_{2N-k-1}) \cos(2k\pi/N)} \right] \quad (1-19)$$

La méthode de la grille, bien employée et associée à cet algorithme TFD-fenêtré, présente une bonne résolution spatiale (égale à deux fois le pas de la grille) et une excellente résolution en déplacement (pouvant couramment descendre jusqu'à 1° de phase soit 1/360 ème de pas voire, avec les nouvelles caméras haute résolution, 10⁻³ du pas) [14]. En outre, elle ne nécessite qu'un seul enregistrement de l'image de la grille du fait de l'utilisation du décalage de phase spatial ce qui la rend applicable à l'étude de phénomènes dynamiques.

À l'échelle locale, la méthode de la grille, bien qu'applicable a priori, n'a pas encore fait l'objet d'une étude complète.

I-7. Déplieement de phase

Quelle que soit l'algorithme de calcul de phase choisi, la phase recherchée sera toujours connue à modulo 2π près : elle est alors dite 'repliée' (« wrapped » en anglais). Pour avoir accès à une valeur absolue de la phase, il faut faire appel à un algorithme de déplieement de phase (« phase unwrapping ») [14].

Déplier la phase signifie supprimer les sauts de 2π présents, en ajoutant ou supprimant localement le multiple de 2π adéquat. La procédure est triviale dans le cas unidimensionnel : il suffit de contrôler la différence de phase entre deux pixels voisins. Si cette différence est en valeur arithmétique plus grande que π , par exemple, on rajoute (ou soustrait, selon le signe de cette différence) 2π à la valeur de la phase du deuxième pixel et à tous les pixels suivants. Cette procédure est beaucoup plus difficile à appliquer au cas bidimensionnel, pour plusieurs raisons. Une des principales est que certaines fois, il n'y a pas suffisamment d'information dans l'image pour réaliser le déplieement de phase. C'est le cas lorsque différentes zones de l'image sont déconnectées, i.e. séparées par une zone de pixels invalides (où n'apparaît aucune frange, et donc où la phase n'est pas calculable). Il n'y a donc pas de chemin qui relie les zones, et donc aucun moyen de connaître le multiple de 2π à introduire dans une zone par rapport à l'autre. Un autre

Chapitre I : Caractéristiques et propriétés de signaux interférométriques

cas où le dépliement spatial devient impossible est celui où les objets étudiés en profilométrie comportent des variations de hauteur par sauts.

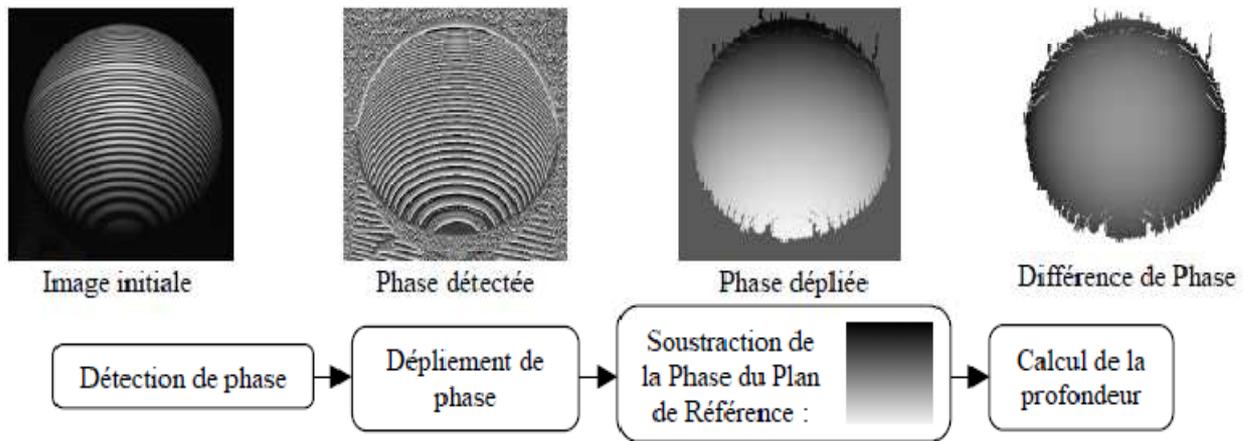


Figure I-7: Diagramme de la MBP illustré sur une image de sphère réelle.

Pour déplier automatiquement les images de phase, deux familles principales d'algorithmes sont proposées dans la littérature : les algorithmes basés sur le déplacement des points zéros le long des discontinuités (Cut-Line ou residue-linking) [35] afin de se rendre indépendant du chemin d'intégration et les algorithmes basés sur une minimisation pondérée aux moindres carrés du dépliement (Weighted Least-Squares) [36]. Les premiers permettent de traiter des images contenant des points zéros, et sont difficiles à automatiser sans pré-segmentation de l'objet. Les seconds, qui passent par une étape de minimisation, sont réputés robustes mais lents.

Chapitre II

Holographie Interférométrique

Les techniques holographiques ont depuis longtemps fait preuve de leurs remarquables aptitudes dans le domaine du contrôle industriel et sont susceptibles d'assurer, avec une très haute précision, des mesures sans contact dans les domaines de l'instrumentation optique, de la mécanique, des études vibrationnelles, du secteur automobile, et de l'aéronautique.

L'holographie interférométrique associe les performances de l'holographie à la possibilité d'effectuer des mesures de déformations ou de vibrations en comparant le front d'onde d'un faisceau lumineux après réflexion sur un échantillon à tester avec le front d'onde de ce même faisceau enregistré préalablement sur un hologramme, dans une configuration de référence.

Les limitations au développement de cette technique prometteuse dans le domaine du contrôle non destructif, résident d'une part dans l'utilisation de sources lasers parfois délicates à mettre en œuvre dans un environnement industriel et d'autre part dans les techniques d'exploitation des résultats qui nécessitent une phase d'enregistrement de l'hologramme et une phase de restitution. Jusqu'à une époque récente les seuls supports présentant les caractéristiques adaptées à ce type d'applications étaient les plaques holographiques. Chaque mesure nécessitait alors l'enregistrement d'un hologramme puis une phase de développement du support holographique, induisant des coûts importants tant au niveau des consommables qu'au niveau des temps de traitement [2].

Cependant, comme de nombreuses techniques optiques, l'holographie est en train de connaître un renouveau en raison des considérables progrès technologiques réalisés dans le domaine des sources et des capteurs. C'est grâce à ces derniers que la dernière décennie a fourni de spectaculaires progrès en raison notamment de la révolution numérique et de l'acquisition des données sur des caméras CCD. L'association des qualités intrinsèques de l'holographie et des moyens actuels d'enregistrement, couplée à l'augmentation significative de la puissance des outils de calculs et de traitement a ouvert la voie à l'holographie numérique. Selon cette

technique, l'hologramme est enregistré sous forme numérique, et est décodé par la voie d'un traitement mathématique qui permet de s'affranchir des fastidieuses étapes de développement et de restitution d'un hologramme conventionnel [2].

Cependant les progrès qui contribuent au développement des détecteurs CCD en terme de tailles des matrices (nombres de pixels par ligne et par colonne), en terme de taille des pixels (aujourd'hui classiquement de l'ordre de la dizaine de microns) et enfin en terme de coût laissent augurer un développement prometteur de cette technique dans l'avenir.

II-1. Historique

Le principe de l'holographie a été accidentellement découvert en 1947 [2, 37, 38] par Dennis Gabor (1900-1979), dans le cadre de ses recherches pour améliorer la puissance de résolution des microscopes électroniques. La qualité des résultats de ses travaux valurent à D. Gabor, ingénieur de Thomson-Houston, un prix Nobel en 1971 [38].

Bien que plusieurs tentatives de mise en œuvre de l'holographie aient été menées dans les années 50, la technique est restée inapplicable, à cause de l'absence d'une source cohérente. Mais, l'apparition du LASER (*Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation*) dans les années 60 a fait progresser très rapidement cette technique d'un point de vue pratique. En 1962, Emmeth Leith et Juris Upatnieks de l'Université du Michigan ont réalisé, grâce à leurs travaux de recherche sur le radar, que l'holographie pourrait être utilisée comme média de visualisation en trois dimensions [38, 40, 41]. Ayant consulté en 1962, le rapport de Gabor ils ont décidé "en toute curiosité" de recréer la technique de Gabor en utilisant un laser et une géométrie "hors-axe" qu'ils avaient développés pour le radar. Le résultat obtenu fut la réalisation du premier hologramme de transmission concernant un objet tridimensionnel. Ce type d'hologramme donne des images très claires et d'une grande profondeur mais doit être éclairé l'aide d'une source laser pour que l'image soit restituée.

Peu après, les découvertes des avantages de l'holographie se firent de plus en plus ressentir. En 1976, les progrès de l'holographie vont conduire à des essais de cinéma holographique à Moscou par V. G. Komar. L'institut franco-allemand de recherche de Saint-Louis a réussi à tourner depuis 1985 quelques hologrammes particulièrement impressionnants [42].

II-2. Définition

Le mot holographie vient du grec holos « en entier » et graphein « écrire ». Holographie signifie donc « tout représenter » [37, 41]. L'holographie n'est pas une méthode de mesure, mais une méthode d'enregistrement. C'est une technique qui permet d'enregistrer un plan d'onde électromagnétique et de le restituer par la suite [43,44].

L'interférométrie holographique consiste à enregistrer l'onde électromagnétique généralement réfléchiée par un objet, et à la restituer ultérieurement pour la faire interférer avec l'onde diffusée par le même objet dont la forme a été modifiée, par exemple suite une déformation mécanique. L'holographie peut se coupler avec n'importe quelle technique interférométrique présentée [45].

II-3. Principe d'enregistrement et restitution d'un hologramme

L'holographie est une technique d'imagerie, un procédé physique qui utilise l'optique pour enregistrer l'information relative à la forme d'un objet sur un support à deux dimensions (la plaque holographique « Hologramme»), et restituer l'image de ce même objet un objet à trois dimensions [45, 46]. Cette technique permet de reconstruire non seulement son amplitude réelle, mais aussi la phase de la lumière issue de l'objet considéré [42,44].

Ainsi lorsqu'on observe l'image restituée par éclairage d'un hologramme, on a l'impression d'observer la forme réelle de cet objet dans sa totalité. Seules les couleurs originales ne sont pas respectées.

Le principe de réalisation d'un hologramme consiste à faire interférer deux faisceaux cohérents sur une plaque photographique. Le premier faisceau, appelé onde de référence, est envoyé directement sur la plaque. Le second, appelé onde objet, est envoyé sur l'objet à photographier, qui diffuse cette lumière en direction de la plaque photographique (figure II-1) [42, 44,47].

En général, l'éclairage utilisé est une source laser qui possède les propriétés adéquates pour la création d'interférences lumineuses de bon contraste, soit :

- Une cohérence spatiale (cohérence directive) i .e. une source ponctuelle. Le faisceau laser peut être focalisé en un spot lumineux très petit (tache de diffraction).

- Une cohérence temporelle (cohérence en phase) i .e. le laser émet un rayonnement quasi monochromatique. Plus le rayonnement est monochromatique, plus la cohérence est grande et plus les dimensions de l'objet pourront être importantes [38, 48].

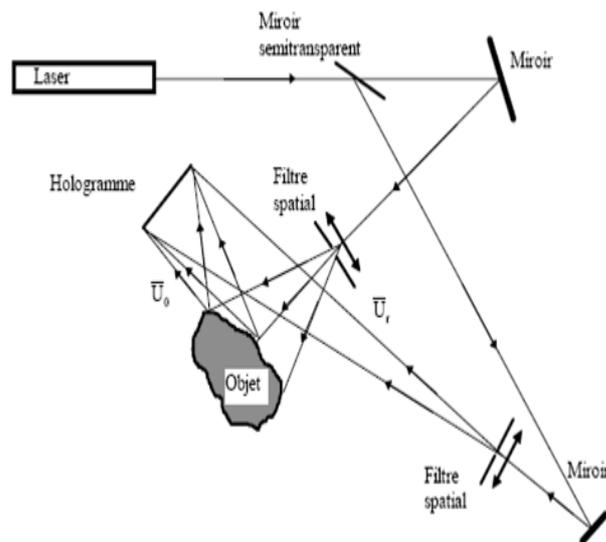


Figure II-1 : Principe d'enregistrement d'un hologramme.

Pour restituer l'hologramme, on éclaire la plaque avec un laser sous le même angle que le faisceau de référence (figure II-2). L'image de l'objet holographié est restituée dans l'espace à trois dimensions et en volume de lumière [38,49].

La superposition de deux faisceaux crée l'image d'interférence (figure II-3) porteuse des informations concernant la forme de l'objet et sa position dans l'espace, c'est-à-dire l'amplitude et la phase de l'onde objet.

Généralement, l'onde de restitution (de lecture) est identique à l'onde de référence utilisée lors de l'enregistrement. Ceci présente l'avantage de satisfaire aux conditions de stigmatisme de l'image holographique.

L'expression générale de l'intensité d'un signal interférométrique en une position définie par ses coordonnées cartésiennes (x, y) sur le plan de l'interférogramme, est définie par :

$$I(x, y) = a(x, y) + b(x, y)\cos\Delta\varphi(x, y) \quad (2-1)$$

Où : $a(x, y)$ désigne l'intensité de fond et $b(x, y)$ la visibilité de franges.

Les paramètres $a(x, y)$ et $b(x, y)$ dépendent des coordonnées spatiales de l'interférogramme.

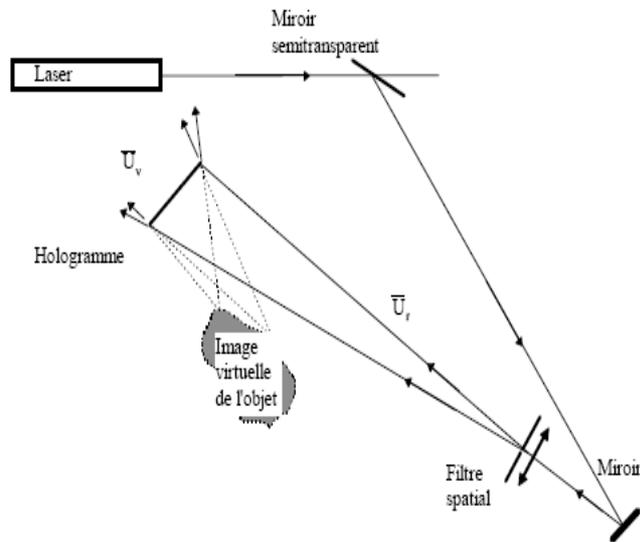


Figure II-2: Restitution d'un Hologramme.

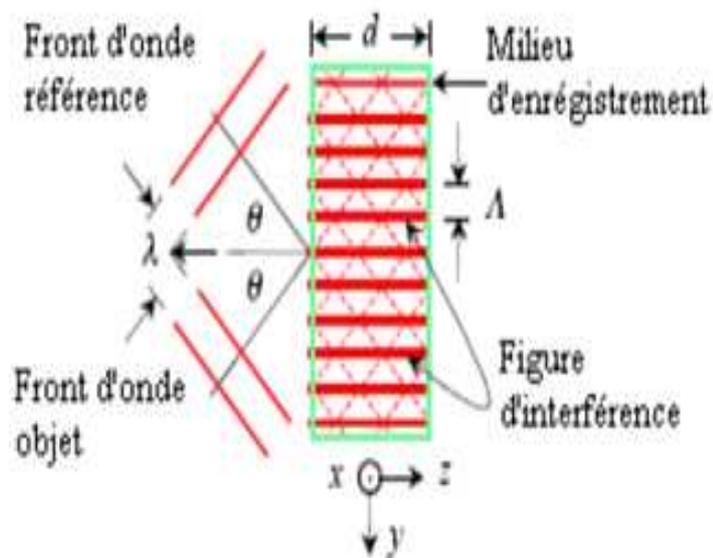


Figure II-3: Figure d'interférence produite par la superposition de deux ondes planes.

Dans la pratique ces paramètres (i. e. $a(x, y)$ et $b(x, y)$) ne sont pas connus à cause de plusieurs raisons [50]:

❖ L'objet est illuminé par un à rayon laser amplifié ayant un profil gaussien provoquant une instabilité dans la luminosité de l'hologramme.

- ❖ L'interférogramme est affecté par un bruit de haute fréquence.
- ❖ La surface de l'objet en question peut avoir une réflectivité variable pouvant influencer l'éclat et la visibilité de l'interférogramme.
- ❖ L'enregistrement et la transmission électroniques des interférogrammes produit du bruit additionnel.

L'équation (2-1) décrit la relation reliant l'intensité et la phase d'interférence, qui contient l'information sur la quantité à mesurer (déplacement d'objet, changement d'indice de réfraction, ...).

II-4. Milieu d'enregistrement

II-4.1. Holographie classique

Les matériaux d'enregistrement appropriés pour l'interférométrie holographique classique doivent vérifier un certain nombre de propriétés à savoir, une sensibilité spectrale bien adaptée aux longueurs d'onde du laser disponible, une caractéristique de transfert linéaire, une haute résolution et un faible bruit. Ils devraient être faciles à manipuler, réutilisables ou au moins recyclables et peu coûteux. Jusqu'à nos jours aucun matériau répondant à tous ces critères n'a été trouvé. En conséquence pour toute application particulière, un choix adéquat doit être fait pour une réalisation optimale. Une description des matériaux d'enregistrement est présentée en annexe (B) [5,10].

Les matériaux d'enregistrement les plus couramment utilisés sont les émulsions photographiques d'halogénure d'argent. Ces émulsions sont commercialement disponibles sur des plaques de verre ou un film. Ils montrent une forte sensibilité ainsi qu'une résolution spatiale élevée. Les principaux inconvénients sont le processus chimique et son utilisation unique. Normalement, un hologramme d'amplitude est enregistré, mais par le blanchiment, on peut obtenir également un hologramme de phase.

Les résines photosensibles sont des films organiques sensibles à la lumière qui produisent une image en relief après exposition et développement. Bien que ces films soient relativement lents, ils présentent des effets non-linéaires à efficacités de diffraction supérieure à 0.05.

Les photopolymère sont des matières organiques qui peuvent être dopées par une photo sensibilisateur pour produire des variations d'épaisseur et d'indice de réfraction dues à la photo

polymérisation ou au « cross- linking ». Des couches épaisses peuvent être produites pour fournir des hologrammes de phase en volume avec une efficacité de diffraction et une sélectivité angulaire élevées, et qui peuvent être lus immédiatement après exposition [9, 10].

Les photochromiques subissent des changements réversibles de couleur lorsqu'elles sont exposées à la lumière. Tout en offrant une résolution élevée, les photochromiques ont un usage limité en raison de leur faible efficacité de diffraction et faible sensibilité.

Les photo-thermoplastiques, avant l'introduction des capteurs CCD et de l'holographie numérique, ont été largement utilisés en interférométrie holographique [19,24], comme support d'enregistrement réutilisable qui ne demande pas un traitement chimique. Le support d'enregistrement est un empilement transparent de quatre couches : le substrat de verre, une couche conductrice transparente agissent comme un élément chauffant, un photoconducteur et un film photo-thermoplastique [5,10].

Les capteurs CCD n'ont généralement pas la résolution requise pour l'holographie hors axe. Ceci d'une part, a conduit au développement des méthodes dites « électronique speckle pattern interferometry (ESPI) », et d'autre part à l'holographie numérique. L'holographie numérique utilise tous les avantages de la camera CCD : acquisition rapide des hologrammes primaires, stockage numérique rapide, évaluation numérique à la place de la reconstruction optique. En raison de leur importance pour l'holographie numérique, les capteurs CCD sont traités plus en détail.

II-4.2. Holographie numérique

Les initiales composant le mot de trois lettres CCD signifient en Anglais « Charged Coupled Device ». Cette expression se traduit en français par DTC, qui veut dire « Dispositif à Transfert de Charges ». Ce dispositif a été inventé durant les années 60. Il est utilisé pour enregistrer les images des objets, stocker les informations ou transférer des charges électriques. L'une des applications la plus connue est l'imagerie [5]. Les CCD sont utilisés comme dispositifs d'imagerie dans les camera électroniques et les scanners. Il existe plusieurs catégories de cameras, dont la camera à balayage par ligne, qui ne contient qu'une ligne de pixels, et la camera à balayage de surface, qui contient une matrice rectangulaire de pixels. En holographie numérique, on ne s'intéresse qu'à la dernière architecture.

Une caméra CCD est formée de Y lignes et de X colonnes de pixels. Le processus de l'imagerie de CCD s'effectue en trois étapes :

1. L'exposition à la lumière: l'effet photoélectrique interne convertit la lumière en une charge électronique sur chaque pixel.

2. Transfert de charges :

La fonction de transfert de charge déplace les paquets de charge à l'intérieur de chaque pixel.

3. Les charges accumulées dans ce pixel sont converties en tension électrique amplifiée à la sortie.

Trois types de CCD sont habituellement utilisés :

- Interligne Transfert CCD,
- Frame Transfert CCD,
- Full frame Transfert CCD.

En principe, les trois types de CCD sont adaptés pour l'holographie numérique. L'avantage du capteur CCD de transfert interligne est qu'il est équipé d'un obturateur électronique, qui permet d'acquérir des hologrammes à une vitesse plus élevée.

La prise des images CCD est complètement différente de la technique utilisée en photographie conventionnelle. Ici, il faut se munir d'un ordinateur pour la prise des images CCD. Un logiciel d'acquisition des images accompagne généralement les caméras CCD et l'utilisateur devra en étudier le fonctionnement. Ce logiciel permet d'établir la communication entre la caméra et l'ordinateur, facilite la mise au point du CCD, accumule les images, les sauvegarde et y effectue certains traitements de base.

