



الجمهورية الجزائرية الديمقراطية الشعبية
REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE
وزارة التعليم العالي والبحث العلمي
Ministère de l'enseignement supérieur et de la recherche scientifique



جامعة فرحات عباس - سطيف 1

UNIVERSITE FERHAT ABBAS -SETIF-1
Institut d'Optique et mécanique de précision



Mémoire

Présentée à l'Institut d'Optique et de Mécanique de Précision
Pour l'obtention du diplôme de

Magister

Option : Optique spatiale et mécanique de précision

Par : Mr MENACER Saleh

Thème :

Application de l'interférométrie optique au contrôle de qualité des surfaces

Soutenue le :17/12/2014

Devant le jury composé de :

Mr. BOUAFIA Mohamed
Mr. MANALLAH Aissa
Mr. BOUZID Said
Mr. ALIOUANE Toufik

(Prof)
MCA
(Prof)
(Prof)

Président
Rapporteur
Examineur
Examineur

Dédicaces

Je tiens à dédier ce modeste travail :

A Ma très chère Mère, puis ma très chère Mère, et puis aussi très ma chère Mère, , sa patience et son aide pour me faciliter cette tâche durant toute cette période, Que Dieu la garde ;

A Mon très cher père qui a mis à ma disposition tous les moyens depuis mes études primaires jusqu'à présent, Que Dieu le garde ;

A Mes très cher fils MOSSAAAAAB et MOAAAAAADH et leur mère, Que Dieu les garde.

A Mes chers frères : BILÉL, KAMEL, MOUSTFA, ABDELHACK, Que Dieu les protège;

A Mes chères sœurs : Que Dieu les protège;

A Tous Mes FRÈRES ET SŒURS.

A Mes AMIS.

MENACER SALEH

Remerciements

Ce travail a été effectué grâce au bon Dieu tout puissant, qui ma donné volonté, patience et santé. J'ai eu la chance d'évoluer parmi des personnes qui m'ont toujours assuré de leur soutien.

Je tiens à remercier très sincèrement :

Je tiens tout d'abord à exprimer ma reconnaissance envers les membres du jury, dont la renommée et la qualité scientifique honore grandement ce travail :

– Monsieur BOUAFIA Mohamed pour m'avoir fait l'honneur de présider le jury de ma mémoire.

– Messieurs; BOUZID Saïd, ALIOUANE Toufik pour m'avoir fait l'honneur d'être examinateurs de ce travail.

Je tiens à exprimer toute ma gratitude aux rapporteurs M^r MANALLAH AISSA, qui, sereinement, m'a orienté, corrigé et conseillé durant ce projet. Sa rigueur a été capitale dans l'atteinte des objectifs de ce mémoire.

Je remercie vivement le D^r ABDELHALIM. BENCHIKH, pour son aide capital.

Je suis aussi redevable à tout les enseignants et personnel administratif du département d'OPTIQUE ET MECANIQUE DE PRECISION de l'université SETIF, et je témoigne ma reconnaissance à toute personne m'ayant aidé de près ou de loin pour traiter ce travail.

Je ne saurais terminer ces remerciements sans mentionner, tous mes amis de la promotion Ingénieur 2007/2008 et la promotion de Magister2008/2011:Hebia Iliyes;Adouan Izedine;loghrab Mohamed;Lizidi Souhil;Machaal Abderahmen.

Cette page ne serait être complète sans remercier mes meilleurs collègues et frères :

ADEL FELOUAT;NEBTI MOHAMED;FARID FARES ; NADJI FARES AOUNALLAH SOUFIAN;ZIDJANE HABOUL sans leurs soutiens je n'aurais sûrement pas pu mener à bien ce mémoire.

Table de matière

Table de matière

Liste des figures	IV
Liste des tableaux	V
Introduction générale	1
Chapitre I : Etat de surface : paramètres, caractéristiques d'une surface	
I.1 Introduction	3
I.2 États de surface	3
I.3- Rugosité de surface	4
I.3-1. Définition	4
I.3-2. Paramètres de la rugosité	4
I.4 .La fonction d'auto corrélation et le spectre de la rugosité	5
Chapitre II : Méthodes de caractérisation des surfaces	
II.1 Introduction	7
II.2. Méthodes optiques	8
II.2. 1. Méthodes basées sur la focalisation de la lumière	8
II.2. 1. 1. Focalisation dynamique	8
II.2.1. 2. Microscopie confocale	8
II.2. 2. Méthodes microscopiques	9
II.2. 2. 1. Microscopie électronique à balayage – MEB	9
II.2. 2. 2. Microscopies en champ proche	9
II.3. Techniques interférométriques	10
II.3.1. Microscopies interférentielles	10
II.3.2. Variantes	11
II.3.2.1. Projection de franges	11
II.4. Techniques par moiré	12
II.5. Techniques par méthodes tactiles	13
Chapitre III : Caractérisation des surfaces par interférométrie	
III.1 Introduction au phénomène d'interférences	14
III.1.1. Equations générales	14
III.1.2. Condition d'interférences	17
III.1. 2.1. Cohérence spatiale	18
III.1. 2.2. Cohérence temporelle	18
III.1. 2.3. Cohérence de polarisation	19
III.1.3. Interférences par division de front d'ondes	20
III.1.4. Interférences par division d'amplitude	20
III.1.4.1. Lame à faces parallèles	21
III.1. 4.2. Coin d'air	23
III.2. Interférométrie optique	24
III.2.1. Différentes conceptions d'interféromètres	24
III.2.1.1. Michelson	24
III.2.1.2. Mach-Zehnder	26
III.2.1.3. Sagnac	26
III.2.1.4. Twyman-Green	27
III.3. Décalage de phase ; techniques et Concepts	28

III.3.1. Miroir mobile.....	28
III.3.2. Réseau de diffraction mobile	29
III.3.3. lame à faces parallèles, inclinée.....	29
III.3.4 .Les phases de Panchartnam (phase géométrique)	29
III.4. Méthodes d'analyse	30
III.4.1. Algorithme à trois pas (<i>three-step algorithm</i>)	32
III.4.2. Algorithme à quatre pas (<i>Four-step algorithm</i>)	33
III.4.3. Algorithme à cinq pas (<i>Five-step algorithm</i>)	33
III.4.4. Algorithme de Carré.....	34
III.5. Déroulage de la phase	35
III.6. Conclusion	37

Chapitre IV: Applications expérimentales

IV.1 Introduction	38
IV.2 Description du dispositif de (Sagnac).....	38
IV.2.1 Présentation du matériel à utilisé.....	38
IV.2.2. Présentation du dispositif.....	39
IV.2 .2.1. Configuration en rectangle	39
IV.2 .2.2. Configuration en triangle	40
IV.3. Détermination des axes des lames $\lambda/2$ et $\lambda/4$	40
IV.4. La création de décalage de phase.....	41
IV.4.1. Le PSI avec les phases de Panchartnam.....	41
IV.4.2.Le PSI avec les décalages latéraux.....	48
IV.4.2.1. la pièce polie durant 20 minutes	48
IV.4.2.2. la pièce polie durant 25 minutes	54
IV.4.2.3. la pièce polie durant 30 minutes	60