II-5. Propriétés des hologrammes

II-5.1. Effet de parallaxe

L'objet diffuse la lumière qu'il reçoit dans tout l'espace et en particulier, sur le support photosensible. Une petite portion A de l'hologramme enregistre donc l'information sur l'ensemble de l'objet vu de A. De même, une autre portion B verra l'ensemble de l'objet mais sous un autre angle. À la restitution, on retrouve la même situation. En se déplaçant derrière l'hologramme, on voit une image de l'objet, exactement semblable à l'objet, mais sous un angle de vue variable avec la position de l'œil (comme dans la réalité). Ainsi, un objet caché derrière un autre vu de A (objets 1 et 3, figure II-4) sera visible vu de B. C'est l'effet de parallaxe [51].

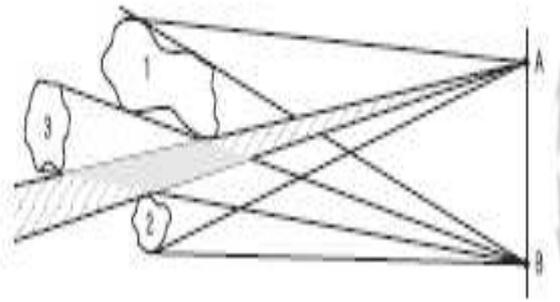


Figure II-4: Principe de parallaxe.

II-5.2. Profondeur de champ

Pour enregistrer toute l'information contenue dans un volume, il est nécessaire de l'explorer en profondeur en considérant successivement les différents plans. Chaque «plan» a en fait une épaisseur déterminée par la profondeur de champ p du système photographique (ensemble objectif-support photosensible). Cette profondeur est définie par :

$$p = 2 a (1 - g) f / D g^2 \quad (2-2)$$

Avec :

- f : distances focales de l'objectif,
- D : diamètre de l'objectif,
- a : dimension du grain photographique (ou de la tache de diffusion tolérable),
- g : agrandissement (figure II-5).

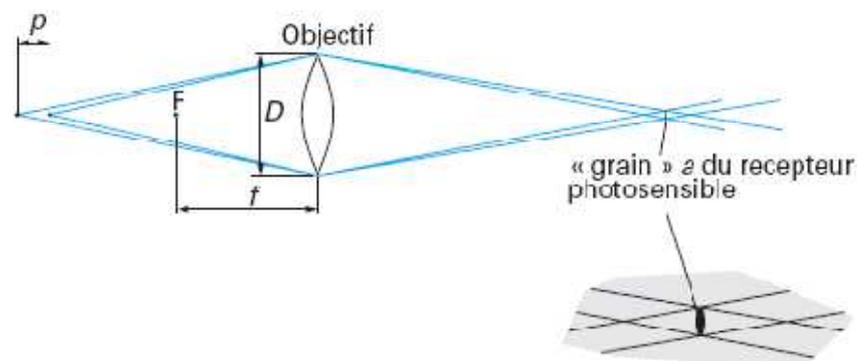


Figure II-5 : Profondeur de champ p .

Si l'on désire acquérir une bonne résolution des détails contenus dans chaque plan, il faudrait faire en sorte à ce que l'objectif soit d'une grande ouverture et disposer d'un film dont le grain est très fin adapté. La profondeur de champ sera alors très faible comme le montre la formule (II-2) précédente.

La nécessité d'utiliser un tel mode opératoire empêche, par exemple, l'étude tridimensionnelle d'un phénomène fugitif non reproductible.

Un hologramme ne présente donc l'inconvénient, comme un système optique classique, d'avoir une profondeur de champ très limitée [3, 52].

Ainsi la profondeur du volume restitué par les hologrammes ne dépend que de la longueur de cohérence du laser utilisé. Pour un laser à rubis pulsé spécialement conçu pour l'holographie, cette longueur de cohérence dépasse un mètre, ce qui permet d'enregistrer sans difficulté un objet de la grosseur d'une voiture.

II-5.3. Résolution

La limite de résolution d'un hologramme d'un objet diffusant se calcule de la même façon qu'en optique classique. Elle est déterminée par la diffraction. Ainsi un hologramme carré de côté D a une limite de résolution angulaire égale à λ / D , λ étant la longueur d'onde du laser [3,38].

II-5.4. Efficacité de diffraction

C'est le rendement lumineux de l'hologramme. Plus l'efficacité de diffraction est grande et plus l'image restituée est lumineuse. Cette efficacité est définie par le rapport entre l'intensité du faisceau restituée et l'intensité du faisceau de restitution [3, 14, 38]. Elle dépend du type d'hologramme, du matériau photosensible et des conditions d'enregistrement.

II-5.5. Image virtuelle et/ou image réelle

Suivant que l'onde de référence et l'onde objet soient du même côté de la plaque holographique (en transmission) ou que les deux ondes soient de part et d'autre de cette plaque (en réflexion) lors de la réalisation d'un hologramme, il est toujours possible de restituer le profil initial par éclairage de cet hologramme par l'onde de référence. Suivant la position d'observation on peut observer, non pas une image sur un plan comme dans le cas d'une

photographie conventionnelle, mais une image virtuelle (figure II-6), réelle (figure II-7) et même mi-réelle ou mi-virtuelle (figure II-8).

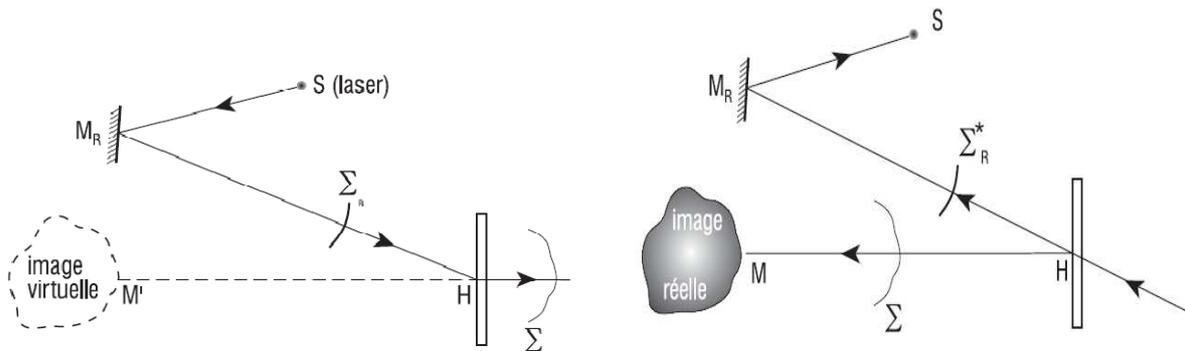


Figure II-6:Restitution d'une image virtuelle; **Figure II-7:**Restitution d'une image réelle.

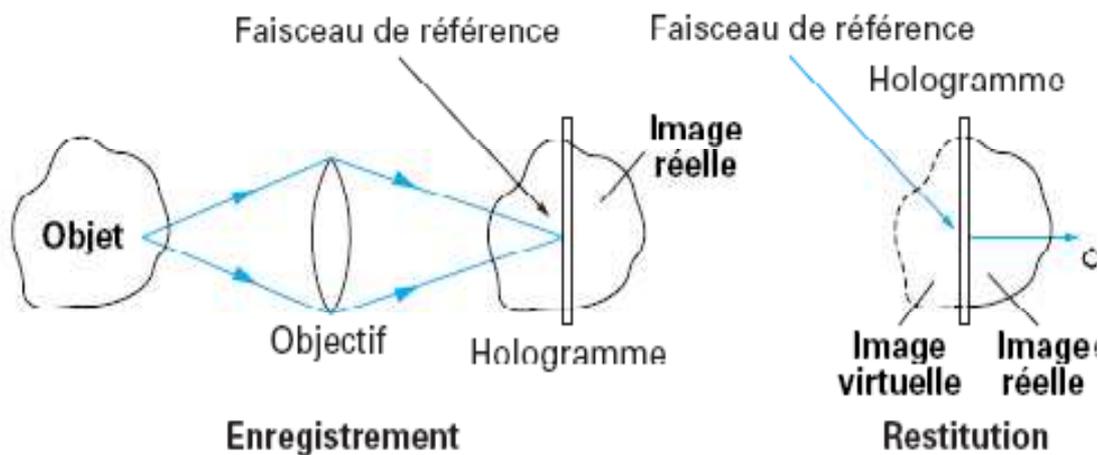


Figure II-8 : Image mi-réelle, mi-virtuelle.

Un hologramme classique (par transmission) restitue en général une onde lumineuse dite directe et contribuant à la restitution d'une image semblable à l'objet et une onde dite conjuguée qui n'existe simultanément que pour certaines configurations expérimentales [9].

II-6. Classification des hologrammes

La photographie et l'holographie ne pourraient disposer que d'un seul point commun : le support sur lequel se fait l'enregistrement de l'image i.e. un film ou une plaque recouverte d'une émulsion sensible à la lumière.

On peut classer les hologrammes suivant différents critères:

- Les propriétés du milieu dans lequel la figure d'interférence est enregistrée,
- Le type de diffraction utilisé,
- L'orientation des faisceaux d'enregistrement et de lecture par rapport à l'hologramme,
- La position de l'objet par rapport à l'hologramme.

Comme on peut les classer en trois grandes catégories :

II-6.1. Les hologrammes optiques

Dans ce cas là, le faisceau de référence s'inscrit sur la plaque holographique et la traverse. Il éclaire ensuite un objet très réfléchissant placé de l'autre côté de la plaque, et la lumière qu'il réfléchit s'inscrit elle aussi sur la plaque, mais pas sur la face sur laquelle s'est inscrit le rayon de référence [9, 53, 54].

II-6.1.1. Hologramme par transmission

Le faisceau de référence et l'objet sont d'un même côté de l'hologramme. Plus précisément l'onde de référence et l'onde objet se propagent dans le même sens.

Il existe deux sous-classes importantes d'hologrammes par transmission :

II-6.1.1.1. Hologrammes de Gabor (ou hologrammes in-line)

Le faisceau de référence et le faisceau objet ont pratiquement la même direction moyenne. Ce montage est le montage d'origine conçu dès 1947 par le père de l'holographie alors que les lasers n'ont pas encore vu le jour.

La figure (II-9) donne un exemple particulier de montage de Gabor où l'objet est suffisamment petit pour que le faisceau de référence ne soit pas trop altéré. Dans le cas de ces hologrammes on a, lors de la restitution, l'onde de référence qui se superpose à l'onde objet et

gêne donc l'observation. Il est possible de bloquer l'onde de référence par filtrage optique si nécessaire.

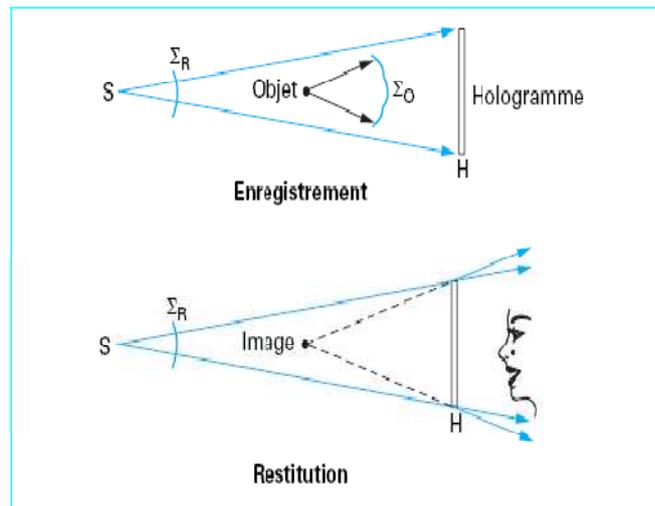


Figure II-9: Hologramme de Gabor - Hologramme in-line.

II-6.1.1.2. Hologrammes de Leith et Upatnieks (ou hologrammes off-axis)

La direction moyenne du faisceau de référence fait un angle non nul avec la direction moyenne du faisceau objet figure II-10. L'inconvénient présent lors de l'enregistrement des hologrammes de Gabor est ainsi évité. L'ordre 0 (faisceau de référence) ne gêne plus l'observation de l'image restituée.

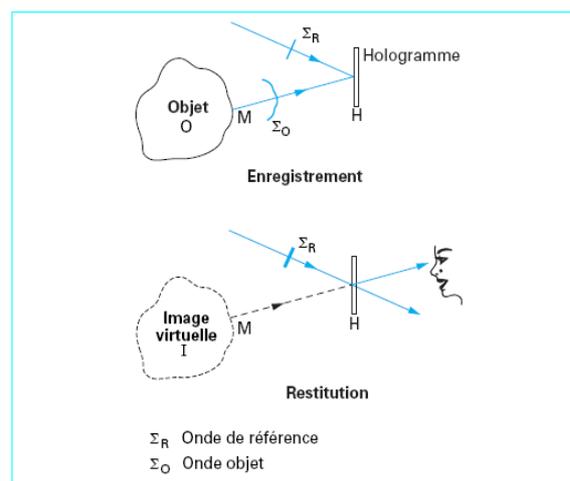


Figure II-10: Hologramme par transmission Hologramme off-axis.

II-6.1.2. Hologrammes par réflexion

Ils sont appelés dans certains cas, hologrammes de Denisuyk: l'onde de référence et l'onde objet se propagent en sens inverse figure II-11. Ces hologrammes sont susceptibles d'être observés en lumière blanche [37, 41].

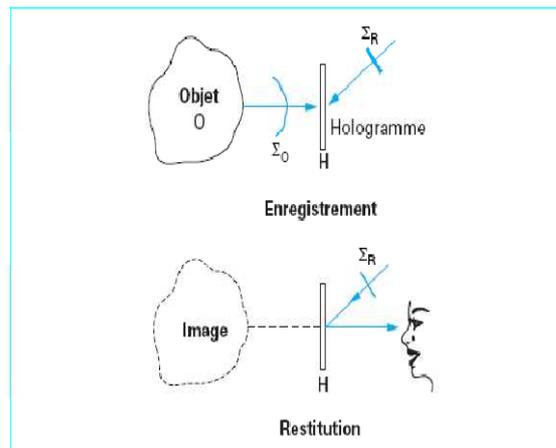


Figure II-11: Hologramme par réflexion ou hologramme de Denisuyk.

En effet, les franges d'interférence sont ici parallèles à la plaque holographique, car les intensités du faisceau de référence et du faisceau objet sont voisines, leur permettant de filtrer la lumière. Ils choisissent ainsi leur couleur de restitution. Ces hologrammes sont les plus simples à réaliser, mais leur profondeur de champ est limitée, il est donc de moins bonne qualité. Ils sont employés en holographie industrielle lorsqu'on désire s'approcher de très près de l'objet pour augmenter la résolution spatiale [37, 41].

II-6.2. Hologrammes d'amplitude et hologrammes de phase

Un autre moyen de classer les hologrammes est consisté à considérer le mode d'enregistrement dans le milieu photosensible. Les interférences lumineuses sont traduites en:

- Variation du coefficient de réflexion ou de transmission du milieu photosensible. On a ce que l'on appelle un hologramme d'amplitude car, lors de la restitution, l'hologramme module l'amplitude du faisceau de référence.
- Variation de l'épaisseur ou de l'indice de réfraction du milieu photosensible. On à un hologramme de phase i.e. lors de la restitution, le faisceau de référence est modulé en phase par l'hologramme.

Parfois, les modulations de phase et d'amplitude du milieu photosensible sont présentes simultanément et ce n'est que le mode de traitement du milieu photosensible qui permet d'accentuer ou de privilégier la modulation de phase ou d'amplitude [14, 55].

Ainsi, dans le cas d'une plaque photographique utilisée comme milieu photosensible, les interférences lumineuses donnent des variations de noircissement, d'épaisseur et d'indice de réfraction. Après blanchiment chimique, l'hologramme devient complètement transparent et ne subsisteront que les variations d'épaisseur et d'indice de réfraction (l'hologramme devient un hologramme de phase).

Dans le cas d'un film thermoplastique, les interférences sont traduites par des variations du relief de la surface : on a un hologramme de phase. Dans le cas d'un photopolymère, ce sont les variations d'indice de réfraction qui sont importantes : on a également un hologramme de phase.

II-6.3. Hologrammes en surface et hologrammes en volume

L'épaisseur du milieu photosensible constitue un autre paramètre important, permettant de classer les hologrammes en deux autres catégories [2].

II-6.3.1. Hologrammes en surface

Dans ce cas l'information est enregistrée à la surface du milieu photosensible : ce sont des hologrammes d'amplitude avec variation du noircissement, ou des hologrammes de phase avec variation du relief de la surface.

II-6.3.2. Hologrammes en volume

En volume, l'information est enregistrée dans l'épaisseur du milieu photosensible. Ce sont notamment les hologrammes de phase avec variation de l'indice de réfraction.

Un hologramme pourra être considéré comme épais (hologramme en volume) si l'épaisseur du milieu photosensible est suffisamment grande par rapport à l'espacement i des surfaces équiphases. Cet hologramme est dit de volume si : $e > 1,6 \frac{i^2}{\lambda}$ où λ désigne la longueur d'onde de la lumière et e , l'épaisseur. À titre indicatif, l'épaisseur d'une émulsion photographique pour l'holographie est de l'ordre d'une dizaine de micromètres et i de l'ordre de 0,2 à 0,3 μm [5, 38].

II-6.4. Les hologrammes numériques

Cette nouvelle génération d'hologrammes s'obtient en faisant calculer à un ordinateur l'hologramme que l'on créerait d'un objet dont on a la description mathématique [10, 56]. On imprime ensuite la grille de diffraction obtenue sur transparent, et on peut désormais le révéler en l'éclairant simplement à l'aide d'un laser. Cette révélation peut également s'exécuter au sein même de l'ordinateur, mais cela demande des compétences en informatique assez avancées.

II-7. Différentes méthodes d'interférométrie holographique

II-7.1. Interférométrie holographique par double exposition

La technique est similaire à celle utilisée pour réaliser un hologramme simple. On effectue une première exposition avec l'objet dans l'état 1 puis une seconde exposition sur la même plaque avec l'objet dans l'état 2 [3, 38, 57]. Après développement on obtient une plaque contenant la somme des deux hologrammes. A la restitution on obtient la superposition de deux ondes issues de l'objet dans les états 1 et 2. Ces deux ondes interfèrent et les franges d'interférences observées traduisent la modification subie par l'objet. Les franges sont des lignes d'iso-amplitude de déplacement. Ces franges donnent en premier lieu une information qualitative sur les déplacements survenus. Un traitement informatique adéquat permet une analyse quantitative par numérisation de l'image avec une caméra vidéo ou numérique. La méthode permet de détecter et de mesurer des variations de phase survenues entre les deux expositions.

Limites du procédé

Les principales limitations sont:

- L'amplitude du déplacement doit entraîner un nombre de franges résolubles,
- L'état de surface de l'objet ne doit pas se modifier d'une exposition à l'autre car le contraste des franges baissera lorsque la modification augmentera.
- Le montage holographique, l'objet et l'environnement doivent être stables pendant la durée de chaque pose pour que chaque hologramme correspondant soit de bonne qualité.

Dispositif expérimental

La configuration expérimentale typique est du type hors axe. Le faisceau objet et le faisceau référence ne sont pas confondus, le dispositif d'enregistrement hors axe est représenté

sur la figure II-12. La source lumineuse doit être cohérente spatialement et temporellement sauf si on peut assurer l'égalité parfaite entre les chemins optiques objet et référence. On peut utiliser un laser impulsionnel pour l'enregistrement, ce qui permet d'obtenir des retards temporels très courts pour étudier des objets sous sollicitation dynamique. La durée de chaque exposition est la durée de l'impulsion laser.

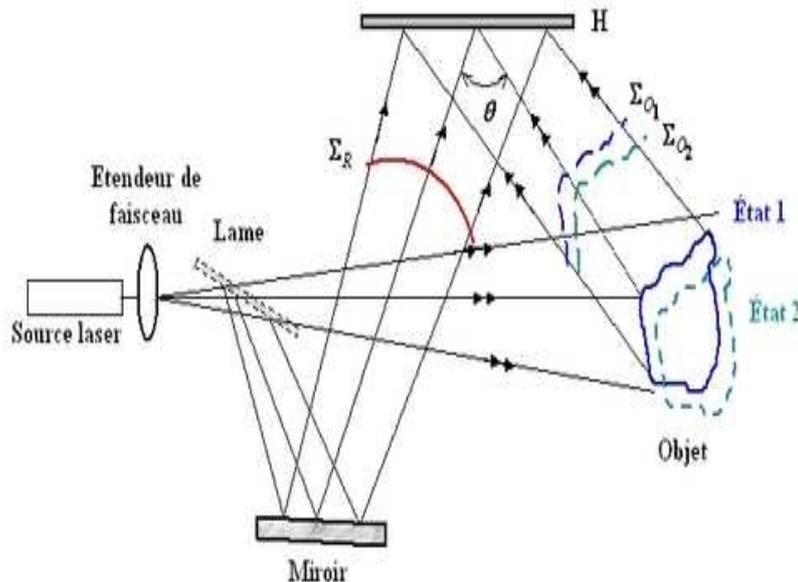


Figure II-12: Enregistrement d'hologrammes en double exposition.

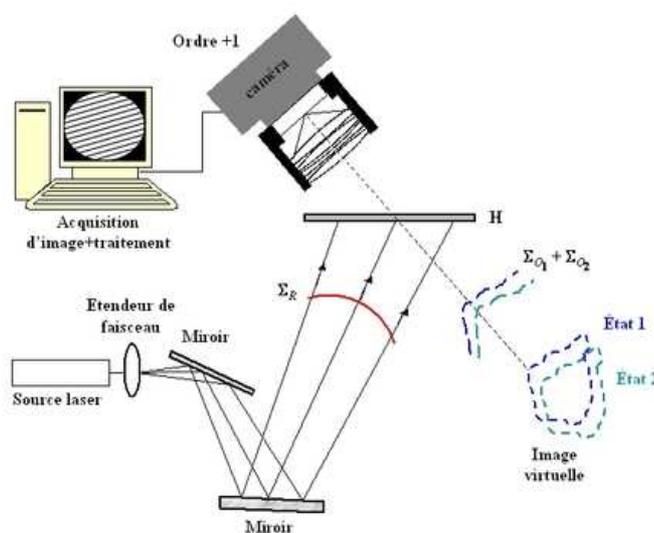


Figure II-13 : Visualisation d'hologrammes en double exposition.

La figure II-13 montre le principe de reconstruction des deux hologrammes en double exposition. Le laser de reconstruction peut être continu de même longueur d'onde que le laser d'enregistrement. L'observateur peut visualiser directement avec son œil l'objet reconstruit et les franges d'interférences qui modulent son amplitude. Cependant, en vue d'une exploitation quantitative on remplace l'observation visuelle par une observation avec caméra ou appareil photo. Il suffit de placer la visée de l'objectif vers l'ordre +1 et de faire la mise au point sur l'objet.

Applications

Cette technique est appliquée en contrôle non destructif, en analyse de contraintes mécaniques thermiques ou pneumatiques d'un objet industriel et également en analyse de défauts dans l'objet tels que défauts de collage ou fissures dans les structures.

Exemple

La figure II-14 montre un hologramme double exposition d'un assemblage mécanique en aluminium soumis à une force appliquée sur son panneau arrière. La vue montre le haut de l'assemblage.

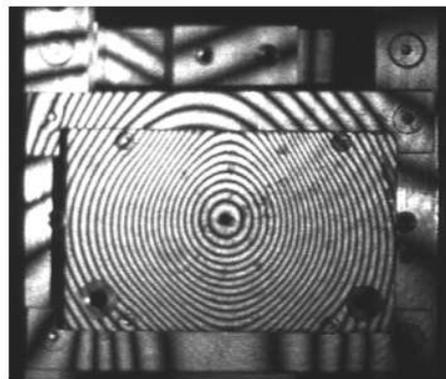


Figure II-14: Exemple d'hologramme en double exposition.

Les franges d'interférences visualisées sur le panneau sont interprétées comme étant des lignes d'iso-déplacement de la structure. La forme symétrique des franges montre que le panneau ne subit pas de déformation fortement anisotrope.

II-7.2. Interférométrie holographique en temps réel

Avec un laser continu on enregistre l'hologramme d'un objet au repos. On développe le support photosensible puis on le remet exactement en place dans le montage. Le repositionnement doit être effectué à une longueur d'onde près. Ensuite, on éclaire simultanément l'hologramme avec le faisceau référence et l'objet avec le faisceau objet [3, 10,35]. On regarde à travers l'hologramme et on observe :

- l'objet éclairé ;
- l'image holographique de l'objet.

Dans l'ordre +1, il se produit des interférences entre l'onde diffractée dans l'ordre +1 et l'onde issue de l'objet dans son état courant. Si l'objet se déplace ou se déforme, des franges d'interférences apparaissent. On suit l'évolution de ces franges en temps réel avec l'œil ou une caméra rapide si l'objet évolue trop vite.

Limites du procédé

La principale limite à cette technique d'analyse vient du fait que le support photosensible doit être replacé dans le montage après son développement. Ce réglage doit être de haute précision et nécessite un dispositif mécanique isostatique.

En effet, si l'hologramme est replacé dans le montage avec un décalage latéral, l'objet virtuel reconstruit sera également décalé et ne pourra être superposé à l'objet réel. Il s'ensuit l'apparition de franges parasites si le décalage n'est pas trop important ou bien la visualisation de deux objets décalés spatialement si le décalage est très important.

Pour éviter cet inconvénient on peut utiliser des films thermoplastiques à développement rapide sur place.

Les principales limitations sont à peu près du même genre que dans le cas de la double exposition.

Dispositif expérimental

Le dispositif expérimental est classique puisqu'il s'agit d'enregistrer l'hologramme de l'objet au repos (figure II-15). La source lumineuse doit également être cohérente spatialement et temporellement sauf si on peut assurer l'égalité parfaite entre les chemins optiques objet et référence.

On peut aussi utiliser un laser impulsionnel pour l'enregistrement, ce qui permet d'obtenir des temps de pose très courts.

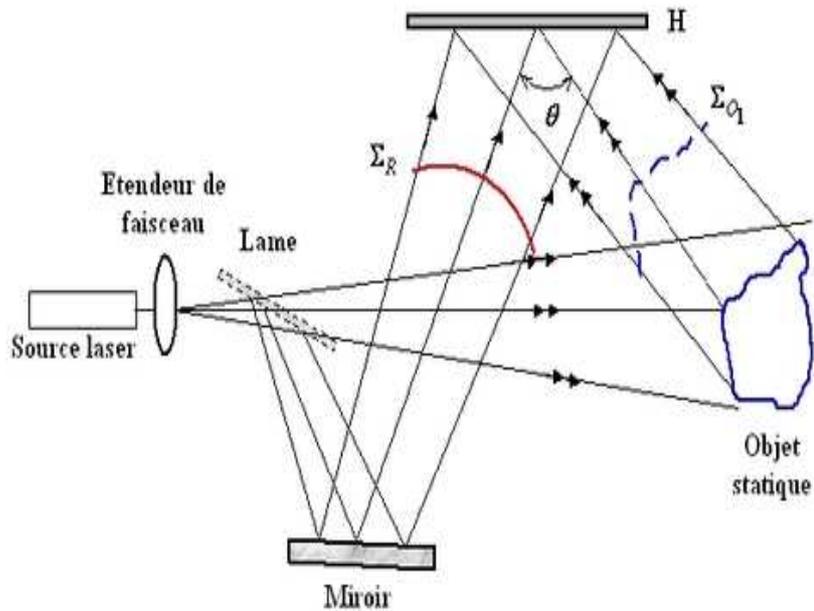


Figure II-15: Enregistrement d'un hologramme en temps réel.

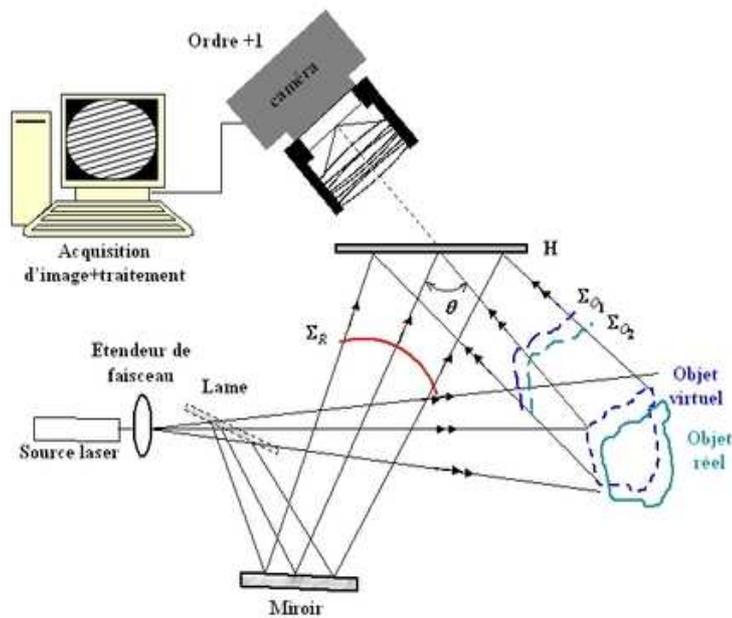


Figure II-16: Visualisation en temps réel.

La figure II-16 montre le principe de la méthode temps réel. On éclaire simultanément l'hologramme avec le faisceau référence et l'objet avec le faisceau objet. Le faisceau référence diffracte sur l'hologramme et reconstruit l'objet enregistré précédemment. Au même instant, le faisceau objet éclaire l'objet réel et celui ci interfère avec l'onde virtuelle reconstruite par diffraction. L'observateur peut visualiser directement l'objet reconstruit et les franges d'interférences qui modulent son amplitude.

Cependant, en vue d'une exploitation quantitative on remplace l'observation visuelle par une observation avec caméra ou appareil photographique. Il suffit de placer la visée de l'objectif vers l'ordre +1 et de faire la mise au point sur l'objet comme indiqué sur la figure II-16.

Applications

L'interférométrie en temps réel est utilisée pour le contrôle non destructif, l'analyse vibratoire ou encore la compréhension globale du comportement d'ensembles mécaniques soumis à des contraintes statiques ou évoluant lentement. Par exemple : déformation du carter d'une boîte de vitesse lorsqu'on fait varier lentement le couple sur l'arbre, détection de défauts lorsqu'on fait évoluer une contrainte thermique, etc...

Exemple

La figure (II-17) illustre l'apparition de franges en temps réel lorsque l'on chauffe avec une source thermique une membrane composite dans laquelle est présent un défaut de collage.

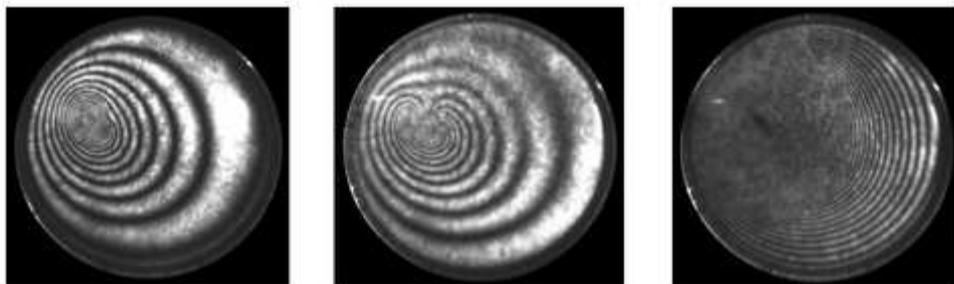


Figure II-17: Exemple d'hologrammes en temps réel.

Lorsque la contrainte thermique augmente le nombre franges augmente jusqu'à ne plus être observables car trop serrées, comme le montre l'image de droite.

II-7.3. Interférométrie holographique en temps moyenné

Cette méthode est aussi connue sous le nom d'interférométrie holographique par intégration temporelle. Cette méthode est courante à l'analyse vibratoire des structures. Le principe est simple : dans un montage holographique classique on enregistre l'hologramme de l'objet en vibration avec un temps de pose long devant la période de la vibration [38, 57, 58]. La méthode permet de visualiser la cartographie d'amplitude de l'objet en vibration périodique et également ses lignes nodales. Dans l'ordre +1, l'onde diffractée est modulée par une fonction qui dépend exclusivement de l'amplitude de la vibration.

Limites du procédé

La technique d'intégration temporelle nécessite l'utilisation d'un laser à émission continue avec des temps de pose qui peuvent être longs, la durée d'exposition dépendant du flux laser disponible. Les conditions d'enregistrement sont les mêmes que pour celles d'un hologramme classique : montage stable sur table antivibratoire. Il faut également prendre garde que l'excitation de la structure n'entraîne pas de déplacements d'ensemble parasites.

Dispositif expérimental

Le dispositif expérimental est classique puisqu'il s'agit d'enregistrer l'hologramme de l'objet (voir figure II-14). Cependant, l'objet doit être excité sinusoidalement par une source de vibration qui peut être un haut parleur (excitation acoustique) ou un pot vibrant (excitation mécanique).

Applications

Cette technique, associée au temps réel est très utile pour la caractérisation des modes vibratoires de structures industrielles : analyse modale, validation de codes de calculs, etc.

Exemple

Les figures II-18 (a, b, c, d, e) montrent respectivement les franges de Bessel obtenues lors de l'excitation d'une membrane composite par un haut parleur placé sur sa face arrière pour des fréquences d'excitation respectivement de 980Hz, 1180Hz, 1300 Hz, 2110 Hz et 2200 Hz.

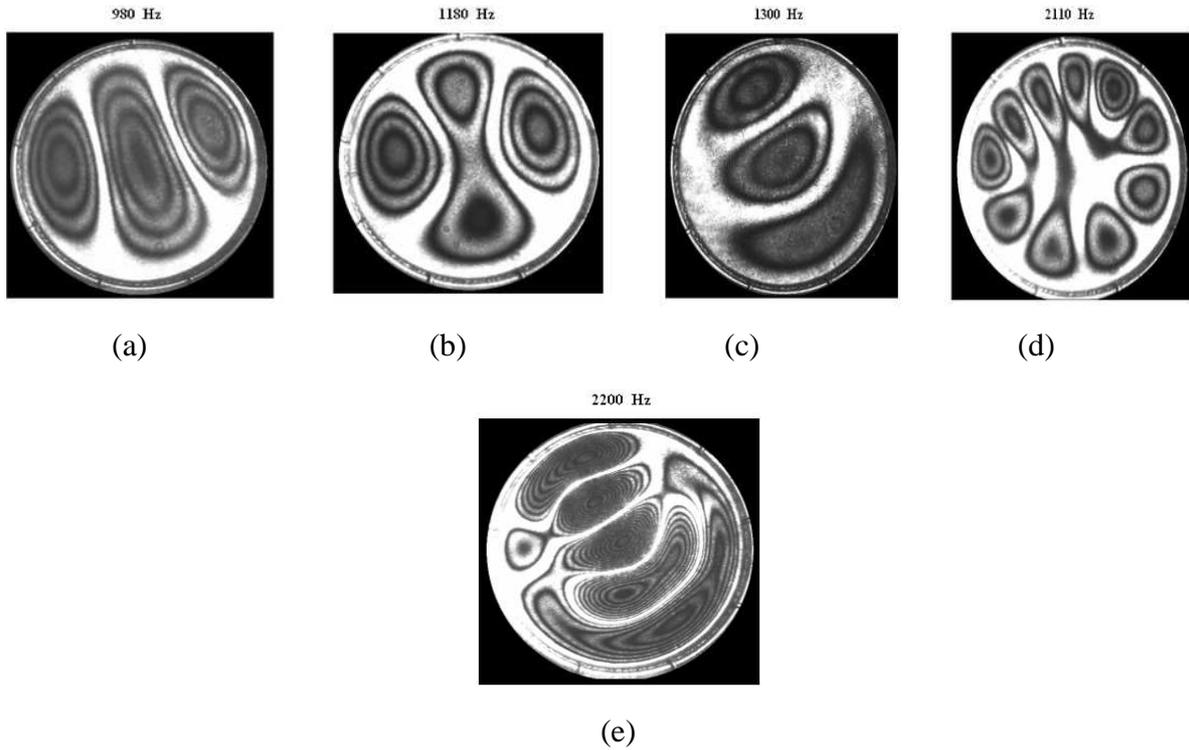


Figure II-18: Hologramme temps moyenné à : (a) 980Hz, (b) 1180Hz
(c)1300Hz, (d) 2110Hz et (e) 2200Hz.

La méthode de temps moyenné peut être également utilisée pour détecter des défauts dans des structures. En effet, la présence d'un défaut modifiera la structure modale de la vibration. Par comparaison avec la signature vibratoire d'une structure saine, on pourra identifier les modifications et les défauts non débouchant et invisibles.

La figure II-19 illustre cette possibilité en montrant deux signatures modales obtenues avec une excitation de 1180Hz pour une structure saine et pour une structure avec défaut.

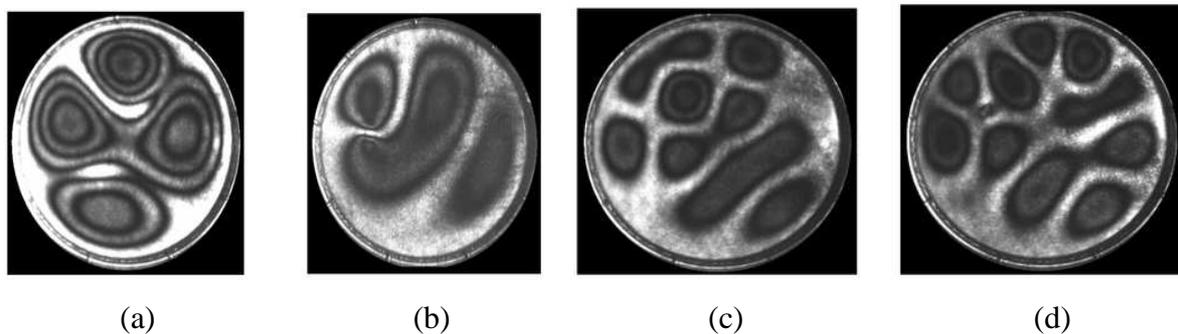


Figure II-19: Signatures modales sans et avec défaut
(a) et (b) à 1180Hz, (c) et (d) à 1820Hz.

On observe parfaitement la présence du défaut (b) et la modification de structure modale qu'il engendre. La figure (d) illustre l'influence d'un défaut pour une excitation à 1820Hz.

II-7.4. Interférométrie holographique double faisceau de référence

Cette technique permet de calculer numériquement les déplacements micrométriques en chaque point de la surface d'un objet à partir de son image interférométrique. Le principe de la méthode rejoint celui de la double exposition. Par rapport au montage classique d'interférométrie holographique par double exposition, il y a simplement adjonction d'un second faisceau de référence faisant un léger angle avec le premier (figures II-20). Le miroir 2 du chemin référence 2 est monté sur un transducteur piézoélectrique ce qui permettra lors de la restitution d'appliquer la méthode du décalage de phase [10, 38, 58].

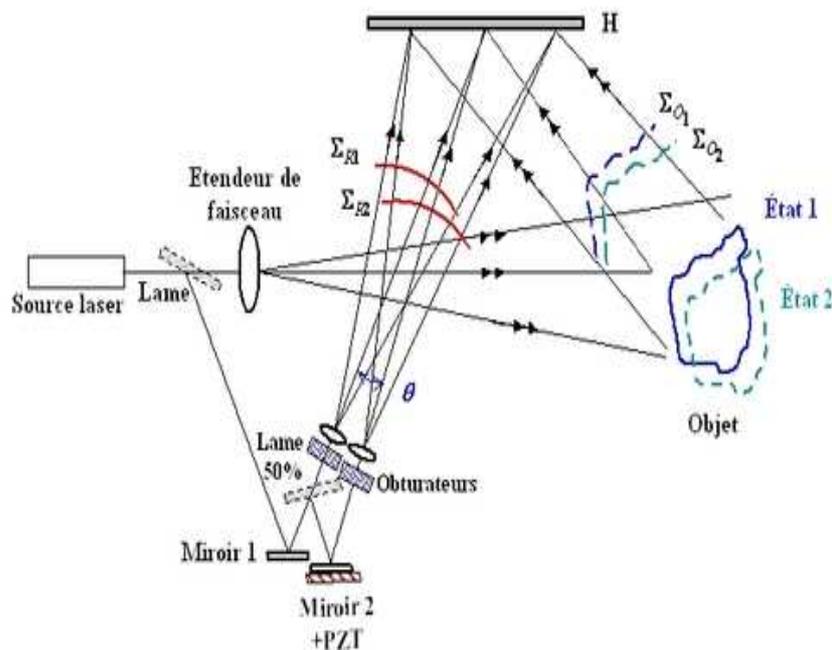


Figure II-20: Interférométrie holographique à double faisceaux de référence.

La chronologie de l'enregistrement est la suivante :

Un premier hologramme est enregistré avec la première référence R_1 et l'objet dans l'état 1, la seconde référence R_2 étant occultée par l'obturateur 2

Un second hologramme est enregistré avec la référence R_2 et l'objet dans l'état 2, la première référence R_1 étant occultée par l'obturateur 1, le dispositif piézoélectrique n'étant pas activé.

On obtient sur le même support photosensible deux hologrammes de l'objet à deux instants différents mais enregistrés avec deux références différentes.

Après développement du support photosensible, la restitution par diffraction est effectuée simultanément avec les deux faisceaux R_1 et R_2 . Chaque référence donne son hologramme correspondant à une image holographique. On dispose alors de deux ondes objet dans l'ordre +1 qui correspondent chacune à un état de l'objet. Les deux images holographiques interfèrent pour donner un système de franges qui peut être analysé quantitativement. Comme le miroir 2 est monté sur un transducteur piézoélectrique, on peut faire varier la phase optique relative des deux faisceaux de référence et appliquer les techniques de démodulation par décalage de phase. Par exemple, en donnant quatre valeurs à la variation de phase engendrée par le piézoélectrique, on obtient 4 équations d'interférences permettant de calculer la phase optique générée par le déplacement de l'objet entre les deux états. Ainsi, on pourra déterminer l'amplitude et le sens du déplacement en chaque point de l'objet entre les deux états.

Limites du procédé

Le dispositif est délicat à mettre en œuvre ce qui peut limiter son applicabilité.

Dispositif expérimental

Le dispositif de reconstruction des hologrammes est décrit sur la figure II-21. On éclaire simultanément l'hologramme avec les deux faisceaux référence.

La caméra acquiert les interférogrammes après introduction du déphasage avec le transducteur piézoélectrique.