Conclusion générale 67

Bibliographique 69

Liste des tableaux et figures

Liste des figures

Figure I. 1: Le spectre associé à une corrélation gaussienne est bien entendu gaussien.....	06
Figure II. 1: Les différentes techniques pour le contrôle de la surface.....	07
Figure II. 2: Principe du microscope électronique à balayage.....	09
Figure II. 3: Schéma de principe d'un STM (à gauche) et AFM (à droite).....	10
Figure II.4: Interféromètre de Michelson : (a) principe, (b) franges en lumière monochromatique, (c) franges en lumière blanche.....	11
Figure II. 5: Principe de la mesure de rugosité par projection de franges (d'après document OMECA).....	11
Fig. II. 6. Le principe de la superposition des deux réseaux pour obtenir des franges moiré avec un décalage angulaire entre les deux réseaux.....	12
Figure II. 7: Emploi d'un capteur tactile pour la profilométrie.....	13
Figure II. 8: Domaines d'utilisation et limites en résolution des procédés de mesure de rugosité ; la résolution latérale des méthodes optiques est fonction du procédé de balayage ..	13
Figure III. 1: L'aspect électromagnétique de la lumière.....	14
Figure III. 2: La superposition de deux ondes monochromatique.....	15
Figure III. 3: Schéma explique la cohérence spatiale.....	18
Figure III. 4: Schéma explique la cohérence temporelle.....	19
Figure III. 5: Les différents états de polarisation d'une onde lumineuse.....	19
Figure III. 6: Une configuration de l'interféromètre par division de front d'ondes.....	20
Figure III. 7: Les d'interférences obtenues par réflexion.....	21
Figure III. 8: Les d'interférences obtenues par transmission.....	22
Figure III. 9: lame à faces parallèles : interférence par ondes multiples, (a) Observation par réflexion. (b) Observation par transmission.....	22
Figure III. 10: L'interféromètre du coin d'air.....	23
Figure III. 11: Interféromètre de Michelson.....	24
Figure III. 12: Interféromètre de Mach-Zehnder.....	26
Figure III. 13: Quelques configurations de l'interféromètre de Sagnac.....	27
Figure III. 14: Interféromètre de Twyman-Green.....	28
Figure III. 15: Les Concepts fondamentaux ; techniques de décalage de phase.....	28
Figure III. 16: Le principe de PSI de Panchartnam.....	30
Figure III. 17: La technique de déroulage de phase.....	36
Figure IV. 1: L'interféromètre de Sagnac en configuration rectangle.....	39
Figure IV. 2: L'interféromètre de Sagnac en configuration triangle.....	40
Figure IV. 3: Le principe le montage utilisé avec le PSI de Panchartnam.....	41
Figure IV. 4: Evolution de la partie imaginaire et réel de $ \Gamma_{12} $	45
Figure IV. 5: Distribution du degré de cohérence spatiale $ \gamma_{12} $	47
Figure IV. 6: Distribution de la phase.....	47
Figure IV.7: Le montage réalisé avec le PSI par décalage latéral.....	48
Figure IV. 8: Distribution du degré de cohérence spatiale $ \gamma_{12} $	54
Figure IV. 9: Distribution du degré de cohérence spatiale $ \gamma_{12} $	59
Figure IV. 10: Distribution du degré de cohérence spatiale $ \gamma_{12} $	64

Liste des tableaux

Tableau IV. 1: Les résultats obtenus en utilisant la phase de Panchartnam.....	43
Tableau IV. 2: Les résultats obtenus en utilisant la phase de Panchartnam.....	45
Tableau IV. 3: Les résultats cohérence spatiale $ \Gamma_{12} $ et déphasage Φ	47
Tableau IV. 4: Images traitées et leurs profils correspondant pour une pièce polie durant 20min.....	53
Tableau IV. 5: Images traitées et leurs profils correspondant pour une pièce polie durant 25 min.....	59
Tableau IV. 6: Images traitées et leurs profils correspondant pour une pièce polie durant 30 min.....	65

INTRODUCTION GENERALE

Introduction générale :

L'analyse des surfaces à l'aide de rayonnements ou par interférométrie en utilisant les interféromètres classiques (type Michelson ou Mach-Zehnder..), utilisés pour mesurer de petites différences de chemin optique concernant des surfaces planes (ou de révolution) polies ou observées en réflexion spéculaire.

Toute méthode de contrôle nécessite l'action d'une sonde (un rayonnement électromagnétique, un faisceau de particules énergétiques, un champ, un palpeur mécanique ...) sur un échantillon. Le résultat de l'interaction entre cette sonde et la matière de l'échantillon peut être un rayonnement, de particules, la variation du champ, capté par une chaîne de mesure. Pour l'instant nous allons travailler avec les techniques basées sur les interférences des rayonnements.

Le principe général consiste à superposer des ondes lumineuses, pas forcément se propagent en même temps, on est capable de faire interférer les ondes lumineuses provenant, à différents instants, d'un même objet se déplaçant ou se déformant au cours du temps. L'état de surface de l'objet peut être quelconque, mais ne doit pas varier pendant l'opération. Les interférences observées sont caractéristiques des déplacements micrométriques subis par l'objet. La mesure des interférences permet de quantifier les déplacements (sensibilité : fraction de micromètre) .

Organisation de cette thèse :

Ce mémoire se compose de quatre chapitres :

Le premier chapitre est consacré aux rappels de notions de base d'état de surface ; comment la caractériser et quels sont les paramètres de caractérisation des surfaces.

Dans le deuxième chapitre nous décrivons les méthodes pour la caractérisation des surfaces ; afin de simplifier l'étude on les a subdivisé en deux ; les premiers basés sur le phénomène d'interférence et les deuxième ailleurs.

Le troisième chapitre orienté d'une manière approfondie sur la caractérisation des surfaces par interférométrie ; commençant par donner une brève introduction sur les phénomènes d'interférences ; terminant par une étude théorique sur l'interférométrie optique ;

Introduction générale

Les conceptions d'interféromètres, et la technique de décalage de phase : concept fondamentaux et les méthodes d'analyse.

Le quatrième chapitre est consacré aux applications expérimentales qui consiste à choisir une conception d'un interféromètre parmi les interféromètres classiques connus (Sagnac) et l'utiliser pour résoudre la problématique de la thèse (à partir des interférogrammes obtenue par l'expérience comment peut-on déduire la qualité de surface). Puis faire l'analyse et la synthèse des figures obtenues par l'expérience réalisée par le montage de l'interféromètre de Sagnac. Finalement on interprétera ces résultats de telle manière qu'on reprend sur la problématique de notre thèse.

CHAPITRE 01 :

Etat de surface :

Paramètres caractéristiques
d'une surface

PLAN DU CHAPITRE :

I.1 Introduction	3
I.2 États de surface.....	3
I.3- Rugosité de surface	4
I.3-1.Définition	4
I.3-2. Paramètres de la rugosité	4
I.4 .La fonction d'auto corrélation et le spectre de la rugosité.....	5

I. 1-Introduction :

La science des matériaux est indissociable de l'histoire de l'humanité à tel point que certaines périodes ont reçu le nom des matériaux alors utilisés (âge de la pierre taillée, néolithique ou âge de la céramique, âge du bronze, âge du fer. . .).

La surface de ces matériaux a toujours fait l'objet d'une attention particulière, l'état de surface (brillance, poli...) dépendant des propriétés optiques de la surface.

Le développement de la science des matériaux et plus particulièrement de la physique de l'état condensé a conduit les physiciens et chimistes à comprendre que les propriétés d'un matériau dépendaient étroitement de sa structure (défauts compris).

Le nombre d'atomes situés à la surface d'un matériau étant faible par rapport au nombre d'atomes de volume on pourrait penser que les effets de la surface sur les propriétés d'un matériau sont généralement négligeables. Ce n'est pas le cas pour au moins trois raisons :

- La surface d'un matériau est le lieu d'échange entre le matériau considéré et son environnement (on ne peut donc pas la négliger !).
- Du fait de la rupture de symétrie de translation due à la présence d'une surface, la structure atomique ou électronique de surface doit différer de celle du volume sous-jacent. Les propriétés de surface n'ont donc aucune raison d'être a priori identiques à celles du volume sous-jacent !
- La course vers la réalisation de structures ou composants de taille nanométrique confère aux propriétés de surface une importance grandissante.

I.2- États de surface :

Le terme "état " de surface englobe tous les défauts que peut présenter une surface obtenue à l'aide d'un procédé d'usinage quelconque par rapport à la surface idéalement prescrite par le document technique. Le contrôle de l'état de surface Consiste à caractériser la micro-géométrie d'une surface [1].

Un profil d'état de surface sera décomposé en écarts géométriques de 4 ordres :

✓ **Défauts d'ordre 1** : Ils correspondent aux défauts géométriques des surfaces (planéité, rectitude, circularité...).

✓ **Défauts d'ordre 2** : Ils sont relatifs aux ondulations inscrits dans le profil et sont représentés par une ligne ondulée caractérisée par la ligne enveloppe supérieure. Ces

irrégularités sont dues aux vibrations des machines, à leurs défauts et aux traitements thermiques appliqués à ces surfaces.