Applications

La méthode peut être utilisée avec un laser continu ou pulsé pour la quantification de défauts en contrôle non destructif et en analyse de vibrations dans le domaine de l'automobile ou de l'aéronautique par exemple.

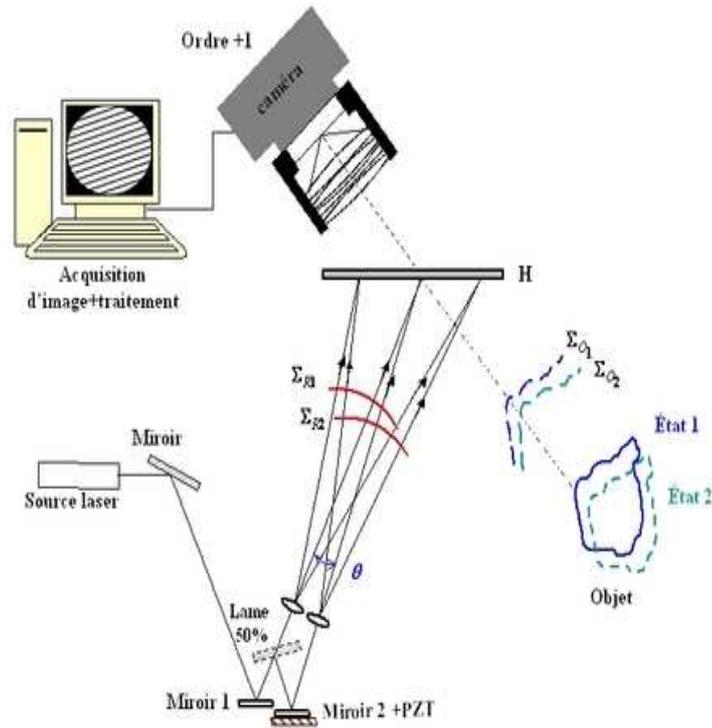


Figure II-21: Reconstruction avec double faisceaux de référence.

Exemple

La figure II-22 présente quatre interférogrammes déphasés de $\frac{\pi}{2}$ obtenus lors du contrôle de collage d'une structure en matériaux composites. La figure de franges montre un défaut localisé au centre de l'image.

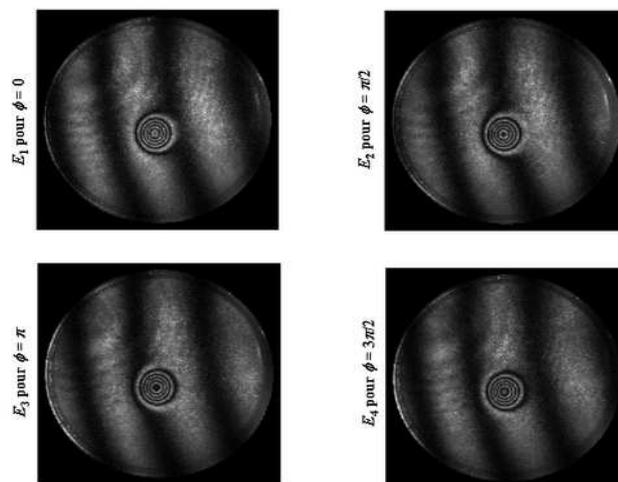


Figure II-22: Interférogrammes déphasés.

II-7.5. Interférométrie holographique numérique en temps moyenné

Le principe est identique à celui de l'holographie analogique en temps moyenné : on enregistre l'hologramme de l'objet en vibration avec un temps de pose long devant la période de la vibration. Cependant, l'hologramme est enregistré avec une matrice de photo-détecteurs et on reconstruit numériquement le champ diffracté en calculant une transformée de Fresnel discrète [10, 14, 59].

Limites du procédé

La principale limitation de cette méthode est son caractère basse résolution puisque l'enregistrement est effectué avec une matrice de pixels de quelques microns de taille. Cependant, son grand avantage est qu'il n'y a pas de consommable et que le traitement numérique des images peut être développé à l'extrême pour augmenter la qualité des reconstructions.

Dispositif expérimental

Le dispositif expérimental d'enregistrement de l'hologramme numérique est un interféromètre de type Mach-Zehnder (figure II-23). Le faisceau laser est séparé en deux faisceaux au moyen d'un cube. Le temps de pose du détecteur doit être ajusté en tenant compte des flux incidents (objet et référence) et de la période de l'excitation car la condition $\Delta t > \frac{2\pi}{w_0}$ doit être respectée.

Applications

Le champ d'application concerne essentiellement l'analyse vibratoire des objets de petites tailles en raison de la résolution limitée, en comparaison avec l'holographie analogique qui est très bien adaptée aux grandes structures.

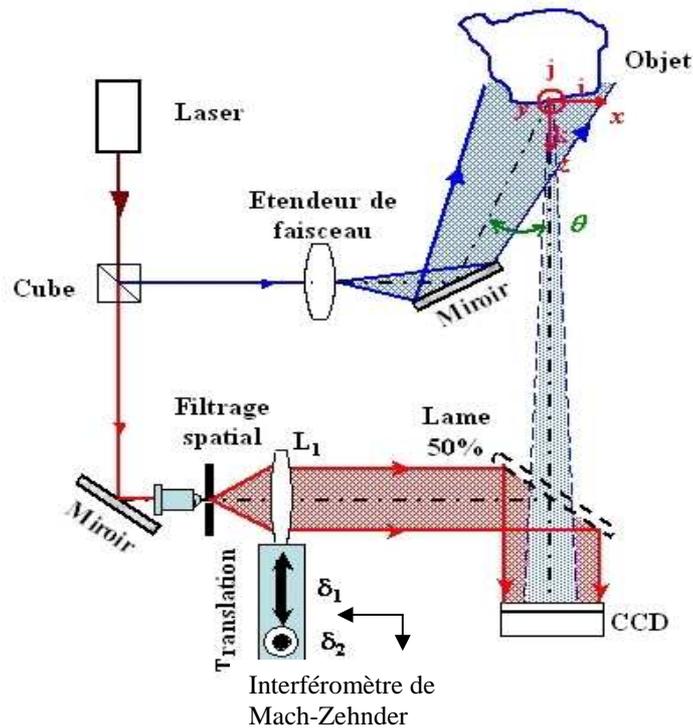


Figure II-23: Interféromètre holographique numérique.

II-8. Comparaison numérique/analogique

La figure II-24 montre les images de la reconstruction du haut parleur par holographie analogique. Afin qu'on puisse mieux apprécier la correspondance entre les deux méthodes de restitution numérique et analogique en temps moyenné, les images de la restitution numérique dans l'ordre +1 sont également représentées. Remarquons la très bonne concordance entre les franges analogiques et numériques. Cependant la différence de résolution entre l'holographie classique et l'holographie analogique est remarquable. Le support d'enregistrement analogique est composé de gélatine dichromatique avec une résolution de 5000 mm^{-1} avec des grains de 15 nm pour une sensibilité de $85 \mu\text{J}/\text{cm}^2$. La résolution est donc jusqu'à 20 fois meilleure, dans la plus grande dimension, en holographie analogique. Les conditions d'éclairage de l'objet sont identiques à celles du dispositif d'holographie numérique. Les légères différences entre les images de franges viennent de l'hygrométrie et la température qui ne sont pas rigoureusement identiques lors des enregistrements en numérique et analogique (voire Annexe -A-).

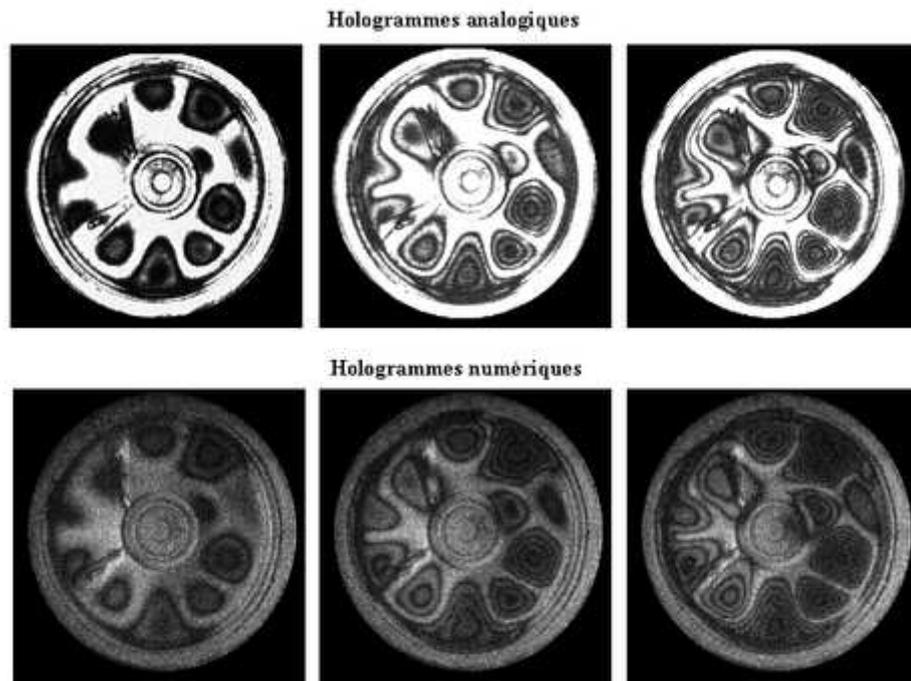


Figure II-24: Comparaison entre temps moyenné analogique et temps moyenné numérique pour différentes amplitudes de vibration d'un haut parleur excité à 3700Hz.

Les images obtenues en holographie classique correspondent au module carré du champ diffracté dans l'ordre +1, ce qui n'est pas le cas en holographie numérique étant donné que le calcul donne accès à l'image complexe. C'est pourquoi, l'extraction de la phase de passages par 0 est impossible en holographie analogique, mais ceci est compensé par une résolution nettement supérieure.

Chapitre III

Méthodes paramétriques

Pour l'estimation de la densité spectrale d'un signal, il existe deux grandes classes : Les méthodes non paramétriques, basées sur l'analyse de Fourier qui permettent l'accès direct à l'information et les méthodes paramétriques, qui exigent l'identification des paramètres du modèle pour accéder à l'information. Ces méthodes, dites à « haute résolution », apparues en traitement de signal, permettent la séparation des signaux. Cette analyse est irréalisable en considérant un traitement classique. En analyse spectrale de signaux temporels, ces méthodes distinguent des sinusoides dont l'écart en fréquence est inférieure à la résolution classique obtenue par la transformée de Fourier.

Pour qu'un modèle paramétrique présente un intérêt pratique, il doit être défini par un nombre limité de paramètres [7, 8]. La modélisation paramétrique de l'estimation spectrale se divise en trois étapes : Choix du modèle, détermination des paramètres du modèle et l'estimation du spectre du processus via les coefficients et l'ordre du modèle (paramètres du modèle).

Une classe importante de signaux est constituée par ceux que l'on considère issus d'un système linéaire excité par un bruit blanc. Le système linéaire dynamique est appelé processus générateur, i.e. le signal est modélisé par un filtre (Cf Figure III-1). L'accès aux informations portées par le signal se fait via les paramètres du filtre générateur d'où le qualificatif de méthodes paramétriques.



Figure III-1 : Schéma illustratif.

III-1. Généralité sur les modèles paramétriques

Les méthodes paramétriques d'analyse spectrale nécessitent une connaissance a priori des caractéristiques du signal (allure générale de son spectre). Elles permettent de dresser un modèle mathématique du signal à partir des coefficients d'un filtre.

La plupart des processus sont bien approximés par un modèle rationnel linéaire. Un modèle général est le modèle ARMA (p, q) (Cf, figure III-2), (Auto Regressive Moving Average) défini par l'équation de récurrence [63] :

$$x(n) = - \sum_{k=1}^p a_k x(n-k) + \sum_{k=0}^q b_k u(n-k) \quad (3-1)$$

Ce signal peut être considéré comme la sortie d'un filtre linéaire, dont l'entrée est $u(n)$ et la fonction de transfert $H(z)$ définie par :

$$H(z) = \frac{B(z)}{A(z)} = \sum_{k=0}^{\infty} h_k z^{-k} \quad (3-2)$$

Avec :

$$A(z) = 1 + \sum_{k=1}^p a_k z^{-k} \quad (3-3)$$

$$B(z) = 1 + \sum_{k=1}^q b_k z^{-k} \quad (3-4)$$

La résolution des polynômes $A(z)$ et $B(z)$ nous donne les pôles et les zéros de $H(z)$ dans le plan complexe.

Où :

- a_k et b_k sont les coefficients du modèle linéaire.
- $A(z)$ et $B(z)$ sont les coefficients du filtre.
- $H(z)$ représente la fonction de transfert du filtre AR.

Pour que le processus $x(n)$ soit stationnaire, il est nécessaire que $H(z)$ soit stable et causal, i.e. que $A(z)$ ait ses zéros à l'intérieur du cercle unité. On considère que l'entrée $u(n)$ du filtre est un bruit blanc Gaussien de moyenne nulle [63].

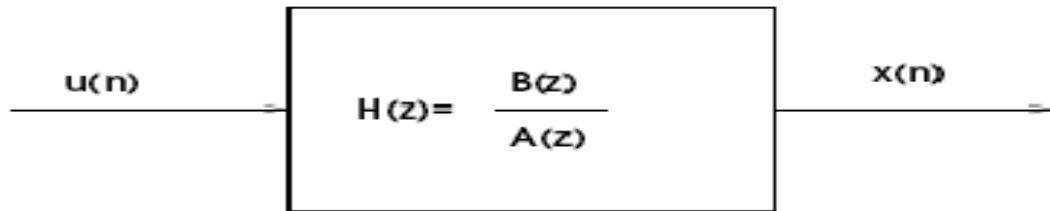


Figure III-2 : Processus ARMA (p, q), vu comme la sortie d'un filtre linéaire.

III-2. Cas particuliers de ARMA (p, q)

III-2.1. Autorégression AR(p)

La notation AR(p) définit un filtre « tout pôle » [63], i.e. dans le cas où tous les termes b_k de l'équation de récurrence (3-1) sont nuls pour $k=1, 2, \dots, q$, le modèle paramétrique se réduit à un processus autorégressif d'ordre p, noté AR(p) [7, 8].

L'équation de récurrence $x(n)$ s'écrit alors :

$$x(n) = - \sum_{k=1}^p a_k x(n - k) \quad (3-5)$$

III-2.2. Moyenne ajustée MA(q)

La notation MA(q) désigne un filtre « tout zéro » [63], i.e. dans le cas où tous les termes a_k de l'équation (3-1) sont nuls pour $k=1, 2, \dots, p$, le modèle paramétrique se réduit à un modèle à moyenne ajustée (MA) d'ordre q, noté MA (q) [7, 8].

L'équation de récurrence $x(n)$ s'écrit :

$$x(n) = \sum_{k=0}^q b_k u(n - k) \quad (3-6)$$

Le modèle MA correspond au cas où tous les $a_i=0$, sauf a_0 , avec en plus les hypothèses :

- Moyenne du signal d'entrée nulle : $E[e(n)]=0$.
- Variance du signal d'entrée telle que : $E[e(n)e(n+k)]=\sigma^2$ si $k=0$, 0 si $k>q$.

III-3. Modèle autorégressif (AR)

La modélisation AR est l'une des méthodes la plus utilisée en analyse spectrale paramétrique.

Un modèle autorégressif est un filtre tout-pôle (composé uniquement de pôles) à travers duquel passe un bruit blanc [64]. On détermine les coefficients de ce filtre de telle sorte que le signal à sa sortie reproduise le plus possible le signal à modéliser.

III-3.1. Principe

Le modèle AR exprime le signal à l'instant n comme étant une combinaison linéaire des p échantillons précédant l'instant n [8, 64].

L'intérêt de cette méthode réside dans la possibilité d'obtenir des estimations très précises des paramètres AR (atteignant les bornes de Cramer-Rao pour des rapports signal-à-bruit élevés) même pour un nombre faible d'échantillons.

Du fait que l'on puisse prédire linéairement la valeur future d'un signal en se basant sur les observations précédentes, on pourra exploiter le signal en dehors de la fenêtre d'observation pour augmenter la résolution [7, 8].

Le modèle AR d'ordre p est défini par :

$$u(n) = - \sum_{k=1}^p a_k u(n-k) + w(n) \quad (3-7)$$

Où :

- $\{a_k\}$ sont les paramètres AR,
- $w(n)$ un bruit blanc centré.

En supposant que le bruit $w(n)$ peut être négligé, le signal mesuré $x(n)$ peut être approché [60] par :

$$x(n) = \sum_{k=1}^p a_k x(n-k) \quad (3-8)$$

Lorsqu'un signal $u(n)$ est approché par le modèle (3-1), le bruit $w(n)$ correspond à l'erreur de modélisation qui ne vérifie pas forcément l'hypothèse de blancheur [8, 63]. Le signal $u(n)$ correspond donc, au filtrage linéaire du bruit blanc $w(n)$ par un filtre stable de fonction de transfert en z définie par:

$$H(z) = \frac{1}{1 + \sum_{k=1}^p a_k z^{-k}} = \frac{1}{A(z)} \quad (3-9)$$

Le choix d'un filtre stable impose aux racines du polynôme $A(z)$ d'être de module strictement inférieur à 1, i.e. que ces racines soient à l'intérieur du cercle unité.

Un signal $x(n)$ composé d'une somme de sinusoides s'exprime par la relation de récurrence suivante :

$$x(n) = \sum_{k=1}^K A_k \cos(2\pi f_k n + \phi_k) = -\sum_{k=1}^{2K} a_k x(n - k) \quad (3-10)$$

Les pôles $Z_k = e^{j2\pi f_k}$ sont les racines du polynôme suivant :

$$1 + \sum_{k=1}^p a_k z^{-1} = \prod_{k=1}^K (1 - Z_k z^{-1})(1 - Z_k^* z^{-1}) \quad (3-11)$$

Avec : $k=1,2,\dots,K$

Les pôles $Z_k = \exp(j2\pi f_k)$ et Z_k^* complexe conjugué de Z_k , contiennent l'information qui permet d'extraire les fréquences recherchées du signal $x(n)$. Pour pouvoir déterminer les pôles Z_k , l'ordre K du modèle générateur ainsi que ses paramètres a_k doivent être connus.

III-4. Densité spectrale de puissance(DSP)

Le tableau ci-dessous représente les densités spectrales de puissance des différents modèles [7, 64, 65]:

Modèle	Type de DSP	Forme de la DSP
AR(p)	Autorégressif	$\frac{\sigma^2}{\left 1 + \sum_{k=1}^p a_k e^{-j2\pi f}\right ^2}$
MA(q)	Moyenne ajustée	$\sigma^2 \left 1 + \sum_{k=1}^q b_k e^{-j2\pi f}\right ^2$
ARMA (p,q)	Autorégressif- Moyenne ajustée	$\frac{\sigma^2 \left 1 + \sum_{k=1}^q b_k e^{-j2\pi f}\right ^2}{\left 1 + \sum_{k=1}^p a_k e^{-j2\pi f}\right ^2}$

Tableau III-1 : Tableau des densités spectrales de puissance des différents modèles.

Où σ^2 est la variance du bruit blanc.

La densité spectrale de puissance est définie comme la transformée en z de la fonction de corrélation [8,63] :

- Elle représente la répartition de la puissance sur l'axe des fréquences.
- Elle est quadratique c'est-à-dire qu'elle est indépendante de la phase du signal.
- Elle est toujours réelle et positive.

Un bruit blanc gaussien complexe de variance σ^2 est un processus complexe dont la partie réelle et la partie imaginaire sont deux bruits blancs gaussiens de même variance $\sigma^2 / 2$, indépendants l'un de l'autre.

III-5. Relations entre les modèles

De façon générale, les processus AR ont des spectres possédant des pics (dûs aux pôles dans le spectre) alors que les processus MA présentent des "vallées" dans leur spectre (figure III-3).

Le spectre d'un modèle ARMA (p, q) dépend uniquement des paramètres ($a_1, \dots, a_p, b_1, \dots, b_q, \sigma^2$) [63].

Tout modèle ARMA (p, q) ou AR(p) peut être exprimé par un modèle MA(∞). De même, on peut exprimer tout modèle ARMA (p, q) ou MA(q) par un modèle AR(∞) [60,63].

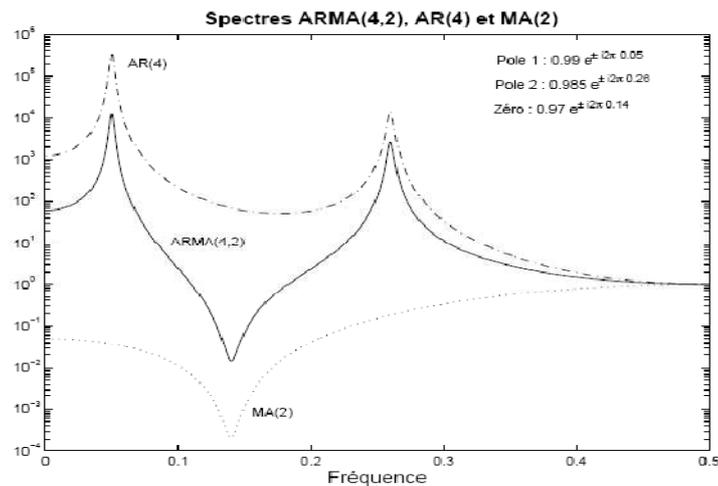


Figure III-3 : Différences entre spectres ARMA, AR et MA.

III-6. Paramètres du modèle Autoregréssif

III-6.1. Equation de Yule-Walker

L'estimation de la densité spectrale de puissance donnée (3-12) dans le cas du modèle AR, nécessite la connaissance des coefficients a_k et la variance du bruit σ^2 :

$$P_{AR} = \frac{\sigma^2}{\left|1 + \sum_{i=1}^p a_i e^{j2\pi f_i k}\right|^2} \quad (3-12)$$

Il existe des relations linéaires entre ces coefficients et la fonction d'autocorrélation du signal $x(n)$ à analyser. Ces relations sont connues sous le nom des équations de Yule-Walker développées ci-dessous. La fonction d'autocorrélation du signal $x(n)$ a pour expression :

$$r_{xx}(k) = E[x_{n+k}x_n] \quad (3-13)$$

Où $r_{xx}(k)$ désigne l'estimateur de la fonction d'autocorrélation.

$$r_{xx}(k) = E\left[x(n) \cdot \left(-\sum_{l=1}^p a_l x(n-l+k)\right) + W_n(n+k)\right] \quad (3-14)$$

$$r_{xx}(k) = -\sum_{l=1}^p a_l r_{xx}(k-l) + E[W(n+k) \cdot x(n)] \quad (3-15)$$

Le deuxième terme est nul sauf en $k=0$ où il vaut σ^2 par définition, et où on pose $a_0=1$. On a donc un modèle défini par un système de $p+1$ équations à $p+1$ inconnues. La résolution de ce système peut se faire en usant d'une méthode classique, comme par exemple une méthode de Gauss [7, 8], ce qui nécessite un nombre important d'opérations (en $O(p^3)$). Cependant on peut utiliser l'algorithme de Levinson-Durbin qui exploite la structure Toeplitz de la matrice d'autocorrélation (les éléments parallèles à la diagonale principale sont égaux) définie positive [65]. Cet algorithme présente l'avantage d'une structure récursive ne nécessitant que $O(p^2)$ opérations [7,8].

III-6.2. Algorithme de Levinson Durbin

Pour déterminer les paramètres par résolution des équations Yule-Walker et en usant de méthodes d'analyse numérique classique, on est amené à résoudre plusieurs fois un système linéaire. Cette approche présente l'inconvénient de nécessiter un temps de calcul important [60]. En profitant de la structure particulière de la matrice de corrélation (matrice de Toeplitz)

l'algorithme de Levinson, permet de réduire cette complexité [7, 8]. Cette procédure consiste à exprimer les paramètres du modèle d'ordre k en fonction de ceux du modèle d'ordre $k-1$, jusqu'à l'ordre $k=p$ i.e. cet algorithme permet de résoudre efficacement les équations du système (3-13), calcule récursivement l'ensemble des paramètres du modèle ($a_i; \rho_i$ avec $i = 1 \dots P$) ainsi que σ . L'algorithme de Levinson est initialisé par :

$$a_i = \frac{r_{xx}(1)}{r_{xx}(0)} \quad (3-16)$$

et

$$\rho = (1 - |a_1|^2) \cdot r_{xx}(0) \quad (3-17)$$

Où ρ est un coefficient de réflexion.

Pour $k = 2, 3, \dots, p$, et Pour $i=1, 2, \dots, k-1$ on pose :

$$a_k(k) = \frac{r_{xx}(k) + \sum_{l=1}^{k-1} a_{k-1}(l) * r_{xx}(k-1)}{\rho_{k-1}} \quad (3-18)$$

$$a_k(i) = a_{k-1}(i) + a_{k-1}(i) * a_{k-1}(k-i) \quad (3-19)$$

$$\rho_k = (1 - |a_k(k)|^2) \cdot \rho_{k-1} \quad (3-20)$$

et finalement $a_p(p) = a(p)$; $\rho_p = \sigma^2$ [62] pour $i=1, 2, \dots, p$. Donc un processus AR(p) est défini par :

$$r_{xx}(k) = \begin{cases} -\sum_{i=1}^p a_1(i) * r_{xx}(k-i) & \text{pour } k \geq 1 \\ -\sum_{i=1}^p a_1(i) * r_{xx}(i) + \sigma^2 & \text{pour } k = 0 \end{cases} \quad (3-21)$$

III-6.3. Méthodes basées sur la minimisation de l'erreur de prédiction

Cette méthode d'estimation est appelée méthode des covariances car la matrice ($X_1^H X_1$) et le vecteur ($X_1^H x_1$) sont les estimateurs du signal $x(n)$ à un coefficient multiplicatif près.

Si on souhaite approcher un signal $x(n)$, $n = 0, 1, 2, \dots, N-1$, par le modèle AR donné par l'équation (3-5) en minimisant la puissance de l'erreur d'approximation (ou erreur de prédiction) [61] :

$$\min \left\{ \varepsilon = \sum_{k=p}^{N-1} |w(n)|^2 = \sum_{k=p}^{N-1} |x(n) + \sum_{k=1}^p a_k x(n-k)|^2 \right\} \quad (3-22)$$

La solution de ce problème des moindres carrés (LS : least squares) s'exprime par :

$$\hat{a} = -(X_1^H X_1)^{-1} X_1^H x_1 \quad (3-23)$$

Où :

- $(.)^H$ désigne le transposé conjugué de $(.)$,
- \hat{a} est l'estimateur de a
- X' est la matrice transposée de X .

Avec :

$$\hat{a} = \begin{bmatrix} \hat{a}_1 \\ \vdots \\ \hat{a}_p \end{bmatrix}; X_1 = \begin{bmatrix} x(p-1) & \cdots & x(0) \\ \vdots & \ddots & \vdots \\ x(N-2) & \cdots & n(N-p-1) \end{bmatrix}; X' = \begin{bmatrix} x(p) \\ \vdots \\ x(N-1) \end{bmatrix} \quad (3-24)$$

Afin de ne pas se limiter uniquement au cas des signaux réels, nous garderons par la suite les notations complexes. Morf a élaboré un algorithme récursif en ordre permettant de calculer cette solution sans inversion de matrice. Les pôles estimés peuvent parfois être à l'extérieur du cercle unité mais c'est relativement rare. Cette méthode peut être améliorée en tenant compte du fait que le signal $y(n)$ vérifie les équations suivantes :

$$\hat{a} = \begin{bmatrix} \hat{a}_1 \\ \vdots \\ \hat{a}_p \end{bmatrix}; X_1 = \begin{bmatrix} x(p-1) & \cdots & x(0) \\ \vdots & \ddots & \vdots \\ x(N-2) & \cdots & n(N-p-1) \end{bmatrix} \quad (3-25)$$

$$x(n) = - \sum_{k=1}^p a_k^* x(n+k) + w_r(n) \quad (3-26)$$

Où $w_r(n)$ représente l'erreur de prédiction arrière, par contre dans l'équation (3-5) $w(n)$ est l'erreur de prédiction avant. La solution des moindres carrés qui minimise la somme des erreurs de prédiction arrière et avant est donnée comme suit :

$$\hat{a} = -(X_2^H X_2)^{-1} X_2^H x_1 \quad (3-27)$$

Où : \hat{a} est l'estimé de a .

$$\hat{a} = \begin{bmatrix} \hat{a}_1 \\ \vdots \\ \hat{a}_p \end{bmatrix}; X_2 = \begin{bmatrix} x^*(N-p) & \cdot & \cdot & \cdot & x^*(N-1) \\ \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot \\ \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot \\ x^*(p) & \cdot & \cdot & \cdot & x^*(1) \\ x(p-1) & \cdot & \cdot & \cdot & x(0) \\ \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot \\ \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot \\ x(N-2) & \cdot & \cdot & \cdot & x(N-p-1) \end{bmatrix} \text{ et } X_2' = \begin{bmatrix} x^*(N-p-1) \\ \vdots \\ x^*(0) \\ x(p) \\ \vdots \\ x(N-1) \end{bmatrix} \quad (3-28)$$

Cette méthode est appelée méthode modifiée des covariances [61]. Elle est généralement plus performante que la méthode des covariances (où méthode du maximum d'entropie) car elle est un cas particulier lorsque le bruit est Gaussien. Burg a développé un algorithme récursif permettant d'obtenir les coefficients de réflexion qui minimisent la somme des erreurs de prédiction avant et arrière, ce qui permet d'en déduire, en utilisant la récursion de Levinson-Durbin, les paramètres AR. L'avantage de cette méthode est que les pôles estimés sont toujours à l'intérieur ou sur le cercle unité, ce qui assure la stabilité du filtre. Ses principaux inconvénients sont un dédoublement des raies spectrales dans le cas d'un signal composé d'une sinusoïde bruitée avec un fort rapport signal sur bruit et une sensibilité à la phase initiale.

La sensibilité de la solution est évaluée grâce au conditionnement du système. D'après Goulub cette sensibilité est donnée par :

$$k = \frac{\lambda_{max}}{\lambda_{min}} \quad (3-29)$$

Où : λ_{max} et λ_{min} sont les valeurs propres de la matrice.

Lorsque l'estimation des paramètres AR est réalisée au sens des moindres carrés, la sensibilité aux phases initiales diminue mais peut rester importante si le nombre d'échantillons

est faible. W. Y. Chen [7, 8] a montré par des simulations que cette sensibilité diminue quand le nombre de données augmente.

III-7. Méthode de Burg

Le principe de la méthode de Burg est basé sur la minimisation de la moyenne arithmétique des erreurs de prédiction avant et arrière, données respectivement par (3-31) et (3-32). Ce processus est appliqué pour chaque ordre p ($1 < p < p + 1$) en utilisant la méthode de Levinson relative aux paramètres du modèle AR et la variance du bruit blanc donnée par l'expression suivante :

$$\eta = \frac{1}{2} \left(\frac{1}{N} \sum_{n=p+1}^N |W_p^{ar}(n)|^2 + \frac{1}{N} \sum_{n=p+1}^N |W_p^{av}(n)|^2 \right) \quad (3-30)$$

Les erreurs de prédiction avant et arrière sont définies comme suit :

$$W_p^{ar}(n) = X_n + \sum_{i=1}^p a_{i,p}^{ar} X_{n-i} \quad (3-31)$$

$$W_p^{av}(n) = X_n + \sum_{i=1}^p a_{i,p}^{av} X_{n+i} \quad (3-32)$$

$$a_{i,p} = \begin{cases} a_{i,p-1} + \rho_p a_{i-1,p-1} & \text{si } 1 \leq i \leq p-1 \\ \rho_p & \text{si } i = p \end{cases} \quad (3-33)$$

Où :

- a_i sont les coefficients du modèle
- ρ_k sont les coefficients de réflexion

La méthode de Burg est très utile dans la modélisation des signaux interférométriques, car elle assure la stabilité (les pôles sont toujours à l'intérieur du cercle unité), contrairement à la méthode de la covariance et de la covariance modifiée.

La méthode de Burg présente une meilleure résolution que la méthode de Yule-Walker dans le cas des courtes séquences (qui nécessite un prétraitement des données (fenêtrage)).

III-8. Sélection de l'ordre du modèle

L'ordre p du modèle peut être fixé arbitrairement. Cependant, il doit être choisi de manière précise.

- si l'ordre est trop faible, le modèle ne représentera pas les propriétés intrinsèques du signal (engendre un lissage des composantes spectrales) i.e. entraînerait une perte d'informations.
- si l'ordre est trop élevé, le modèle représentera les propriétés du signal qui sont dues aux bruits (la présence de composantes spectrales parasites) i.e. produirait des pôles fantômes [66].

L'ordre du modèle peut être choisi par un critère généraliste, comme par exemple, le critère AIC (Akaike Information Criterion) donné par:

$$AIC(K) = N * \ln(\sigma^2(K)) + 2K \quad (3-34)$$

Avec :

- N : nombre d'échantillons.
- $\sigma^2(K)$: variance du bruit à l'ordre K .

L'ordre optimal est celui qui minimise l'AIC(K). Les simulations effectuées pour une cible et sans balayage montrent que le choix de l'ordre par AIC est légèrement surestimé pour des séquences courtes, mais sinon pourrait conduire à des résolutions largement meilleures que 10^{-6} . Il existe d'autres critères d'évaluations élaborées en se basant sur une analyse statistique. Cependant, ce ne sont toujours que des estimateurs [60]. Comme exemple on peut citer la méthode FPE (Final Prediction Error) qui est définie par :

$$FPE = \sigma_p^2 \frac{N+P+1}{N-P-1} \quad (3-35)$$

La valeur de p qui minimise la FPE correspond à l'ordre du modèle [60].

Ces critères sont très utilisés en pratique bien qu'ils aient tendance à sous-estimer l'ordre du modèle.

III-9. Extraction des fréquences

Dans le cas d'un signal composé de sinusoides, le polynôme des paramètres $A(z)$ peut se factoriser en K binômes de la forme X^2-SX+P dont les racines, qui sont par conséquent des pôles du modèle AR, sont des complexes conjugués donnés par :

$$Z_k = \alpha_k * \exp(j2\pi f_k) \quad (3-36)$$

$$Z_k^* = \alpha_k * \exp(-j2\pi f_k) \quad (3-37)$$

Il suffit alors d'extraire la fréquence par la relation suivante [7,66, 67, 68]:

$$f_k = \frac{\text{Im}(\ln(Z_k))}{2\pi} \quad (3-38)$$

La variance de cette fréquence tend vers les bornes de Cramer - Rao qui s'écrit dans le cas d'un signal monochromatique entaché d'un bruit blanc, pour un ordre 2 :

$$\text{var}(\hat{f}_1) \geq \frac{6\sigma^2}{A_1^2 N(N^2-1)(2\pi)^2} \quad (3-39)$$

Avec

$$\text{SNR} = \frac{A_1^2}{2\sigma^2} \quad (3-40)$$

En théorie, cette borne est de l'ordre de 10^{-10} pour un SNR de 30 dB [7, 8, 69, 70].

III-10. Bruit d'un signal

Il s'agit d'un signal parasite venant perturber une information pendant son transport [71,72]. En toute rigueur un bruit blanc est dénué d'existence, car une densité spectrale identique pour toutes les fréquences conduirait à une variance, mesurée par l'aire sous la courbe, infinie (et donc une énergie infinie). Il n'existe donc que des bruits blancs limités à une bande de fréquences. Le bruit lui-même peut être considéré comme une source d'information.

III-10.1. Bruit blanc

Un bruit blanc est une réalisation d'un processus aléatoire dans lequel la densité spectrale de puissance est identique pour l'ensemble des fréquences [71] (fréquences constantes).

Par comparaison avec la lumière blanche qui contient l'ensemble des fréquences lumineuses avec la même intensité, un bruit blanc est un processus stochastique qui possède la même densité spectrale de puissance pour l'ensemble des fréquences. Ceci correspond à une autocorrélation nulle en tout point sauf à l'origine : le processus est décorrélé. S'il est gaussien, cette décorrélation entraîne l'indépendance.

La décorrélation conduit à une puissance moyenne ou variance illimitée. Le processus correspondant ne peut par conséquent pas exister. Cependant ceci constitue une approximation commode pour le calcul de la réponse d'un dispositif peu amorti. Plus concrètement, un bruit blanc filtré à la fréquence f_c correspond à un processus échantillonné à $1 / 2f_c$, ce résultat étant utilisé dans les simulations.

III-10.2. Bruit gaussien

On parle fréquemment de bruit blanc gaussien, c'est un bruit blanc qui suit une loi normale de moyenne et variance données. Un bruit gaussien est un bruit dont la fonction de densité de probabilité est une distribution normale (également connue en tant que distribution gaussienne).

III-10. 3. Rapport signal/bruit

Le rapport signal/bruit (souvent abrégé SNR ou S/N =Signal to Noise Ratio) définit le rapport d'une puissance de signal à la puissance de bruit corrompant le signal. En termes moins techniques, le rapport signal/bruit compare le niveau d'un signal désiré (tel que la musique) au niveau du bruit de fond. Plus le rapport est haut, moins le bruit de fond est important.

Le rapport signal-bruit est un terme utilisé en ingénierie, en traitement du signal ou en théorie de l'information pour désigner le rapport entre la grandeur d'un signal (information utile, significative) et celle du bruit (information inutile, non significative). Comme de nombreux signaux ont une échelle dynamique élevée, les rapports signal-bruit sont fréquemment exprimés en décibels, dans une échelle logarithmique.

Le rapport signal sur bruit sert à désigner la qualité d'une transmission d'information comparé aux parasites. Ce rapport s'obtient alors en comparant le signal d'entrée avec le signal de

sortie pour mesurer le niveau du bruit (signal parasite) ajouté par l'équipement mais également en sciences expérimentales. En détection, le SNR s'obtient en déterminant le rapport entre les signaux reçus en provenance de la source observée et les signaux reçus partout ailleurs. A titre d'exemple, on peut citer le cas d'observations astronomiques, où le CCD utilisé comme détecteur reçoit des photos autant de l'objet observé que de ce qui entoure cet objet.

III-10. 3.1. Facteur de bruit

Le facteur de bruit est le rapport entre les rapports signal sur bruit en sortie et en entrée. Il caractérise par conséquent la dégradation apportée par cet étage. Le facteur de bruit est donné par :

$$F = \frac{S/N_{\text{entrée}}}{S/N_{\text{sortie}}} \quad (3-41)$$

Où $\frac{S}{N}$ est le rapport signal sur bruit.

On exprime souvent le facteur de bruit et le rapport signal sur bruit en unités logarithmiques, les décibels. Les rapports prennent alors la forme de différences entre valeurs en dB.

III-10.3.2. Amélioration du rapport signal sur bruit

Les méthodes classiques pour perfectionner le rapport signal/bruit sont :

- augmenter le signal émis, en faisant attention à ne pas saturer ;
- diminuer le bruit de fond ambiant, par exemple en maîtrisant mieux l'environnement, ou alors en isolant l'émetteur et le récepteur dans un espace confiné ;
- diminuer la température pour diminuer l'effet thermique ;
- filtrer le signal (Le filtrage est efficace quand le signal et le bruit ont des caractéristiques différentes). Par exemple :
 - si l'intensité du signal est forte et celle du bruit faible, on peut couper les variations de faible amplitude, avec un expanseur ;
 - si la fréquence du signal et du bruit sont différentes, on peut filtrer selon la fréquence ;
 - si le signal est régulier et que le bruit est aléatoire, on peut augmenter le temps d'acquisition et faire la moyenne.

Chapitre IV

Résultats et discussions

La détermination des lois de comportement mécanique des matériaux pose le problème de la mesure de la forme 3D et des champs de déplacements ou de déformations. Pour l'obtention d'une information de champ (signal), sans contact et avec une résolution spatiale élevée, les méthodes optiques s'imposent dans la mesure des contraintes. La qualité des résultats de mesures acquises lors de différentes sollicitations sont associées aux études de simulation des processus de fabrication. Ces simulations ont permis de modéliser et de prédire ces lois de comportement pour des géométries complexes.

L'objectif fixé et présenté dans ce mémoire est de développer un algorithme ayant pour objectif de restituer des profils simulés en usant des méthodes paramétriques. La procédure consiste à analyser un signal interférométrique pour chaque position sur la base du profil 3-D simulé. Les résultats de cette simulation pourraient être appliqués à détecter des défauts mécaniques en analysant des interférogrammes issus d'hologrammes des pièces mécaniques. Dans ce traitement, le signal considéré a été assimilé à une sinusoïde dont il faut restituer la fréquence contenant l'information recherchée. Néanmoins une technique de fenêtre glissante a été considérée améliorant la résolution de restitution des profils. Cette technique pourrait faire l'objet de l'estimation des paramètres d'un signal composé d'une somme de sinusoïdes modulées exponentiellement et perturbées par un bruit additif.

IV-1. Type de déformation traitée

Le choix du profil simulé est motivé par une application ultérieure des résultats obtenus à une plaque carrée fixée par ses bords, de dimensions 600x600 pixels, ayant subi une déformation verticale. En appliquant une force \vec{F} de charge au centre de cette plaque, une déformation se produit suivant l'axe des Z (i.e. subissant une traction verticale au milieu). L'intensité de ce déplacement est une caractéristique de l'élasticité matérielle considérée. Cette forme possède la

propriété d'être symétrique par rapport à l'axe vertical passant par le centre et s'annuler sur les bords.

Ce modèle proposé a été appliqué pour reconstruire des profils 3D figure (IV-10), définies par leurs équations mathématiques en coordonnées cartésiennes. Par commodité de traitement un système de coordonnées polaires a été utilisé.

IV.2. Programme de simulation

Le programme que nous avons implanté sur un micro-ordinateur compatible PC est développé sous l'environnement du logiciel Matlab. Dans le but de déterminer les paramètres du modèle autorégressif dans notre analyse, les méthodes basées sur la minimisation de l'erreur de prédiction ont été utilisées. En usant de l'algorithme de Burg, les coefficients de réflexion ont été calculés. Ces coefficients ont permis de déterminer les paramètres du modèle utilisant l'algorithme récursif de Levinson Durbin.

IV-3. Description de la méthode utilisée

Dans le but de traiter un interférogramme par la méthode AR il est suffisant de disposer de l'interférogramme à analyser et dont la forme projetée dans le plan (x, y) est donnée par la figure IV-1. Lorsque deux ondes cohérentes interfèrent la partie spatiale du signal interférométrique résultant est donnée par :

$$i(x, y) = a(x, y) + b(x, y) \cos[\varphi(x, y)] \quad (4-1)$$

Où a représente l'intensité de fond, b la visibilité de frange, et φ la phase de la frange. En coordonnées polaires cette expression devient :

$$I(r, \theta) = a(r, \theta) + b(r, \theta) \cos[\varphi(r, \theta)] \quad (4-2)$$

Dans la simulation il a été considéré: $a(r, \theta) = 0$; $b(r, \theta) = 1$; $0 \leq r \leq 300$ et $(0 \leq \theta \leq 2\pi)$.