Le pas des irrégularités (distance entre 2 sommets) est de l'ordre du millimètre (compris entre 0.5 et 2.5 mm environ).

✓ **Défauts d'ordre 3 :**

Ce sont les stries de rugosités de la surface de la pièce. Ce sont eux qui caractérisent la rugosité (avec les défauts d'ordre 4). Ces sillons et stries sont tracées avec régularité sur la pièce avec un pas compris entre 0.02 et 0.5 mm environ. Ils sont dus aux vibrations à hautes fréquences de la pièce et de l'outil, et au mouvement d'avance lors de l'usinage.

✓ **Défauts d'ordre 4 :**

Ces derniers sont les plus irréguliers et sont souvent accidentels : arrachement de matière, fentes .

I.3- Rugosité de surface :

I.3-1. Définition : La rugosité d'une surface est une notion que chacun peut facilement appréhender. Il faut dire qu'elle est à la fois liée à une notion sensorielle (une surface lisse est plus luisante, plus douce au toucher...) et à des critères fonctionnels : la rugosité d'une surface explique l'adhérence, le glissement, le roulement, ou encore la sensibilité à l'usure ou à la corrosion.

D'une manière générale, on définit la rugosité comme le plus important paramètre pour caractériser l'état d'une surface [2].

I.3-2. Paramètres de la rugosité :

Les premiers paramètres utilisés pour caractériser la rugosité font appel au calcul des hauteurs moyennes de pics et/ou profondeurs moyennes des creux. Ce type de paramètre s'est développé considérablement en métallurgie et en mécanique, notamment afin d'homogénéiser les modes de calculs et les longueurs d'échantillonnage [3].

Parmi ces paramètres, on cite :

- Rugosité moyenne arithmétique: $R_a = \frac{1}{l_m} \int_{x=0}^{x=l_m} |y(x)| dx$ (I.1)

- Rugosité moyenne quadratique : $R_q = \sqrt{\frac{1}{l_m} \int_{x=0}^{x=l_m} y^2(x) dx}$ (I.2)

I.4 .La fonction d’auto corrélation et le spectre de la rugosité :

Cette fonction est fondamentale en traitement du signal : elle permet de caractériser un signal aléatoire de façon plus fine que la moyenne ou la variance (sans pour autant le déterminer complètement).

Elle permet de comparer le signal à un instant t en fonction des propriétés qu’il avait à l’instant $t - \tau$. Elle est donc définie par

$$p(\tau) = p(t; t - \tau) \dots\dots\dots \text{(I.3)}$$

La fonction d’auto corrélation ou corrélation à deux points de la hauteur de la surface

$$p(x_1, x_2) = \langle (h - \langle h \rangle)(x_1)(h - \langle h \rangle)(x_2) \rangle = p(x_1 - x_2) \quad [m^2] \dots\dots\dots \text{(I.4)}$$

ne dépend, par stationnarité, que de la distance entre les deux points. Cette corrélation caractérise quand à elle les **variations horizontales** de la rugosité. Cette fonction réelle est toujours symétrique $p(x) = p(-x)$ et maximum en zéro.

Par définition, cette valeur maximum s’identifie à la variance de la surface. On définit la longueur de corrélation l comme la distance r pour laquelle la corrélation a décru d’un facteur e à partir de zéro.

$$\frac{p(l)}{p(0)} = \frac{1}{e} \dots\dots\dots \text{(I.5)}$$

Une corrélation très classique, surtout en Optique, est gaussienne.

$$p_g(x) = \sigma_h^2 e^{-\left(\frac{x}{l}\right)^2} \dots\dots\dots \text{(I.6)}$$

Cette corrélation correspond à une surface rugueuse mono-échelle, très lisse.

Au contraire, une surface à corrélation exponentielle

$$p_u(x) = \sigma_h^2 e^{-\left(\frac{x}{l}\right)} \dots\dots\dots \text{(I.7)}$$

présente beaucoup de petits détails.

On remarque donc que la longueur de corrélation est insuffisante pour caractériser ces variations horizontales [4].

$$\tilde{p}(k) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} p(x) e^{-ikx} dx \quad [m^3] \dots\dots\dots \text{(I.8)}$$

$$p(k) = \int_{-\infty}^{+\infty} \tilde{p}(x) e^{+ikx} dk \quad [m^2] \dots\dots\dots \text{(I.9)}$$

Le théorème de Wiener-Kinchine nous assure que pour une surface homogène,

si la corrélation est continue en zéro, elle admet une transformée de Fourier et que cette dernière est non négative. La corrélation étant réelle symétrique, sa transformée de Fourier est elle-même réelle et symétrique. Appelée spectre de puissance en traitement du signal, on la nomme spectre de rugosité ou spectre de hauteur pour les surfaces rugueuses.

Le spectre est la répartition de la rugosité sur les fréquences spatiales : son intégrale vaut la variance de la surface

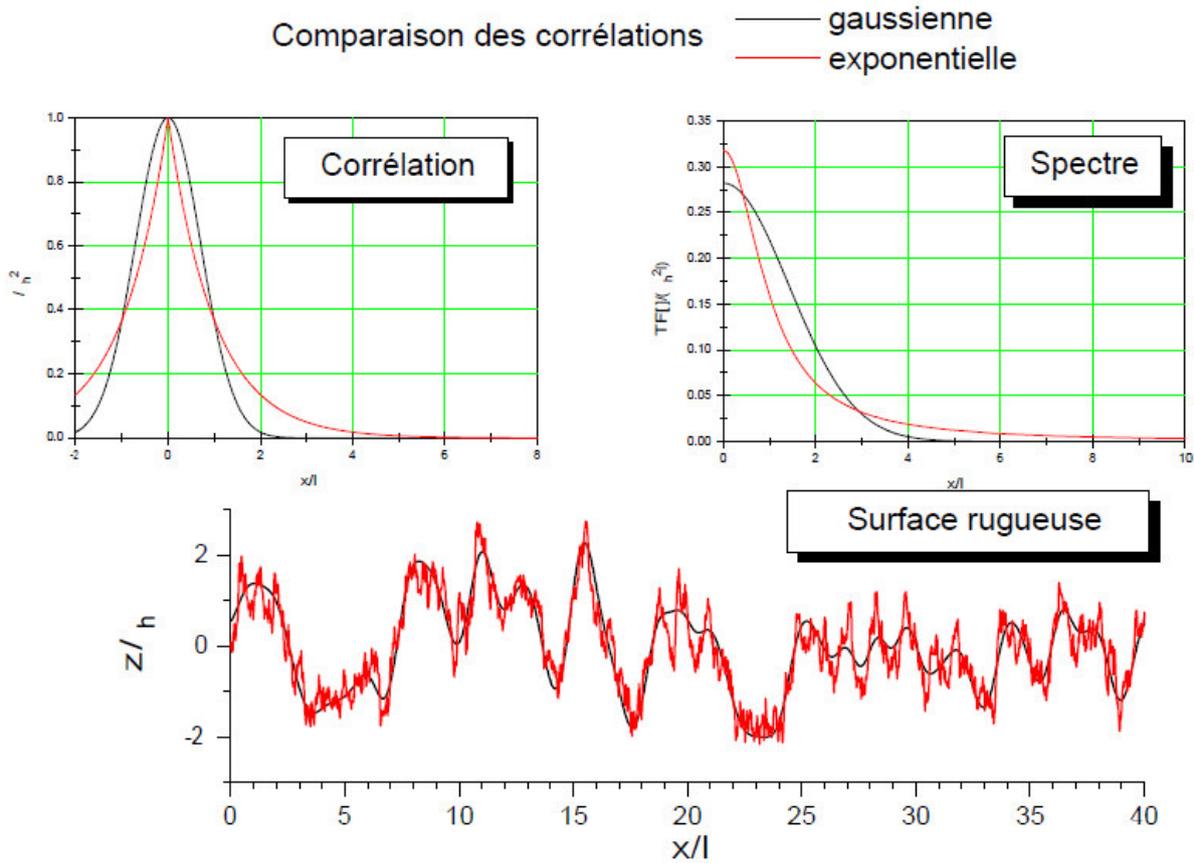


Figure I. 1: Le spectre associé à une corrélation gaussienne est bien entendu gaussien.

Le spectre d’une surface exponentielle décroît à l’infini comme k^{-2} alors que le spectre gaussien décroît plus vite que toute puissance de k . Ceci explique que la surface exponentielle comprenne plus de détails (hautes fréquences) que la surface gaussienne [4,5].

$$p(0) = \sigma_h^2 = \int_{-\infty}^{+\infty} \tilde{p}(x) dk \quad [m^2] \dots \dots \dots (I.10)$$

CHAPITRE 02 :

Méthodes de caractérisation des surfaces.

PLAN DU CHAPITRE :

II.1 Introduction	7
II.2. Méthodes optiques	8
II.2.1. Méthodes basées sur la focalisation de la lumière.....	8
II.2.1. 1. Focalisation dynamique	8
II.2.1. 2. Microscopie confocale	8
II.2.2. Méthodes microscopiques	9
II.2.2. 1. Microscopie électronique à balayage – MEB	9
II.2.2. 2. Microscopies en champ proche	9
II.3. Techniques interférométriques	10
II.3.1. Microscopies interférentielles.....	10
II.3.2. Variantes.....	11
II.3.2.1. Projection de franges.....	11
II.4. Techniques par moiré	12
II.5. Techniques par méthodes tactiles	13

II.1 Introduction :

On a plusieurs critères pour classier les méthodes de caractérisation des surfaces ; des techniques destructives et non destructives, des techniques interférométriques soit baséessur les interféromètres classique connu (Mach-Zehnder ; Murty ; Michelson...etc.) ; ou les nouvelles versions très développés, on peut schématiser ces technique par la figure suivante :

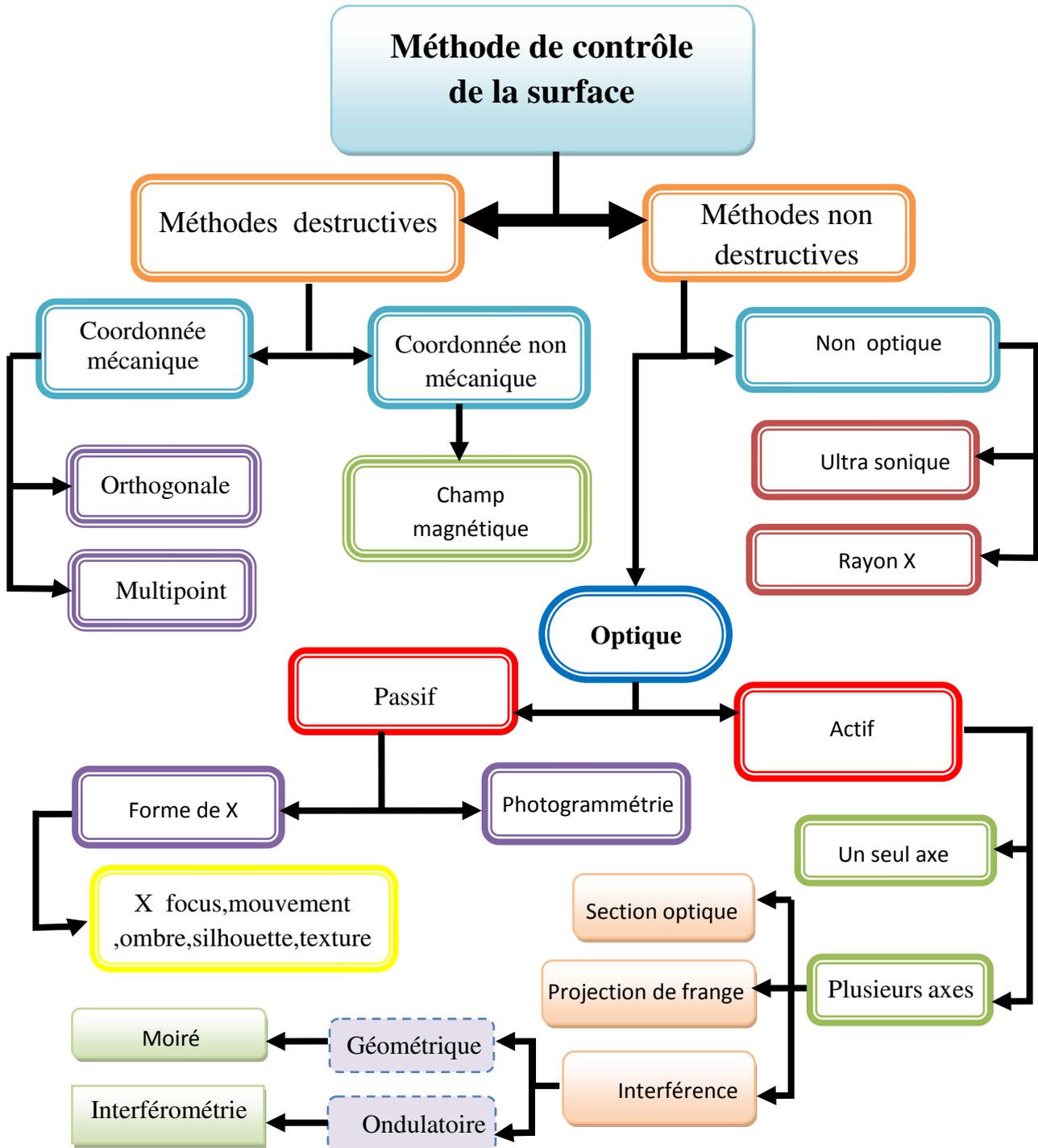


Figure II. 1: Les différentes techniques pour le contrôle de la surface.

II.2. Méthodes optiques :

Les méthodes optiques sont basées sur les phénomènes optiques tels que : diffraction ; interférence ; ...etc , et utilisant des autres applications optiques (par exemple le laser ; la fibre optique ; ...)

II.2.1. Méthodes basées sur la focalisation de la lumière :

Ce sont des techniques qui utilisent soit des composants optiques ; soit des instruments optiques afin de former l'image en leurs points focaux.

II.2.1.1. Focalisation dynamique :

Le principe de cette méthode consiste à utiliser un dispositif optique comprenant deux lentilles ; la lentille frontale est mobile pour permettre la focalisation de la lumière d'un laser à semi-conducteurs sur la surface à analyser. Le déplacement de cette lentille est obtenu à l'aide d'un moteur constitué d'une bobine et un aimant. Le faisceau laser réfléchi par la surface est renvoyé sur une photodiode à deux quadrants par l'intermédiaire d'un séparateur de faisceau. Selon les diodes éclairées, une boucle de régulation refocalise le faisceau en agissant sur le moteur. La position de la lentille est mesurée par un autre dispositif optoélectronique et correspond à l'altitude de la surface. Les caractéristiques des composants optiques permettent d'obtenir une résolution de quelques nm sur une plage de 100 μ m. La caméra CCD est utilisée pour repérer la plage analysée. Pour obtenir une image 3D, on balaye la surface en X et Y en la déplaçant devant l'objectif à l'aide d'une table motorisée[6].

II.2.1.2. Microscopie confocale :

On peut à l'aide d'un très petit diaphragme placé au foyer d'une lentille réaliser un microscope confocal ; ou ne pouvant observer que les objets situés dans ce plan de mise au point. En déplaçant ce plan on obtient une information sur la rugosité de la surface, couche par couche.

La source de lumière est un laser, le détecteur est un photomultiplicateur précédé de filtres, permettant de sélectionner une seule longueur d'onde de travail pour le laser.

Pour faire varier la mise au point, on peut utiliser un moteur piézo (déplacement de la lentille ou déplacement de l'objet)[6,7].

II.2.2. Méthodes microscopiques :

II.2.2. 1. Microscopie électronique a balayage – MEB :

Un faisceau primaire d'électrons de diamètre compris entre 5 et 20 nm et d'énergie allant de quelques keV à 50 keV est focalisé sur un échantillon. Ces électrons émis par l'échantillon sont détectés par un scintillateur couplé à un photomultiplicateur. Le signal obtenu est amplifié et sert à moduler l'intensité du faisceau d'un oscilloscope dont le balayage est synchrone avec celui du faisceau primaire. Le grandissement s'obtient en changeant les dimensions de la zone balayée. Le contraste de l'image observée provient pour l'essentiel des différences de relief qui existent sur l'échantillon[7].