Dans le cas où le maximum du profil initial symétrique correspond à 6 franges la forme de l'interférogramme définie par l'équation (4-1) est représentée sur la figure IV-1.

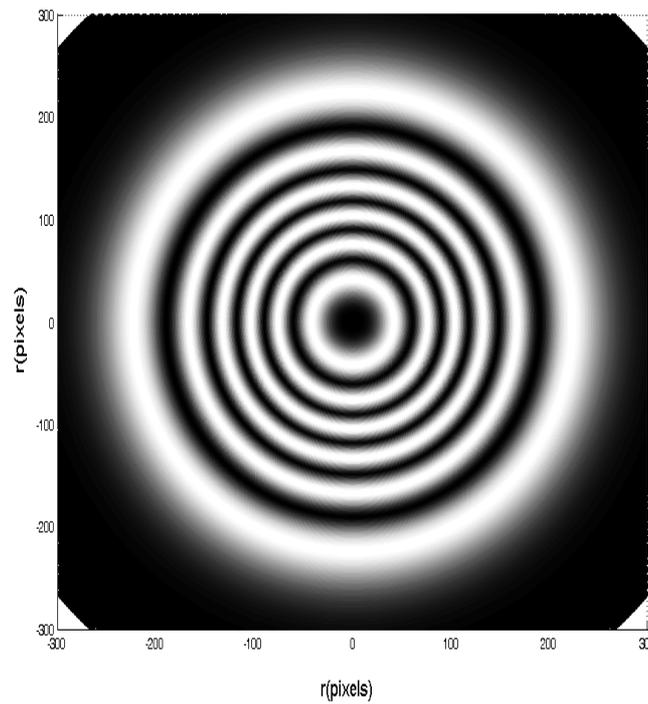


Figure IV-1: interférogramme simulé dans le cas de 6 franges.

La phase $\varphi(r, \theta)$ apparaissant dans (4-2) contient l'information relative aux déformations mécaniques à étudier.

En employant le model AR2, et en analysant l'interférogramme le long des axes perpendiculaires Ox et Oy , on peut extraire les composants (f_x, f_y) de la fréquence spatiale pour chaque point de coordonnées (x, y) . Cependant, il est souvent plus commode d'explorer l'interférogramme en considérant un système de coordonnées polaires (r, θ) . Ainsi chaque position M sur le plan de l'interférogramme sera repérée par $r = |\overrightarrow{OM}|$ et par l'angle azimutal $\theta = (\overrightarrow{Ox}, \overrightarrow{OM})$.

La phase de cette équation (4-1) dans cette simulation est définie dans un système de coordonnées polaires par l'équation mathématique:

$$G(r) = \frac{10^5}{\sqrt{2\pi\sigma}} \exp\left[-\frac{r^2}{2\sigma}\right] \quad (4-3)$$

Avec : $\sigma = 10^4$ et $0 \leq r \leq 300$ pixels et dont le profil maximale correspond à 37.69 radians.

La fréquence restituée est déduite par :

$$f_k = \frac{\text{Im}(\ln(Z_K))}{2\pi} \quad (4-4)$$

Où les Z_K sont donnés par (3-36).

La fréquence estimée \hat{f}_1 est alors définie par :

$$\hat{f}_1 = \frac{\text{Im}(\ln(Z_1))}{2\pi} \quad (4-5)$$

Lorsque le signal est représenté par une seule sinusoïde, il suffit de déterminer la fréquence estimée en usant du modèle AR à l'ordre 2 (AR2).

IV-4. Définition de la méthode fenêtrage glissant

La méthode d'échantillonnage (ou fenêtrage glissant) consiste à prélever sur un signal dont l'évolution est continue en distance, des échantillons représentant l'amplitude des fréquences en fonction de la distance.

IV-4.1. Fréquences de restitution

Cette méthode suppose que le signal est composé d'un certain nombre de sinusoïdes dont il convient de trouver les fréquences. Pour des raisons de simplification, les prélèvements sont réalisés régulièrement avec une périodicité constante appelée période d'échantillonnage (ou pas de glissement de la fenêtre).

Compte tenu du fait que le profil considéré est symétrique, la procédure présentée dans ce qui suit concerne le traitement effectué suivant une direction déterminée (r, θ). Une fois réalisé, le profil restitué est généralisé suivant tout le plan de base en faisant varier l'angle θ de 0 à 2π .

Dans cette étude le pas de glissement est pris égal à 25 pixels pour une fenêtre large de 100 pixels. L'opération d'échantillonnage par fenêtrage d'un signal $I(r, \theta)$ consiste à enregistrer la valeur des fréquences restituées entre deux prélèvements successifs. Ces fréquences sont calculées par la méthode AR2 en considérant un pas d'échantillonnage unitaire. Ainsi par cette procédure, 12 (300/25) fréquences $f_k, k=1,2,\dots, 12$, ont été déterminées.

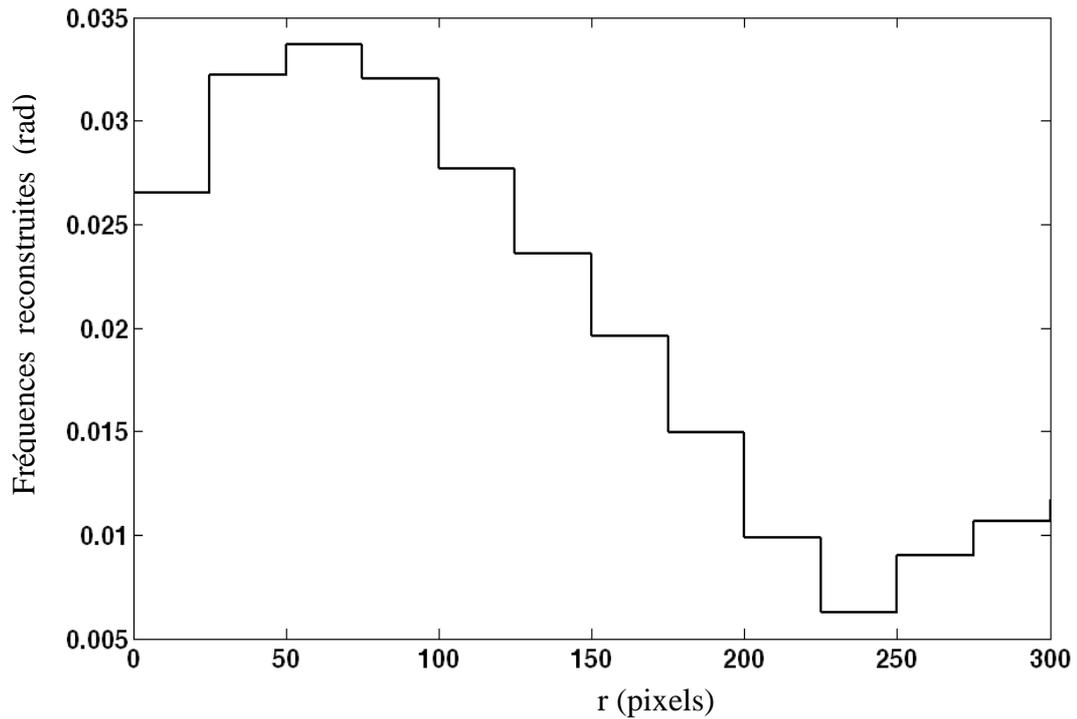


Figure IV-2: Fréquences reconstruites par AR2 pour différentes positions de la fenêtre pour une direction (r, θ) donnée.

La figure IV-2 illustre pour une direction (r, θ) donnée la fonction en escalier des fréquences calculées pour les différentes positions de la fenêtre. Il est clairement montré qu'à partir de $r=250$ les fréquences sont mal restituées (région pointée) sur la figure IV-3.

IV-4.2. Problème des bords

La figure (IV.3) illustre la variation des fréquences reconstruites en fonction de r dans le cas où le maximum du profil simulé $G(r)$ correspond à $N=6$ franges (correspondant à environ 38 rads), en utilisant de la théorie présentée ci-dessus. Pour remédier aux manques engendrés par les effets de bords [les zones pointées en rouge (figure IV-3)] ces fréquences ont été forcées au minimum à partir de la position $r = 250$ pixels (figure IV-4). Pour lever l'ambiguïté de phase relative au changement de concavité de la courbe, des hypothèses complémentaires ont été considérées. En première étape, cette courbe a été échantillonnée par des points dont chacun est repéré par une fréquence positionnée au début de la marche d'escalier décalée d'un pas (25 pixels) dans le sens négatif. Le résultat de cette étude est montré sur la figure IV-4 donnant la variation des fréquences ainsi modulées f_{mod} en fonction de r .

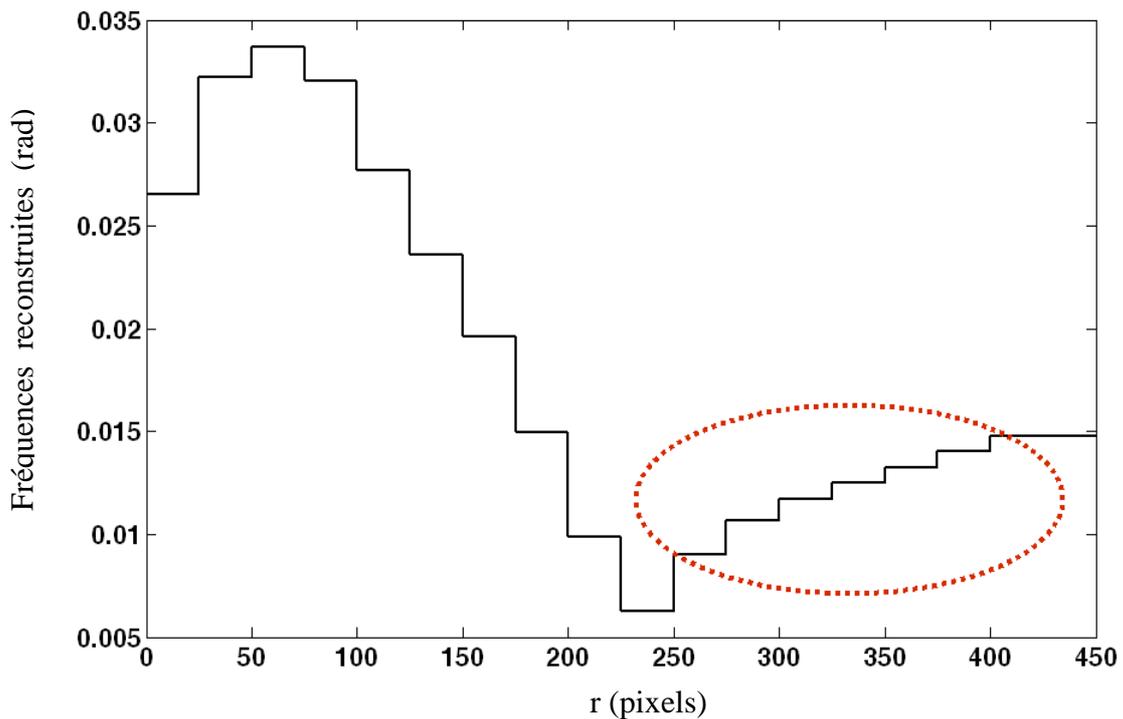


Figure IV-3: Fréquences f calculées par AR2 en fonction de la position r .

Dans le but d'associer chaque fréquence restituée à la coordonnée correspondant au centre de la fenêtre, les fréquences f_{mod} ont été translatées de 50 pixels correspondant à la demi-largeur de la fenêtre. La variation des fréquences pour r variant de 0 à 50 pixels a été considérée linéaire (zone en bleu sur la figure IV-4). Le résultat de cette étude est montré sur la figure IV-5 (courbe en rouge).

En dernière étape, ces fréquences ont été fitées par un polynôme d'ordre 4 donnant ainsi la fonction f_{fit} représentant la loi de variation des fréquences restituées en fonction de la position r , comme il est montré sur la figure IV-6.

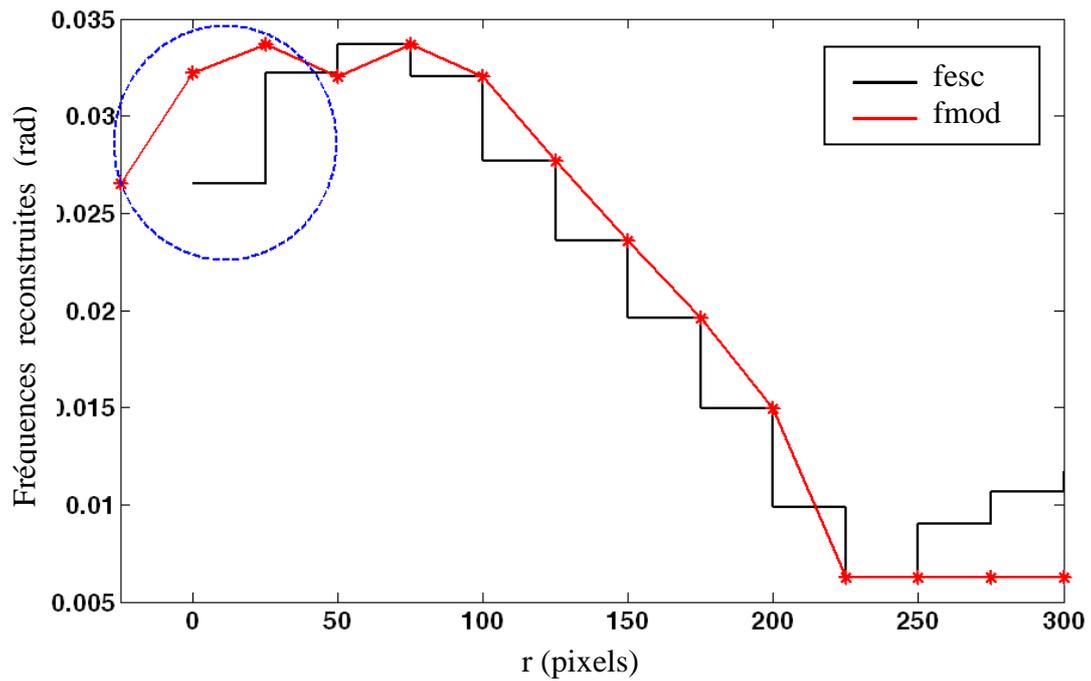


Figure IV-4: Fréquences modulées fmod par rapport aux fréquences fesc.

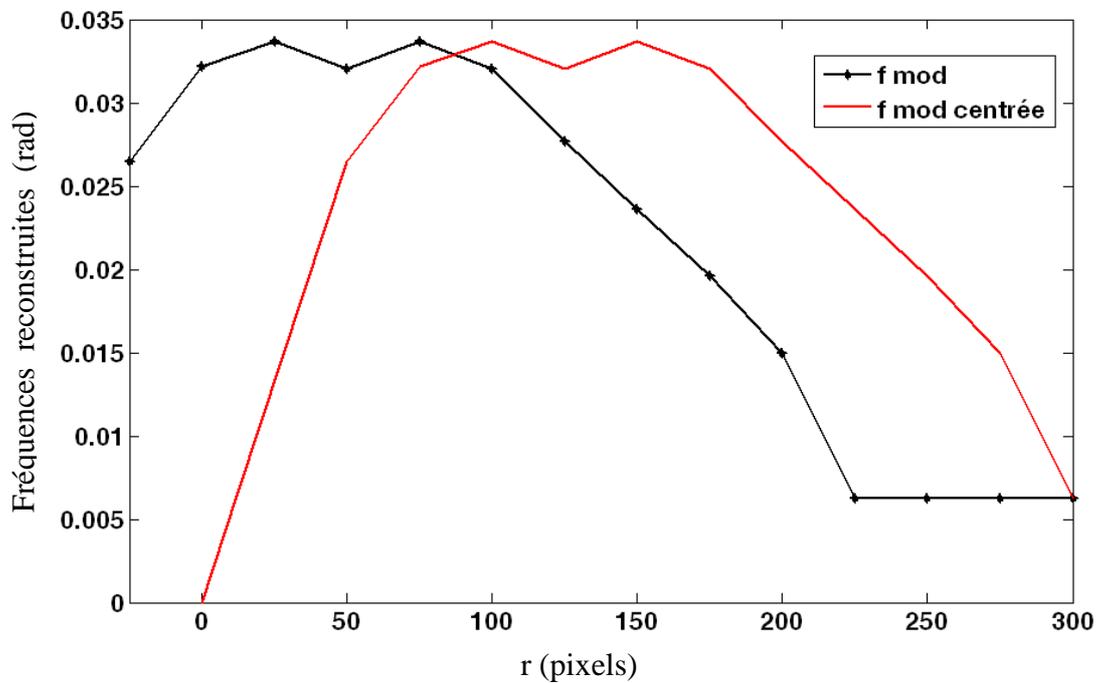


Figure IV-5: Fréquences restituées après levée des ambiguïtés de phases et linéarisation à l'origine.

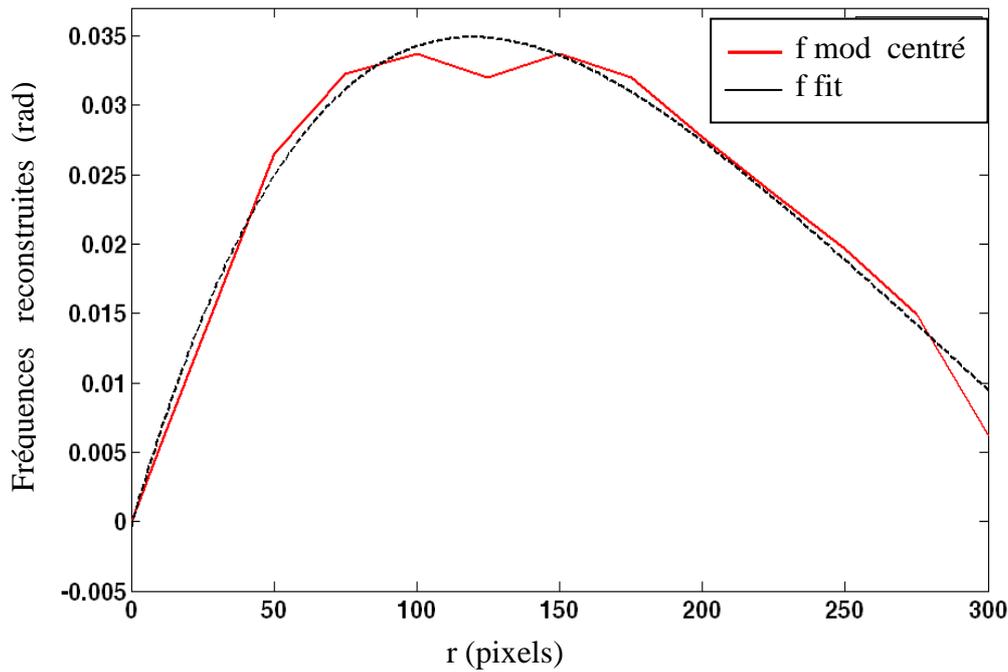


Figure IV-6: Fréquences fitées après levée des ambiguïtés de phase.

IV-4.3. Restitution du profil suivant une direction (r,θ) et en 3D

La valeur du profil de phase restituée à la position r_0 est donnée par :

$$\delta(r_0) = 2\pi \int_0^{r_0} f_{fit}(r - d)dr \quad (4-5)$$

Où f_{fit} est la fonction de fit des fréquences calculées.

Les valeurs de profil de phases calculées en utilisant (4-5) ont été fitées pour obtenir la courbe $\delta(r)$ définissant le profil de phase pour toute position r . Le résultat de cette étude est représenté en figure IV-7. Le profil restitué est alors déduit par :

$$G_{res}(r) = \max[\delta(r)] - \delta(r) \quad (4-6)$$

Sur la figure IV-8 est représenté le résultat d'une étude comparative entre la forme du profil initial $G(r)$ et la forme du profil restitué $G_{res}(r)$ suivant une direction (r, θ) déterminée. La figure IV-9 illustre l'erreur de reconstruction entre ces deux profils en fonction de la position r . Cette erreur est donnée par :

$$Err = \text{abs}[G(r)] - \text{abs}[G_{rest}(r)] \quad (4-7)$$

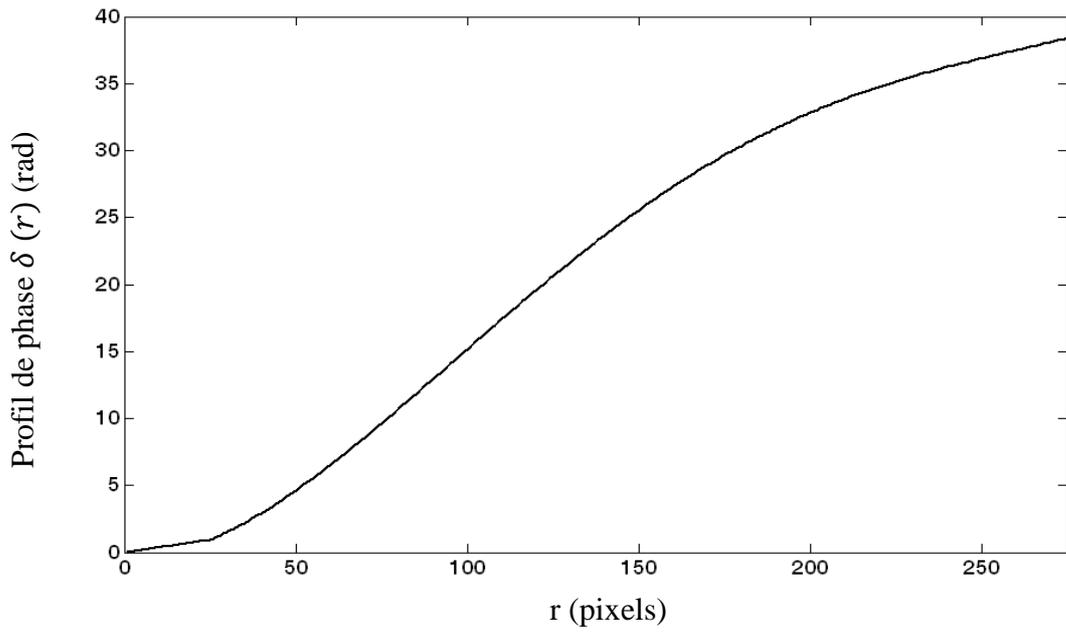


Figure IV-7: Profil de phase restitué $\delta(r)$ en fonction de la position r .