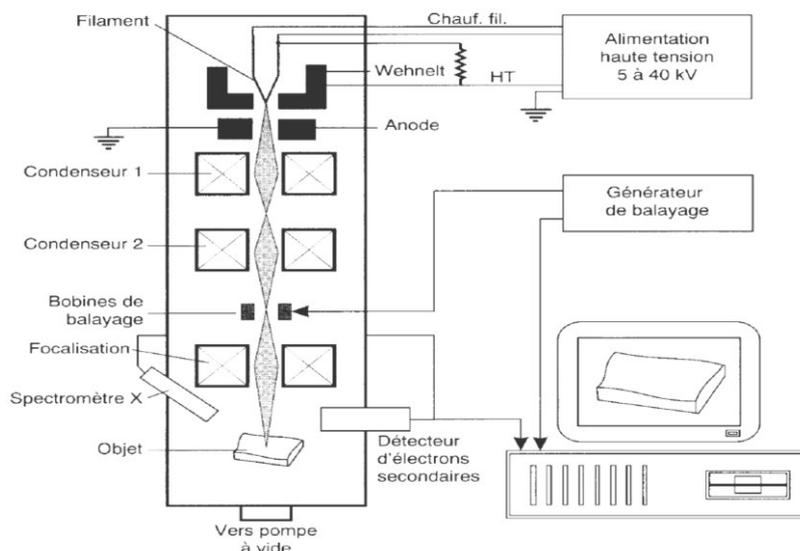


Figure II. 2:Principe du microscope électronique à balayage.

II.2.2.2. Microscopies en champ proche :

Dans les microscopies en champ proche, on sonde essentiellement la réponse de la rugosité de la surface à un champ de force au moyen d'une pointe qui balaye la surface .L 'amplitude latérale du balayage peut aller de quelques nanomètres à plusieurs centaines de micromètres. Les microscopies en champ proche permettent des résolutions spatiales latérales très élevées, meilleures que le nanomètre. La résolution en hauteur qui peut atteindre le centième de nanomètre est encore meilleure .on cite :

- ❖ STM : microscopie a effet tunnel (scanning tunneling microscopy). On teste un champ électrique entre la pointe et l'échantillon qui doit être conducteur[2,3].

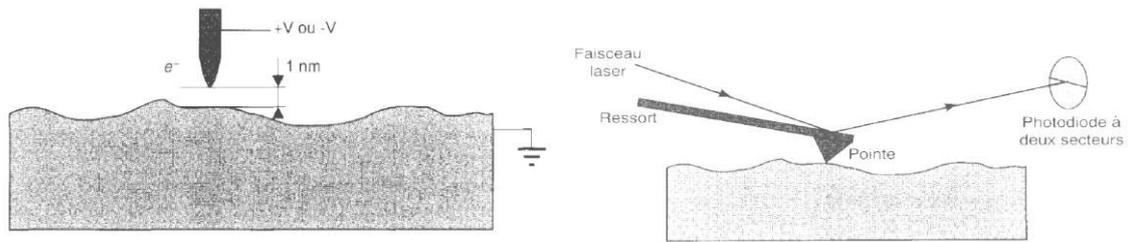


Figure II. 3:Schéma de principe d'un STM (à gauche)et AFM (à droite).

- ❖ AFM : microscopie à force atomique (atomic force microscopy). On sonde un champ de forces transmis à levier avec un montage dit en cantilever. Elle s'applique à tous les matériaux[2,8].

II.3. Techniques interférométriques :

Dans l'optique moderne l'aspect ondulatoire de la lumière a joué un grand rôle ; il a plusieurs utilisations dans tous les domaines surtout l'industrie ; bien que les interférences qui ont un important rôle et surtout pour le contrôle industriel. On peut classifier ces techniques en deux catégories comme suit :

II.3.1. Microscopie interférentielle :

Rappelons brièvement le principe de l'interféromètre de Michelson, considérons deux miroirs perpendiculaires, M_1 et M_2 et une lame séparatrice, G , placée à 45° (Fig. II. 4). Un rayon lumineux, monochromatique, issu de S et se rendant en M va parcourir les deux trajets SOA_1OM et SOA_2OM : en M ces deux rayons présentent une différence de marche Δ égale à $2e$. Si ρ est un entier et λ la longueur d'onde de la lumière, on observe un maximum d'intensité pour :

$$\Delta = \rho\lambda \dots\dots\dots (II.1)$$

Δ est un minimum nul pour :

$$\Delta = (2\rho + 1) \frac{\lambda}{2} \dots\dots\dots (II.2)$$

En déplaçant le miroir M_2 de Δe on observe deux maximums consécutifs pour :

$$\Delta e = \frac{\lambda}{2} \dots\dots\dots (II.3)$$

En admettant qu'on sait raisonnablement mesurer $1 / 100$ de l'intervalle entre deux franges on trouve, dans le visible, une résolution de quelques nm.

Si le miroir M_2 est « plan » on observe des franges parallèles et s'il est « ondulé » on observe les interférences de la figure II. 4.b. En éclairant en lumière blanche, on observera des franges « colorées » (Fig. II. 4c).

Le montage de Michelson nécessite de placer le prisme de séparation devant l'objectif qui doit avoir une grande distance frontale (ce qui limite le grossissement possible).

Le problème peut être résolu avec les montages de Linniket Mirauqui permet d'accéder aux plus forts grossissements.

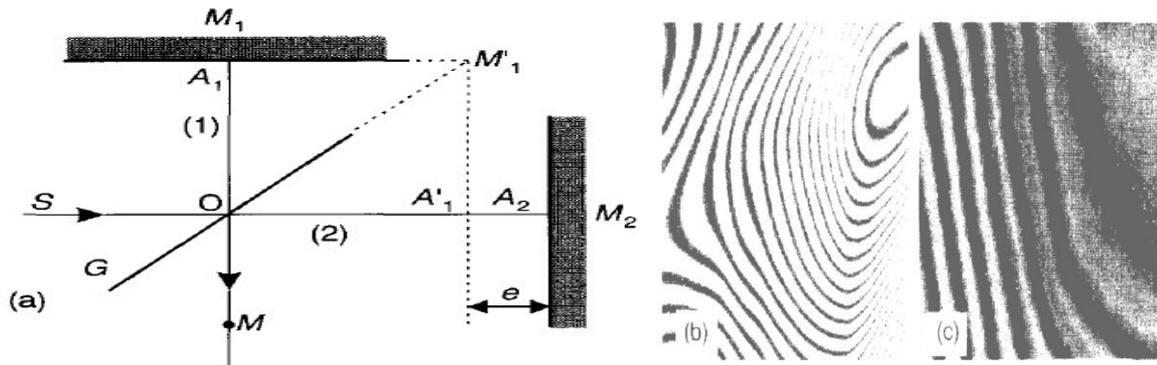


Figure II. 4: Interféromètre de Michelson : (a) principe, (b) franges en lumière monochromatique, (c) franges en lumière blanche [6].

II.3.2. Variantes :

Ce sont des techniques développées qui utilisent l'outil interférométrique d'une manière indirecte c.à.d. qu'on n'utilise pas les interféromètres directement mais on utilise des outils obtenus par ses interféromètres ; on cite deux cas :

II.3.2.1. Projection de franges :

On projette sur la surface des séries de franges parallèles (Fig. II. 5) : ces franges se déforment en fonction de la topographie de la surface. La caméra CCD les observe selon un angle α par rapport à la direction de projection et fournit les données au calculateur qui reconstitue la surface.

Ce procédé est applicable à la microscopie mais aussi à des dispositifs macroscopiques: amplitude d'analyse verticale jusqu'à 5 mm avec une résolution de 0,5 μm , plage de mesure latérale de 20 mm

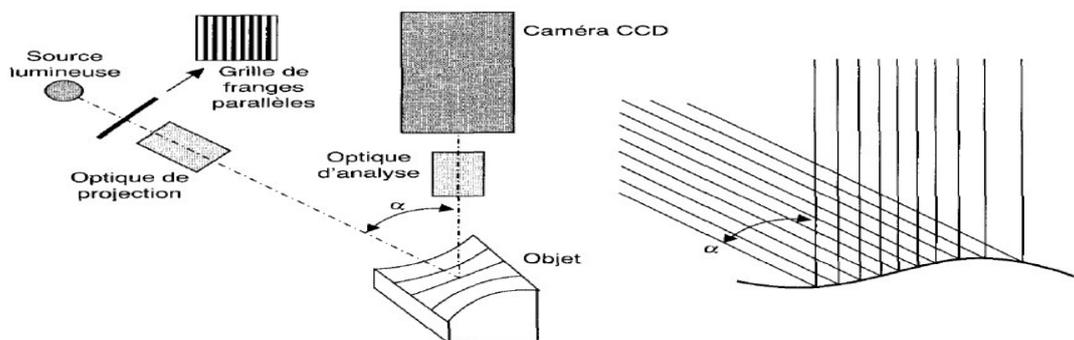


Figure II. 5: Principe de la mesure de rugosité par projection de franges (d'après document OMECA) [6, 9].

II.4. Techniques par moiré :

Le phénomène Moiré est utilisé pour mesurer le relief sur une surface biendéterminée. Il existe beaucoup de variantes de la méthode Moiré:

- Le Moiré géométrique. • Le Moiré d'ombre.
- Le Moiré par réflexion. • Le Moiré de projection.

Les techniques Moiré sont développées pour la mesure des déformations dans le plan ou hors-plan d'un objet.

Le phénomène de Moiré consiste dans l'apparition des franges d'interférence représentant le lieu géométrique des points d'égal déplacement de l'objet, qui apparaissent à la superposition optique ou mécanique de deux réseaux de lignes ou points, qui ne coïncident pas en orientation, forme ou distance entre lignes.

Le principe du Moiré est basé sur un phénomène optique. Ce phénomène se produit lorsque deux réseaux sont superposés. Le phénomène Moiré est la superposition de deux réseaux physiques faisant apparaître un troisième réseau visible qui est fonction des deux premiers. Les réseaux peuvent être de différentes natures, ils peuvent être constitués géométriquement de lignes, de lignes croisées, de cercles, d'ellipses etc. [10,11].

Le plus simple phénomène Moiré qui peut être rencontré est celui qui consiste dans la superposition de deux réseaux de lignes identiques avec un décalage angulaire (Fig. II. 6.).

Par effet Moiré on comprend un tableau de franges d'interférence représentant le lieu géométrique des points ou lignes d'égal déplacement i , qui apparaissent à la superposition optique (sans contact) ou mécanique (avec contact) des deux réseaux de lignes G_1 et G_2 ou des points comme ceux dans la figure 4.1b. Quand les deux réseaux de lignes sont parallèles (l'angle φ est nul) on n'observe pas le champ de franges (seulement sombres ou lumineuses). Quand les réseaux de lignes sont en rotation d'un angle φ , on observe les franges Moiré de période similaire T , comme dans la figure. II. 6 la période T a l'expression : $T = \frac{1}{2 \sin \frac{\alpha}{2}}$

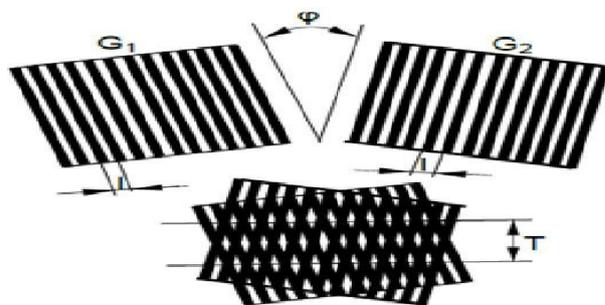


Fig. II. 6. Le principe de la superposition des deux réseaux pour obtenir des franges moiré avec un décalage angulaire entre les deux réseaux.

II.5. Techniques par méthodes tactiles :

On peut citer deux espèces qui sont : On utilise un stylet constitué d'un diamant généralement conique avec un rayon de courbure de la pointe compris entre 2 et 5 μm . La mesure du déplacement vertical (Fig. II. 8), par exemple, à un capteur inductif (on peut aussi utiliser un système optoélectronique).

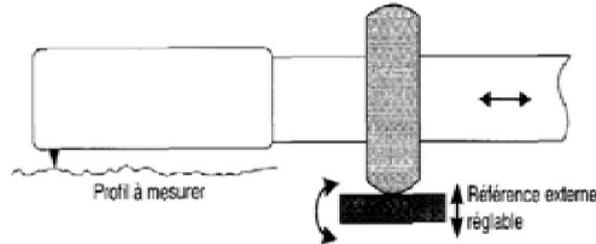


Figure II. 7: Emploi d'un capteur tactile pour la profilométrie [6].

Cet emploi permet de relever le profil de la surface par rapport à une référence externe ; le signal électrique est numérisé et on sépare ondulation et rugosité par le calcul.

Les méthodes tactiles ont des limitations liées au principe même : erreur commise dans les creux en raison du rayon de courbure du stylet, problèmes avec les surfaces réentrantes [6,8].

Conclusion : En effet, le type de la microscopie ou la méthode tactile utilisée est dépend de les intervalles de les résolutions (horizontale et verticale) voulue voir la figure suivante :

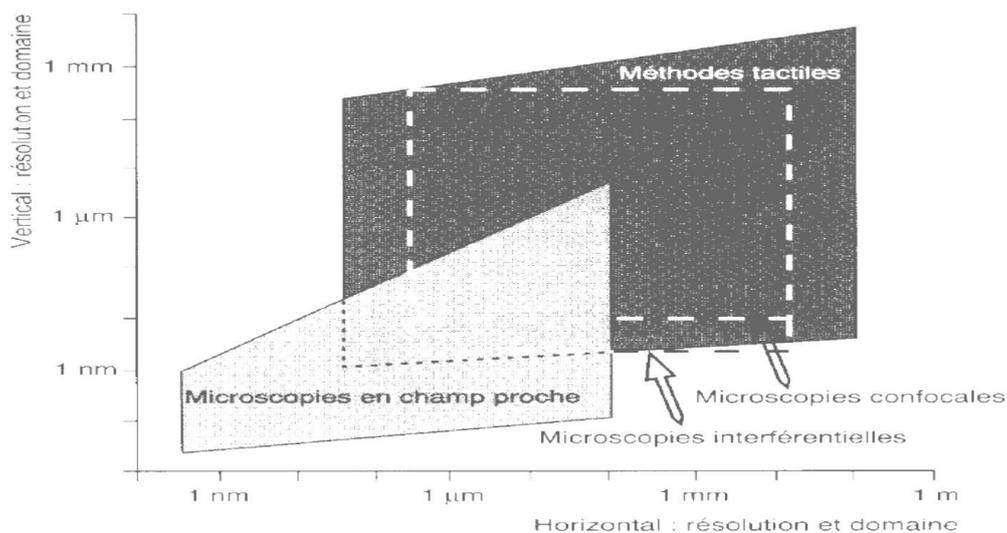


Figure II. 8: Domaines d'utilisation et limites en résolution des procédés de mesure de rugosité ; la résolution latérale des méthodes optiques est fonction du procédé de balayage [6].

CHAPITRE03 :

Caractérisation des surfaces par interférométrie.

PLAN DU CHAPITRE :

III.1 Introduction au phénomène d'interférences.....	14
III.1.1. Equations générales.....	14
III.1.2. Condition d'interférences.....	17
III.1.2.1. Cohérence spatiale	18
III.1.2.2. Cohérence temporelle	18
III.1.2.3. Cohérence de polarisation	19
III.1.3. Interférences par division de front d'ondes.....	20
III.1.4. Interférences par division d'amplitude.....	20
III.1.4.1. lame à faces parallèles.....	21
III.1.4.2. Coin d'air.....	23
III.2. Interférométrie optique.....	24
III.2.1. Différentes conceptions d'interféromètres	24
III.2.1.1. Michelson.....	24
III.2.1.2. Mach-Zehnder.....	26
III.2.1.3. Sagnac.....	26
III.2.1.4. Twyman-Green.....	27
III.3. Décalage de phase ; techniques et Concepts.....	28
III.3.1. Miroir mobile.....	28
III.3.2. lame à faces parallèles, inclinée.....	29
III.3.3. Réseau de diffraction mobile.	29
III.3.4. Les phases de Pancharnam (phase géométrique).....	29
III.4. Méthodes d'analyse	30
III.4.1. Algorithme à trois pas (<i>three-step algorithm</i>).....	32
III.4.2. Algorithme à quatre pas (<i>Four-step algorithm</i>).....	33
III.4.3. Algorithme à cinq pas (<i>Five-step algorithm</i>).....	33
III.4.4. Algorithme de Carré.....	34
III.5. Déroulage de la phase	35
III.6. Conclusion	37

III.1.Introduction au phénomène d’interférences :

Après la découverte de l’aspect ondulatoire de la lumière, les physiciens commencent leurs essais pour découvrir l’importance de cette aspect chacun avec sa propre manière ; d’où ils ont inventé des dispositifs pour bien expliquer le phénomène et le bien exploiter puis ils ont traduit leurs résultats mathématiquement.