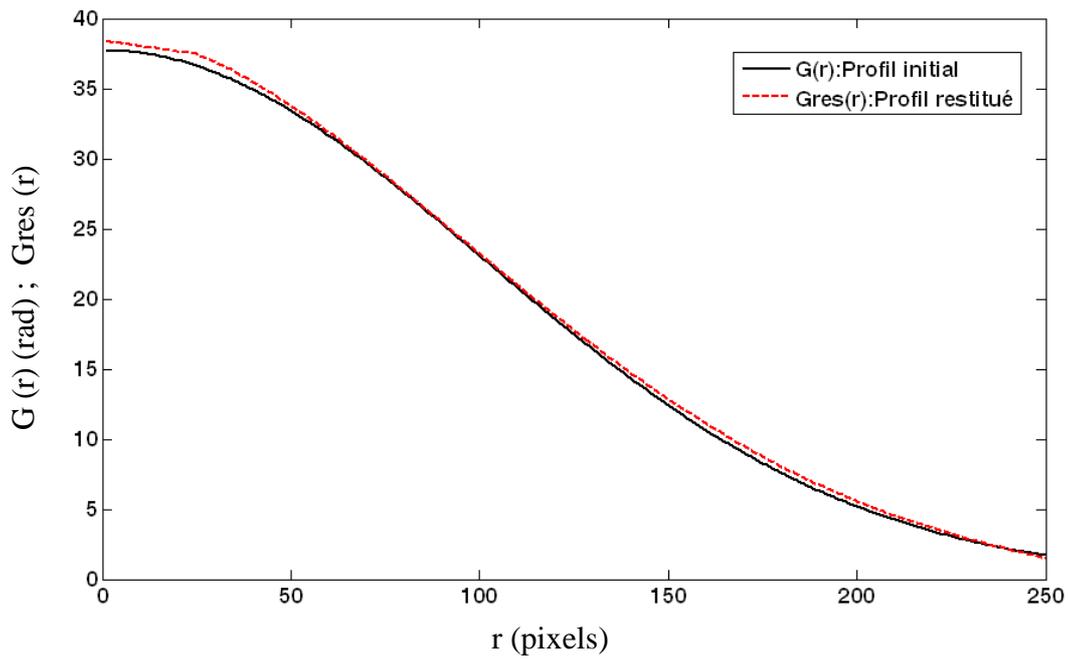


Figure IV-8: Comparaison entre le profil initial et le profil restitué suivant une direction(r, θ).

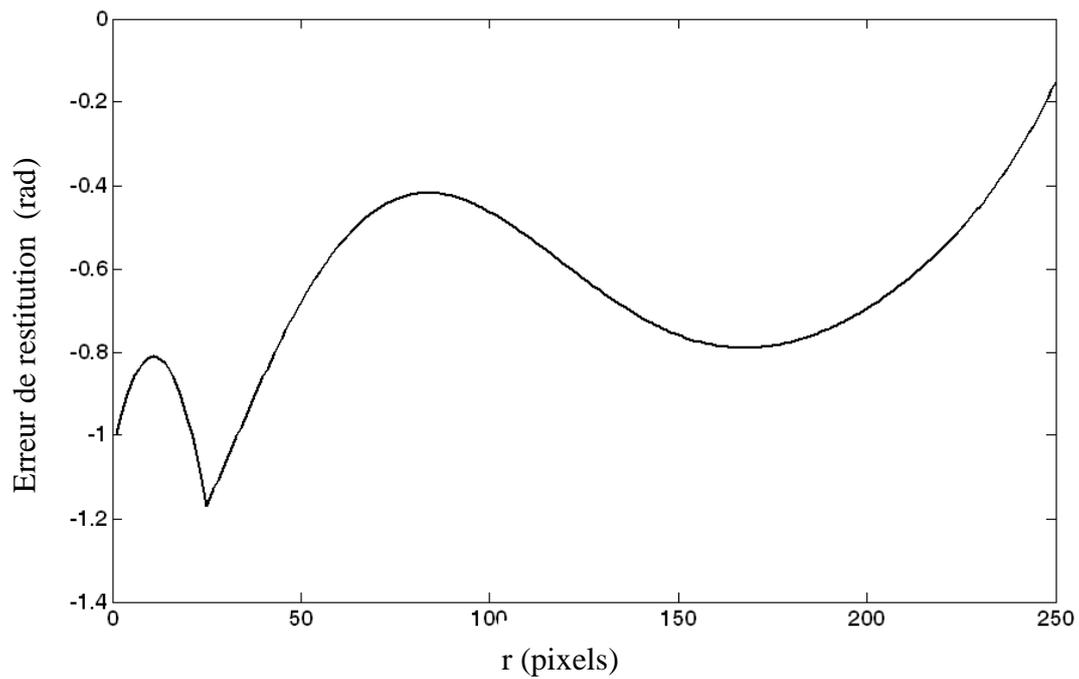


Figure IV-9: Erreur de reconstruction en fonction de la position r .

Compte tenu du fait que le profil utilisé est symétrique, l'étude présentée est reproduite pour différentes valeurs de θ variant de 0 à 2π . Les profils initial et restitué en 3D sont représentés sur les figures (IV-10) et (IV-11) respectivement.

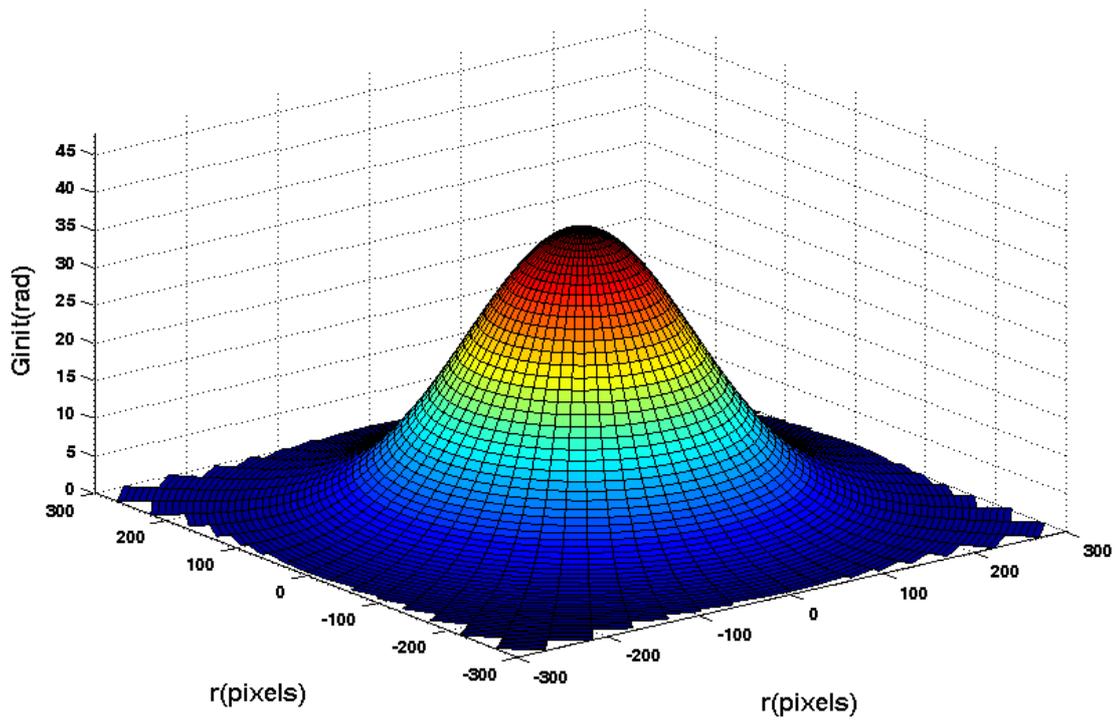


Figure IV-10: Profil initial en 3D.

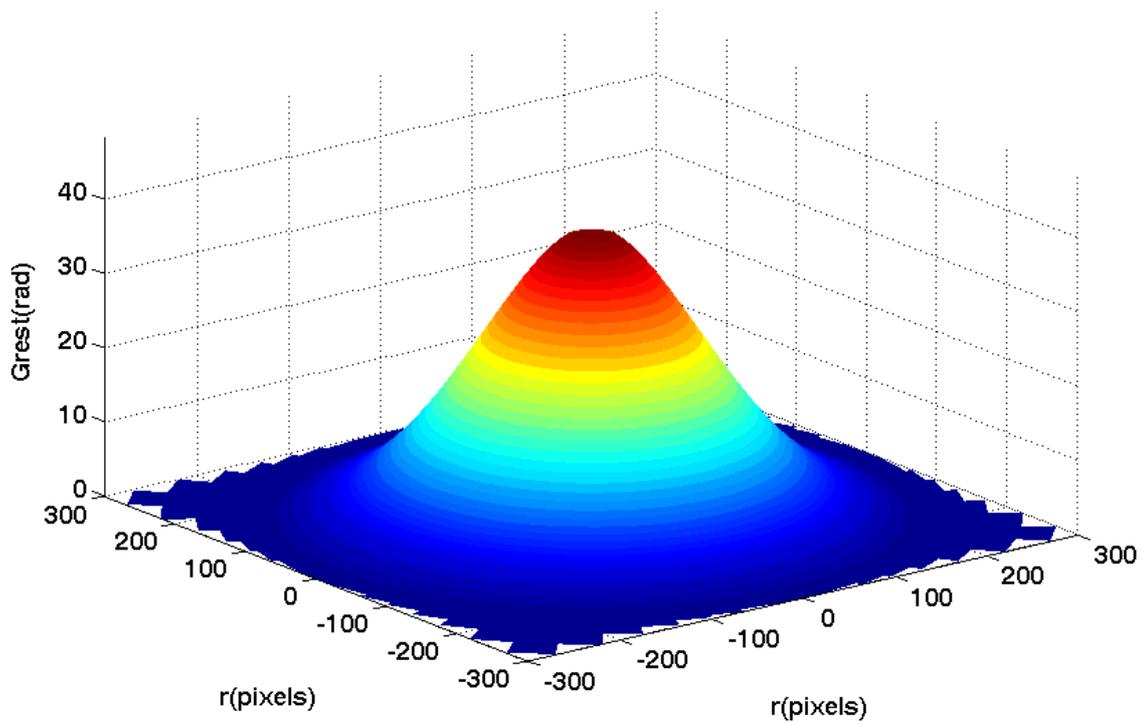
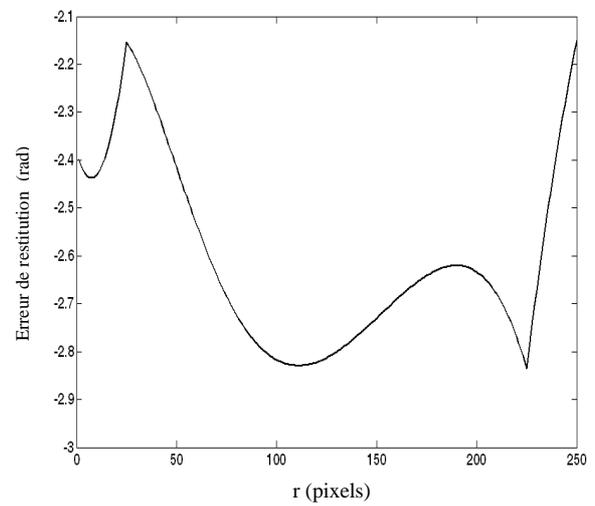
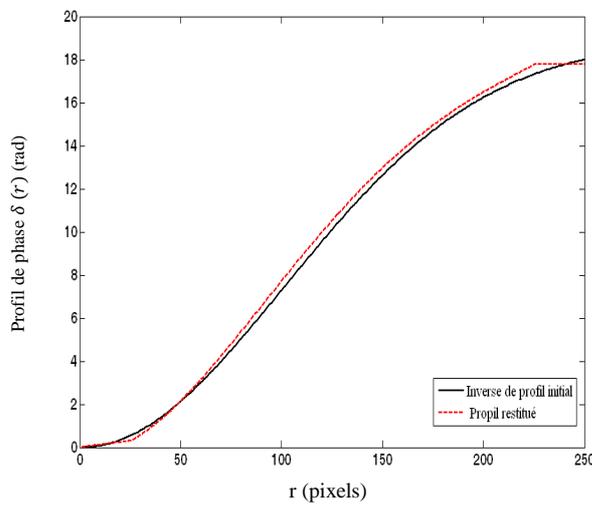


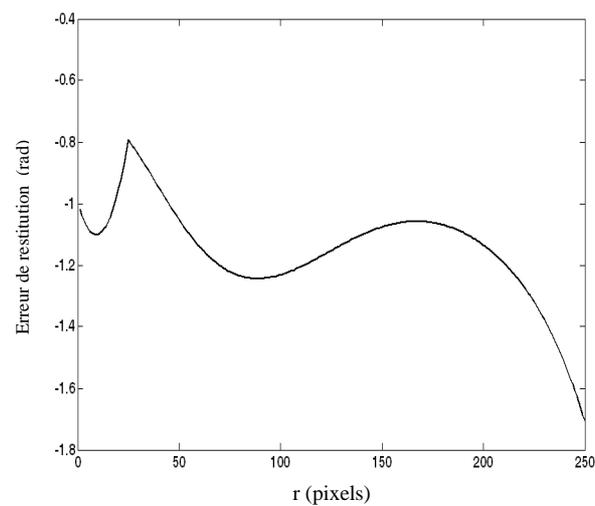
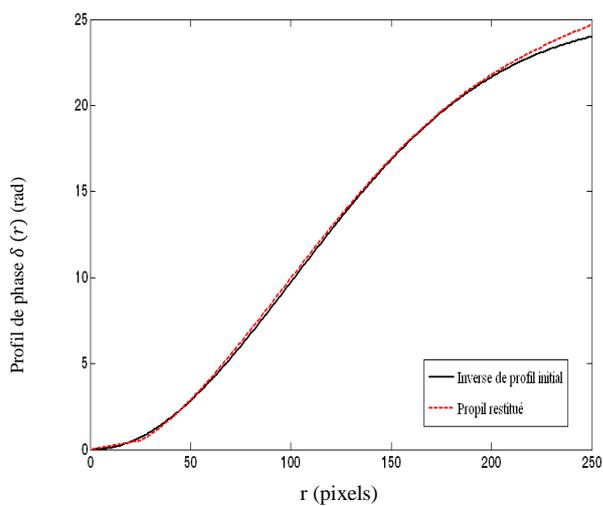
Figure IV-11: Profil restitué en 3D.

IV-4.4. Evolution de l'erreur en fonction du nombre de franges

La théorie développée ci-dessus a, par ailleurs, été appliquée pour des profils de formes identiques à celui défini par l'équation (4-3) mais dont le maximum correspond à 3, 4, 5 et 6 franges. Le résultat de cette analyse est présenté sur les figures 12-a, 12-b, 12-c et 12-d donnant respectivement les profils initiaux $G(r)$ et restitués $G_{res}(r)$ ainsi que l'erreur commise dans cette reconstruction. Pour chaque cas traité la barre d'erreur maximale $(\Delta G)_{max} = (Err_{max} - Err_{mini})$ est calculée et présentée sur le tableau I incluant le cas où les maximums correspondent à 7 et 8 franges. Il est clairement montré que pour tous ces cas étudiés l'erreur maximale n'excède pas les 2 radians offrant ainsi la possibilité de séparation des franges d'interférence.



(a)



(b)

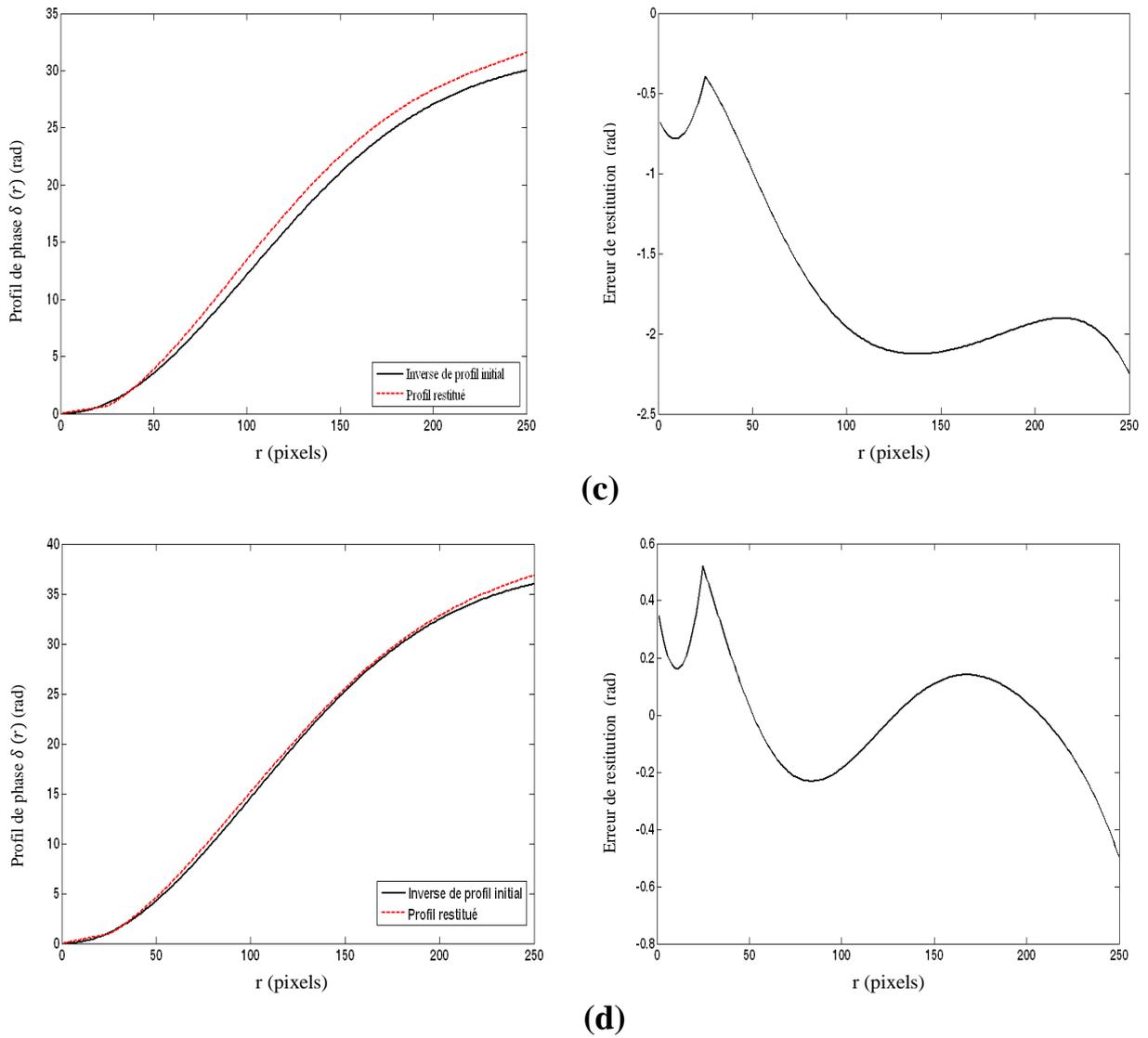


Figure IV-12: Erreur de restitution pour un nombre de franges déterminé ;

(a) 3 franges, (b) 4 franges ; (c) 5 franges ; (d) 6 franges.

Gauche : Profil de phase restitué $\delta(r)$ comparé à l'inverse du profil initial ($G_{\max}-G(r)$) suivant une direction (r, θ) donnée.

Droite : Erreur de restitution en fonction de la position r .

Nombre de franges (N)	Erreur calculée $(\Delta G)_{max}$ (radians)	Erreur calculée $(\Delta G)_{max}$ (radians) +linéarisation
3	2.651	0.684
4	1.508	0.913
5	2.411	1.853
6	0.716	1.018
7	1.457	0.808
8	1.374	1.640

Tableau I : Calcul l'erreur maximale en fonction de nombre de franges.