On définit la lumière comme l’addition de deux perturbations ondulatoires : l’une magnétique, l’autre électrique, se propagent dans deux plans perpendiculaires, qu’on doit déterminer.

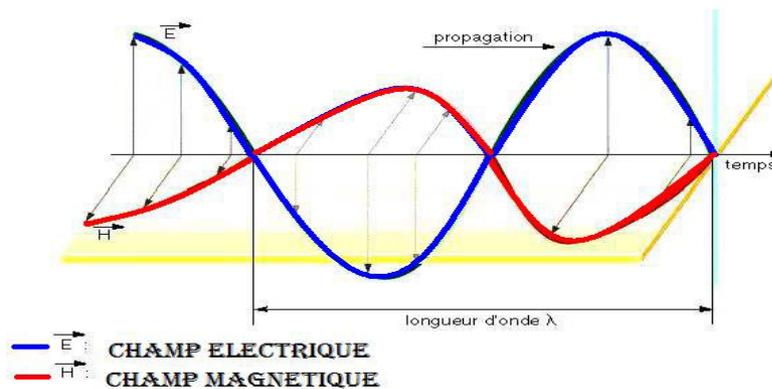


Figure III. 1:L’aspect électromagnétique de la lumière.

III.1.1 Equations générales :

En accord avec le principe de superposition, l’amplitude du champ électrique \vec{E} , en un point de l’espace, résultant des champs distincts $\vec{E}_1, \vec{E}_2, \dots$ des diverses sources contributives est donnée par :

$$\vec{E} = \vec{E}_1 + \vec{E}_2 + \dots \dots \dots \text{III.1}$$

La perturbation optique, ou champ lumineux \vec{E} varie dans le temps à un rythme extrêmement rapide, approximativement (dans le visible) : $4.3 \times 10^{14} \text{Hz}$ à $7.5 \times 10^{14} \text{Hz}$ faisant du champ réel une quantité impossible à détecter. D’un autre côté, on peut mesurer directement l’éclairement I avec une grande variété de capteurs (photo détecteurs, bolomètres, émulsions photographiques, ou les yeux). Mieux vaut donc étudier les interférences par le biais des éclairagements. On peut mener une grande partie de l’analyse qui suit sans considérer la forme particulière des fronts d’onde, et les résultats sont donc très généraux. Par souci de simplicité, considérons toutefois deux points sources S_1 et S_2 , qui émettent des ondes

monochromatiques de même fréquence dans un milieu homogène. Soit a la distance séparant les deux sources.

Positionnons le point d'observation P suffisamment loin des sources de telle sorte que, vu de P, les fronts d'onde soient plans.

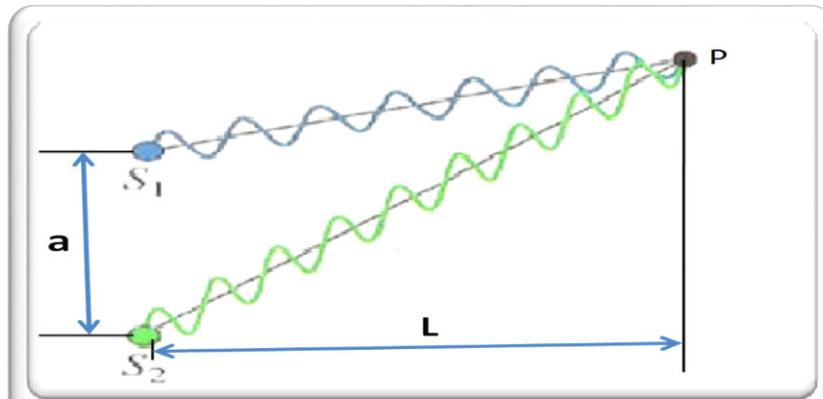


Figure III. 2: La superposition de deux ondes monochromatique.

Pour le moment, considérons seulement des ondes polarisées linéairement de deux sources S₁ et S₂ tel que S₁ nous donne l'onde $\vec{E}_1(\vec{r}, t)$ et S₂ nous donne l'onde $\vec{E}_2(\vec{r}, t)$ avec :

$$\vec{E}_1(\vec{r}, t) = \vec{E}_{01} \cos(\vec{k}_1 \cdot \vec{r} - \omega t + \varepsilon_1) \dots \dots \dots \text{III.2}$$

$$\text{Et } \vec{E}_2(\vec{r}, t) = \vec{E}_{02} \cos(\vec{k}_2 \cdot \vec{r} - \omega t + \varepsilon_2) \dots \dots \dots \text{III.3}$$

L'éclairement en P est donné par :

$$I = \langle \vec{E}^2 \rangle_T \dots \dots \dots \text{III.4}$$

Ce qu'on entend par $\langle \vec{E}^2 \rangle_T$ est bien sûr la moyenne temporelle du carré de l'amplitude du champ électrique, ou $\langle \vec{E} \cdot \vec{E} \rangle_T$

En conséquence:

$$\vec{E}^2 = \vec{E} \cdot \vec{E} \dots \dots \dots \text{III.5}$$

Ou, maintenant :

$$\vec{E}^2 = (\vec{E}_1 + \vec{E}_2) \cdot (\vec{E}_1 + \vec{E}_2) \dots \dots \dots \text{III.6}$$

Donc :

$$\vec{E}^2 = \vec{E}_1^2 + \vec{E}_2^2 + 2\vec{E}_1 \cdot \vec{E}_2 \dots \dots \dots \text{III.7}$$

En effectuant la moyenne temporelle des deux côtés, on trouve que l'éclairement devient :

$$I = I_1 + I_2 + I_{12} \dots \dots \dots \text{III.8}$$

Sachant que :

$$I_1 = \langle \vec{E}_1^2 \rangle_T \dots \dots \dots \text{III.9}$$

Et
$$I_2 = \langle \vec{E}_2^2 \rangle_T \dots \dots \dots \text{III.10}$$

Et
$$I_{12} = 2 \langle \vec{E}_1 \cdot \vec{E}_2 \rangle_T \dots \dots \dots \text{III.11}$$

La dernière expression est connue sous le nom de terme d'interférence. Pour l'évaluer dans ce cas précis, posons :

$$\vec{E}_1 \cdot \vec{E}_2 = \vec{E}_{01} \cos(\vec{k}_1 \cdot \vec{r} - \omega t + \varepsilon_1) \times \vec{E}_{02} \cos(\vec{k}_2 \cdot \vec{r} - \omega t + \varepsilon_2) \dots \dots \dots \text{III.12}$$

Ou de manière équivalente:

$$\begin{aligned} \vec{E}_1 \cdot \vec{E}_2 = & \vec{E}_{01} \cdot \vec{E}_{02} [\cos(\vec{k}_1 \cdot \vec{r} + \varepsilon_1) \cos(\omega t) + \cos(\vec{k}_1 \cdot \vec{r} + \varepsilon_1) \cos(\omega t) + \sin(\vec{k}_1 \cdot \vec{r} + \varepsilon_1) \times \sin(\omega t)] \\ & \times [\cos(\vec{k}_2 \cdot \vec{r} + \varepsilon_2) \cos(\omega t) + \cos(\vec{k}_2 \cdot \vec{r} + \varepsilon_2) \cos(\omega t) + \sin(\vec{k}_2 \cdot \vec{r} + \varepsilon_2) \sin(\omega t)] \dots \dots \text{III.13} \end{aligned}$$