IV-4.5. Evolution de l'erreur en fonction du pas de glissement de la fenêtre

Afin de tester l'influence du pas de glissement de la fenêtre et justifier le choix de ce pas considéré dans l'étude développée, un traitement similaire a été effectué dans le cas où le pas de glissement est de 5, 10, 15, 20 et 25 pixels pour un nombres de franges de 3, 4, 5 et 6 . Tous les autres paramètres sont fixés à leur valeur initiale. Le tableau II illustre l'erreur maximale pour chaque cas traité.

Franges/pas	5 pixels	10 pixels	15 pixels	20 pixels	25 pixels
3 Franges	2.600	2.122	1.810	1.219	0.684
4 Franges	3.162	2.546	1.905	2.34	0.913
5 Franges	3.815	3.075	2.314	2.201	1.853
6 Franges	4.285	3.787	3.060	3.323	1.320

Tableau II: Erreur maximale de restitution pour différents nombres de franges et différents pas de glissement de la fenêtre d'échantillonnage.

Selon ce tableau on remarque que les valeurs de l'erreur calculées diminuent avec l'augmentation du pas variant de 5 à 25 pixels avec une incrémentation de 5 pixels, et augmente avec le nombre de franges.

Des résultats obtenus et présentés sur le tableau II, on peut conclure que l'erreur maximale décroît avec l'augmentation du pas de glissement de la fenêtre pour les profils dont les maximums correspondent à 3, 4, 5 et 6 franges.

Conclusion générale et perspectives

L'objectif du réalisé et présenté dans ce mémoire est de montrer, en usant de simulations numériques, la possibilité de restitution de profils physiques par des méthodes paramétriques. Le principe consiste à exploiter des interférogrammes relatifs à des objets dont les formes sont définies par des équations mathématiques. Utilisant des méthodes autorégressives AR les fréquences de restitution ont été déduites par analyse de la phase de la partie spatiale du signal interférométrique porteuse de l'information liée à la déformation étudiée. Afin d'améliorer la résolution de reconstruction une technique de fenêtre glissante a été utilisée. Le choix des profils simulés est motivé par des applications ultérieures de cette technique à l'étude des déformations d'une plaque, d'épaisseur uniforme, ayant subi une traction verticale. Cette plaque est supposée carrée de 600 pixels de coté clampée à ses bords. Les interférogrammes traités peuvent être issus d'hologrammes de ces pièces objets.

Pour déterminer les fréquences restituées à partir des pôles de la fonction de transfert considérée, les paramètres du modèle considéré ont été calculés par des méthodes basées sur la minimisation de l'erreur de prédiction. L'algorithme de Burg a permis de calculer les coefficients de réflexion permettant ainsi de déduire ces paramètres à l'aide de l'algorithme récursif de Levinson Durbin.

La procédure donc consiste à analyser un signal interférométrique pour chaque position sur la base du profil 3-D simulé (Plan de projection de l'interférogramme). Lorsque deux ondes cohérentes interfèrent la partie spatiale du signal interférométrique résultant contient l'information relative à l'intérêt physique recherché (déformation, distance, état de surface, etc...), l'objectif était de rechercher les fréquences relatives à ces phases par une méthode AR2 et en considérant une fenêtre glissante large de 100 pixels. Une loi de variation des fréquences restituées en fonction de la distance, a ainsi été déterminée. Pour remédier aux handicaps engendrés par les effets de bords, ces fréquences ont été forcées au minimum à partir de la position $r = 250$ pxls. L'étude présentée concerne un profil Gaussien dont le maximum

correspond à 6 franges (environ 38 radians) avec un pas de glissement de 25 pixels. Néanmoins, pour étudier l'influence du nombre de franges et le pas de glissement de la fenêtre sur l'erreur de restitution une étude complémentaire a été effectuée. En première étape, les courbes représentant les profils de phase restitués comparés à l'inverse du profil initial ainsi que les courbes d'erreur de restitution ont été présentées pour 3, 4, 5 et 6 franges avec un pas de glissement de 25 pixels. Les résultats de l'étude concernant l'influence du pas de glissement sont donnés sur des tableaux donnant l'erreur maximale de reconstruction pour chaque cas traité.

En effectuant un choix judicieux du pas de glissement, il a été prouvé l'efficacité de notre méthode de restitution des profils de phase 3-D par traitements des interférogrammes en utilisant le modèle AR2 complété par la technique de fenêtrage glissante. Cette technique permet d'acquérir des erreurs de restitution inférieures à π , critère nécessaire de séparation des franges.

L'objectif en perspective consiste à appliquer la théorie développée dans ce mémoire au traitement d'interférogrammes expérimentaux réalisés notamment par interférométrie holographique. Le modèle de traitement du signal est relatif aux approches autorégressives qui sont des méthodes hautes résolution lorsqu'il s'agit de restituer des profils dont les maximums correspondent à un nombre réduit de franges.

Références et bibliographiques

[1] M. Bouhifd, “Conception d’un capteur interférométrique et sa caractérisation par imagerie numérique”, Thèse de doctorat, Université Louis Pasteur, Strasbourg I, 1998.

[2] Gérald BRUN, Paul SMIGIELSKI, Contrôles et mesures par techniques interférométriques et holographiques, TSI, St-Etienne, Rhenaphotonics, 2002.

[3] Paul SMIGIELSKI, Holographie industrielle, I.S.B.N.: 2-87717-041-1, 1994.

[4] Alain DUCASSE, Corinne MAILHES, Francis CASTANIE; Frequency Estimation: Survey of Parametric Methods; Traitement du Signal - Volume 15 - n°2, ENSEEIHT – GAPSE; 1998.

[5] Paul SMIGIELSKI, Holographie optique-Interférométrie holographique = Optical holography Holographic interferometry , Techniques de l’ingénieur. Mesures et contrôle. ISSN 0399-4147, vol. R7, n°R6330, 2001.

[6] A. Hafidi, “Etude d’une méthode interférométrique utilisant une source laser à balayage continue en longueur d’onde. Application à la mesure de distance”, Thèse de doctorat, Université Louis Pasteur, Strasbourg I, 1998.

[7] R. Mokdad, "Implémentation d'une méthode haute résolution pour l'analyse des franges d'interférence d'un télémètre à balayage en longueur d'onde. Application à la mesure de distances absolue," Thèse de doctorat, Optronique et Systèmes, Strasbourg, Université Louis Pasteur, 2002.

[8] Nouria LATEB, Extraction et correction des non linéarités de phase dans un signal interférométrique obtenu par un balayage continu en longueur d’onde, thèse de magistère 2008.

[9] P. HARIHARAN ; Basics of Interferometry ; School of Physics, University of Sydney, Australia, Academic Press is an imprint of Elsevier ; ISBN 13: 978-0-12-373589-8, Second Edition ; 2007.

[10] HALAQ Hanan, Interferometrie holographique numérique en temp reel, Ecole Doctorale Mathématiques, Sciences de l’Informatique et de l’ingénieur UdS-INSA-ENGEES, 2010.

- [11] J.D.BRIERS ; The interpretation of holographic interferograms ; Optical and Quantum Electronic ; pp 469-501 ; 1976.
- [12] Gerhard K. Ackermann, Jürgen Eichler ; Holography ; WILEY-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA ; ISBN: 978-3-527-40663-0 ; 2007.
- [13] C. Fournier, Thèse : "Holographie Numérique pour la Vélocimétrie par Images de Particules : extraction des 3 composantes du champ de vitesse dans un volume" en imagerie. Saint Etienne: Université Jean Monnet, 2003, pp. 170.
- [14] Raphaël MOULART, « Développement et mise en oeuvre d'une méthode de mesure de champs de deformation à l'échelle micrométrique », Thèse Doctorat De L'École Nationale Supérieure d'Arts et Métiers, 2007].
- [15] K. CREATH : « Phase-shifting speckle interferometry ». Applied Optics, 24:3053 – 3058, 1985.
- [16] Y. SURREL : « Design of algorithms for phase measurements by the use of phasestepping ». Applied Optics, 35: 51– 60, 1996.
- [17] Christophe DUCOTTET, Ondelettes, analyse de singularités lissées et traitement d'hologrammes numériques de microparticules, thèse de doctorat Université Jean Monnet Saint-Etienne, 2003.
- [18] El Khansa BDIRINA, Diagnostic de défauts d'engrenage par analyse spectrale, Université MOHAMED BOUDIAF de M'SILA, 2006.
- [19] Michael Bass, Eric W. Van Stryland, David R. Williams, William L. Wolfe ; HANDBOOK OF OPTICS « Fundamentals, Techniques, and Design»; Volume I, Second Edition, ISBN 0-07-047740-7.
- [20] K. D. Moller, C. Belorgeot ; La cohérence et son transfert, Chapitre 10 ; Springer-Verlag France, Paris, 2007.
- [21] M. Françon, « Diffraction : Coherence in Optics », PERGAMON PRESS, First édition 1966.
- [22] K. D. Moller, C. Belorgeot ; Cours d'optique : Simulations et exercices résolus avec Maple, Matlab, Mathematica, Mathcad ; Springer-Verlag France, Paris, 2007.
- [23] M. Francon, "Vibrations lumineuses Optiques cohérentes", Dunod édition, Paris 1970.
- [24] J.P. Perez, "Optique fondements et applications", 6ème édition, Dunod Paris 2000.
- [25] J.P et P. Provost, "Optique/vol2 optique ondulatoire et cohérence", Cedic/Fernand Nathan 1980.

- [26] J.M. Brebec, “Optique ondulatoire”, H Prépa, Hachette Supérieur, Paris 1998.
- [27] D. Mauras, “Optique physique et électronique”, 1ère édition, Presses universitaires de France, Paris, 2001.
- [28] Y. Surrel, “Optique Instrumentale - Optique de Fourier”, Ellipses/édition marketing S. A, Paris, 1996.
- [29] Franck GARESTIER, Evaluation du potentiel de la technique PolInSAR pour l’estimation des paramètres physiques de la végétation en conditions satellitaires, Ecole Doctorale de Bordeaux: Sciences Physiques et de l’Ingénieur 2006.
- [30] Adam R. Klempner, Development of a modular interferometric microscopy system for characterization of MEMS, 2006.
- [31] Y. MORIMOTO et M. FUJISAWA : « Fringe pattern analysis by phase-shifting method using Fourier transform ». *Optical Engineering*, 33:3709–3714, 1994.
- [32] Z. GUO, H. XIE, B. LIU, F. DAI, P. CHEN, Q. ZHANG et F. HUANG : « Study on deformation of polycrystalline aluminum alloy using moiré interferometry ». *Experimental Mechanics*, 46:699–711, 2006.
- [33] E. ROBIN et V. VALLE : « Phase demodulation from a single fringe pattern based on a correlation technique ». *Applied Optics*, 43:4355–4361, 2004.
- [34] E. ROBIN, V. VALLE et F. BRÉMAND : « Phase demodulation method from a single fringe pattern based on correlation with a polynomial form ». *Applied Optics*, 44:7261–7269, 2005.
- [35] A. NICOULIN, Analyse d’Images par Spectre Local de Phase, Presses Polytechniques et Universitaires Romandes, 1990.
- [36] T.J. FLYNN, Two-dimensional phase unwrapping with minimum weighted discontinuity, *Journal of the Optical Society of America A*, vol. 14, pp. 2692-2701, 1997.
- [37] C. K.; Les principales méthodes utilisées en END, *Contrôles-Essais-Mesures*; 2006.
- [38] P. Smigielski, “Holographie Optique: Principes”, *Techniques de l’Ingénieur, Traité Sciences fondamentales*, Article AF3340, vol.AF (1998).
- [39] Fabrice Devaux ; Métrologie optique appliquée aux contrôles non destructifs et à la mesure sans contact, Institut FEMTO ST, Laboratoire d’optique P.M. Duffieux UMR 6174 CNRS FEMTO-Bureau 103B -Fabrice.devaux univ fcomte.fr.
- [40] Abderrazzaq BENATMANE; Développement de la microscopie interférométrique pour une meilleure analyse morphologique des couches minces et épaisses des matériaux semiconducteurs et optiques; Université Louis Pasteur – Strasbourg ; 2002.

- [41] Idriss El-Hafidi, Marc Torzynski and Dalibor Vukicevic, “Rigid-body-motion-assisted holographic interferometry”, *J. Opt.* 29, (1998) 366-369.
- [42] Lhassan ELOUAD; Contribution à la caractérisation de composants diffractifs réalisés sur des matériaux de type polypeptide-Application aux mémoires diffractives ; 2004.
- [43] Yves Surrel, Les techniques optiques de mesure de champ : essai de classification, Techlab,4c, la Tannerie BP 30055, 57000 METZ, France,2005.
- [44] Stefan CATHELIN ; « Interférométrie -Speckle Ultrasonore: Application à la mesure d'élasticité » ; Thèse Doctorat de l'Université Paris VII, Spécialité: Acoustique Physique ; 1998.
- [45] M. Torzynski, D. Vukicevic ; Physique expérimentale-Holographie, p35-45; 2006.
- [46] Didier GAVA ; « Vision conoscopique 3D : calibration et reconstruction» ; Thèse Doctorat l'Université RENE DESCARTES - Paris V de Spécialité : Mathématiques et Informatique ; 1998.
- [47] B. Diouf, P. Picart, E. Lolive, J-M. Berthelot, “Application of Multiplexed Digital Holograms to the study of Heterogenous Materials”, Proceedings of ICEM 12, International Conference on Experimental Mechanics, Bari, Italy, (2004)
- [48] Yves Surrel, La méthode de la grille et ses applications a, Instrumentation, Mesures, Métrologie, vol. 5/1-2, 2005.
- [49] Part D; Selected Applications and Special Fields: Holography and Optical Storage ;p 1205-1250.
- [50] OUKIL Assia née KOURGLI, Analyse variographique, modélisation et synthèse de textures appliquées aux images numériques, Université des Sciences et de la Technologie "Houari BOUMEDIENE", 2007.
- [51] Stefan CATHELIN ; « Interférométrie -Speckle Ultrasonore: Application à la mesure d'élasticité » ; Thèse Doctorat de l'Université Paris VII, Spécialité: Acoustique Physique ; 1998.
- [52] E. Giacobino, “Optique cohérente : Traitement optique de l'information”, Techniques de l'Ingénieur, Traité Sciences fondamentales, Article A1085, vol.AF (1994).
- [53] Kua Hock Chuan & Noriah Bidin, Journal Teknologi, “Elasticity maesurement using holographic interferometry double exposure technique”, PP: 55-64. 2004
- [54] E. Andre, “Imagerie métrologique en nanoscopie : application en métrologie interférométrique”, Thèse de doctorat, Université Montpellier II, 1992.
- [55] D. Montaner, “Investigations optiques submicroniques par microscopie à saut de phase et par microscopie à glissement de franges (nanoscopie) des défauts dans les couches minces et les dispositifs microélectroniques”, Thèse de doctorat, Université Montpellier II, 1993.

- [56] D. Benhaddou, “Microscopie à saut de phase : défauts dans les semi-conducteurs et les couches transparentes”, Thèse de doctorat, Université Montpellier II, 1995.
- [57] Yves Surrel ; « Optique C1- 18851, Images optiques; mesures 2D et 3D » ; Polycopié de cours-Conservatoire National des Arts et Métiers, chaire d’instrumentation 2003/2004.
- [58] Kreis Thomas, Holographic Interferometry – Principles and Methods, Akademie Verlag, Berlin, 1996.
- [59] Bazergui A., Holographic Interferometry, Ecole Polytechnique de Montréal, Montréal, 1999.
- [60] P. Faurous, “Logique floue en imagerie numérique de synthèse : Application à la nanoscopie”, Thèse de doctorat, Université Montpellier II, 1996.
- [61] Olivier Besson; Analyse Spectrale Paramétrique ; cours, 3ème année ENSICA,2009.
- [62] A. Boukellal, R. Mokdad, I. El-hafidi, P. Pfeiffer; Deformations analysis by holographic interferometry using autoregressive modelling; Université Mouloud Mammeri, Laboratoire de Physique et Chimie Quantique (LPCQ), 15000 Tizi-Ouzou, Algérie.
- [63] Inan Guler, Firat Hardalac, Memduh Kaymaz ; Comparison of FFT and adaptive ARMA methods in transcranial Doppler signals recorded from the cerebral vessels ; 2002.
- [64] Luc Perret ; Conception et optimisation d’un télémètre laser multi-cibles à balayage de longueur d’onde ; 2007.
- [65] Bertrand PÉCHEUX ; Optimisation d’un dispositif interférométrique de mesure de distance absolue utilisant une diode laser à cavité externe continûment syntonisable dans les bandes S et C, 2002.
- [66] Ali Boukellal , Nouria Lateb , Rabah Mokdad et Omar Lamrous; Analyse des déformations mécaniques par interférométrie holographique; Université Mouloud Mammeri, Laboratoire de Physique et Chimie Quantique (LPCQ), 15000 Tizi-Ouzou, Algérie; 2007-2008 .
- [67] Ali Boukellal, Rabah Mokdad, Idriss El-hafidi, Pierre Pfeiffer; Deformations analysis by holographic interferometry using autoregressive modelling; Université Mouloud Mammeri, Laboratoire de Physique et Chimie Quantique (LPCQ), 15000 Tizi-Ouzou, Algérie. Université Louis Pasteur Strasbourg, Laboratoire des Systèmes Photoniques, Pôle API, bd. Sébastien Brant, 67400 Illkirch France; 2008.
- [68] Ali Boukellal, Rabah Mokdad, Pierre Pfeiffer; Phase analysis in holographic interferometry using autoregressive modelling; Université Mouloud Mammeri, Laboratoire de Physique et Chimie Quantique (LPCQ), 15000 Tizi-Ouzou, Algérie. Université de Strasbourg, Laboratoire des Systèmes Photoniques, Pôle API, bd. Sébastien Brant, 67400 Illkirch France ; 2009.

Références bibliographiques

[69] Christian DELHOTE ; The high resolution concept: its reality and its limits ; ONERA (Office National d'Études et de Recherches Aérospatiales), 29, avenue de la Division-Leclerc, BP n° 72, 92322 CHATILLON CEDEX ; 1985.

[70] Alain Rakotomamonjy ; Modélisation de signaux, partie 1: Prédiction Linéaire AR; Automne 2001.

[71] Jean-Pierre GOURE, Gérald BRUN ; Bruit dans les mesures optiques; Laboratoire Traitement du Signal et Instrumentation – URA CNRS 842; Université J. Monnet – Faculté des sciences et techniques de Saint-Étienne ; Techniques de l'Ingénieur, traité Mesures et Contrôle; 1990.

[72] Étienne Tisserand, Jean-François Pautex, Patrick Schweitzer ; Analyse et traitement des signaux-Méthodes et applications au son et à l'image ;Dunod, Paris ;ISBN 978-2-10-053984-0, 2008.

Annexe - A-

Dans ce tableau on considère que :

$A_r = a_r \exp(i\phi_r)$: Onde de référence, $A_0 = a_0 \exp(i\phi_0)$ onde objet, hypothèse : $a_r \approx cste$.

La partie modulée de l'intensité lors de l'enregistrement est notée I_m . DPT, DPS : décalage de phase temporel, spatial.

	holographie analogique (HA)	holographie numérique (HN)
	Spatialement continu (plaque holographique) $I_m \propto a_0 \cos(\phi_0 - \phi_r)$ $= a_0 \exp [i(\phi_0 - \phi_r)]$ $+ a_0 \exp [i(-\phi_0 + \phi_r)]$ Développement tel que la transparence en amplitude soit $t \propto I_m$	Echantillonné (capture matriciel) Deux possibilités : 1-Enregistrement intensité I_m 2-DPT ou DPS : enregistrement de $a_0 \exp [i(\phi_0 - \phi_r)]$ (hologramme complexe.
Restitution dans le plan de l'hologramme	Inutile de connaitre A_r Illumination par $A_r \propto \exp(i\phi_r)$ $t.A_r \propto A_0 + A_0^* + \exp(2i\phi_r)$ Deux ordres \Rightarrow nécessités de séparation spatiale.	A_r doit être connu Multiplication par $A_r \propto \exp(i\phi_r)$ Deux possibilités : 1- $t.A_r \propto A_0 + A_0^* + \exp(2i\phi_r)$ deux ordres (idem holographie analogique) 2-DPT ou DPS : $t.A_r \propto A_0$ un seul ordre.
propagation	Physique (onde électromagnétique)	Calcul

Tableau 1. Comparaison holographie analogique/holographie numérique.

Annexe -B- Quelque matériaux d'enregistrement

Milieu	Type d'hologramme	Processus	Réutilisable	Exposition nécessaire	Sensibilité spectrale	Résolution [mm ⁻¹]
Halogénures d'argent	Amplitude/Phase	Chimique	Non	5*10 ⁻³ - 5*10 ⁻¹	400-700	1000-10000
Gélatine bichromatée	Phase	Chimique	Non	10 ²	350-580	>10000
Photorésines	Phase	Chimique	Non	10 ²	UV-500	≈ 3000
Photopolymères	Phase		Non	10-10 ⁴	UV-650	200-1500
Photochromiques	Amplitude	Post Exposition	Oui	10 ² -10 ³	300-700	>5000
Photo thermoplastiques	Phase	Charge	Oui	10 ⁻¹	400-650	500-1200 (passe-bande)
LiNbO ₃	Phase	Aucun	Oui	10 ⁴	350-500	>1500
Bi ₁₂ SiO ₂₀	Phase	Aucun	Oui	10 ¹ -10 ²	350-500	>10000
CCD	Amplitude	Aucun	Oui	10 ⁻⁴ -10 ⁻³	400-1000	≈ 75

Tableau 2 : Matériaux d'enregistrement utilisés dans l'interférométrie holographique.