Rappelons que la moyenne temporelle d'une fonction/(r), prise pendant un intervalle de temps T, est :

$$\langle f(t) \rangle_T = \frac{1}{T} \int_t^{t+T} f(t') dt' \dots \dots \dots \text{III.14}$$

La période τ des fonctions harmoniques est $\frac{2\pi}{\omega}$, et pour le cas qui nous concerne $T \gg \tau$. Dans ce cas, le coefficient $1/T$, qui précède l'intégrale, a un rôle prédominant. En multipliant l'équation (III.13) et en effectuant la moyenne temporelle, nous obtenons :

$$\langle \vec{E}_1 \cdot \vec{E}_2 \rangle_T = \vec{E}_{01} \cdot \vec{E}_{02} \cos(\vec{k}_1 \cdot \vec{r} + \varepsilon_1 - \vec{k}_2 \cdot \vec{r} - \varepsilon_2) \dots \dots \dots \text{III.15}$$

Sachant que :

$$\left\{ \begin{array}{l} \langle \cos^2(\omega t) \rangle_T = \frac{1}{2} \\ \langle \sin^2(\omega t) \rangle_T = \frac{1}{2} \\ \langle \cos(\omega t) \sin(\omega t) \rangle_T = 0 \end{array} \right. \dots \dots \dots \text{III.16}$$

Le terme d'interférence est alors :

$$I_{12} = \vec{E}_{01} \cdot \vec{E}_{02} \cos(\delta) \dots \dots \dots \text{III.17}$$

Telque :

$$\delta = \vec{k}_1 \cdot \vec{r} - \vec{k}_2 \cdot \vec{r} + \varepsilon_1 - \varepsilon_2 \dots \dots \dots \text{III.18}$$

δ : est la différence de phase résultant à la fois d'une différence entre les chemins optiques et les angles de phase initiaux [13].

Notons que : $\vec{E}_{01} \perp \vec{E}_{02}$ et $\vec{E}_{01} \perp \vec{E}_{02}$

$$\text{Donc} \quad \begin{cases} I_{12} = 0 \\ I = I_1 + I_2 \\ I_{12} = E_{01} \cdot E_{02} \cos(\delta) \end{cases} \dots\dots\dots \text{III.19}$$

On peut écrire cela sous une forme plus pratique en remarquant que :

$$\begin{cases} I_1 = \langle \vec{E}_1^2 \rangle_T = \frac{E_{01}^2}{2} \\ I_2 = \langle \vec{E}_2^2 \rangle_T = \frac{E_{02}^2}{2} \end{cases} \dots\dots\dots \text{III.20}$$

Le terme d'interférence devient alors :

$$I_{12} = 2\sqrt{I_1 \cdot I_2} \cos(\delta) \dots\dots\dots \text{III.21}$$

On peut écrire l'éclairement global sous la forme :

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 \cdot I_2} \cos(\delta) \dots\dots\dots \text{III.22}$$

Dans la figure III. 2 ; l'interfrange i est fonction de la distance $a = S_1 S_2$ que nous appelons longueur de base de l'interféromètre, de la distance L entre l'écran d'observation et l'écran dans lequel se trouvent les trous S_1 et S_2 , et de la longueur d'onde de la source λ :

$$i = \frac{L\lambda}{a} \dots\dots\dots \text{III.23}$$

La visibilité V est une grandeur sans dimension comprise entre 0 et 1 et est d'autant plus grande que les franges sont visibles. Elle est définie, dans le cas d'une source monochromatique, par :

$$V = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}} \dots\dots\dots \text{III.24}$$

Où I_{\min} et I_{\max} sont les intensités minimale et maximale détectées respectivement [13,14].

III.1.2 Condition d'interférences :

La production de interférences nécessite certaines conditions ; dites conditions de cohérence à d qu'il ne peut y avoir d'interférences observables entre ondes lumineuses que si les conditions suivantes sont respectées.

III.1.2 .1.Cohérence spatiale :

La première condition (la cohérence spatiale) pour obtenir des interférences lumineuses nécessite une source unique et ponctuelle avec laquelle on crée deux sources secondaires.

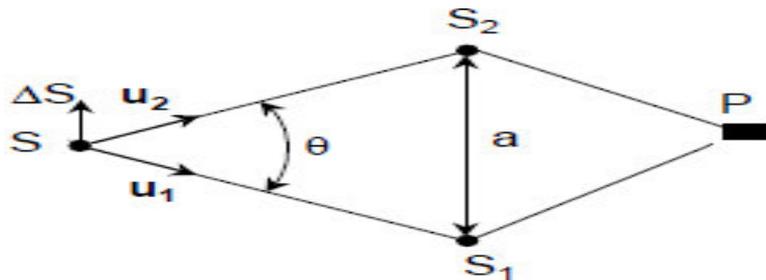


Figure III. 3:Schéma explique la cohérence spatiale.

Un déplacement de ΔS de la source primaire S induit un déphasage au niveau de P . Si l'on prend le rayon 1 comme référence, le déphasage supplémentaire vaut :

$$\delta = \frac{2\pi}{\lambda} \Delta S \cdot (\vec{u}_1 - \vec{u}_2) \dots \dots \dots \text{III.25}$$

Si ce déplacement est perpendiculaire à S_1S_2 , il n'y a pas d'effet, ce qui justifie l'utilisation de fente source dans certains montages pour augmenter la luminosité.

Si ce déplacement est suivant S_1S_2 , en effectuant un développement, la variation angulaire $\Delta\phi = \frac{2\pi}{\lambda} \Delta S \theta$ doit être très inférieure à 2π pour qu'aucun effet soit présent. Les franges d'interférence ne sont pas brouillées si :

$$2\pi \Delta S \theta < 2\pi$$

L'angle θ_c est appelé largeur angulaire de cohérence spatiale ou angle de cohérence spatiale de la source incohérente S [12,15].

III.1.2 .2.Cohérence temporelle :

Les trains d'onde émis, ayant une longueur finie L_c , ne donnent des interférences que si le train d'onde provenant d'une source secondaire se superpose à celui provenant de l'autre source secondaire. On peut définir aussi la cohérence temporelle ; qu'elle est une caractéristique de la source et que c'est la relation : $\delta < L_c$ avec :

- δ : différence de chemin optique entre les deux ondes au point d'observation.

- L_c : Longueur de cohérence de la source.

A partir de cette longueur de cohérence temporelle, il est facile d’imaginer le concept de train d’onde. Considérons une source unique S qui émet sur une raie de durée finie. A partir de cette source unique, on génère deux sources S_1 et S_2 . Le contraste des franges d’interférences tend progressivement vers zéro lorsque la différence de marche entre les trains d’onde augmente. Cette décroissance du contraste met en jeu la longueur caractéristique $LC=c/\Delta\nu$

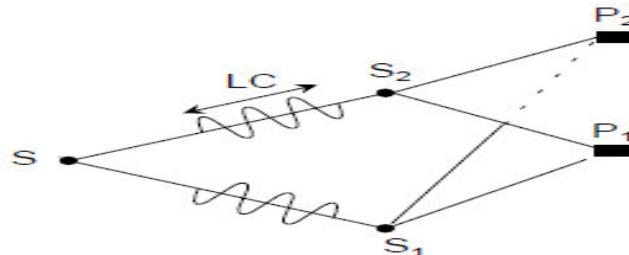


Figure III. 4: Schéma expliquant la cohérence temporelle.

En P_1 , la différence de marche est inférieure à L_c , les trains d’onde provenant de S_1 et S_2 interfèrent en P_1 . En revanche, en P_2 , la différence de marche est supérieure à L_c , les deux trains d’onde qui interfèrent proviennent de deux trains d’onde distincts issus de S , la différence de phase est aléatoire, il n’y a pas d’interférence [12,15].

III.1.2 .3. Cohérence de polarisation :

La cohérence de polarisation impose que les directions des champs électriques des deux ondes qui interfèrent ne soient pas perpendiculaires. c.à.d. les directions de vibration de leurs vecteurs lumineux sont parallèles entre elles (ou, du moins, les composantes qui interfèrent sont parallèles).

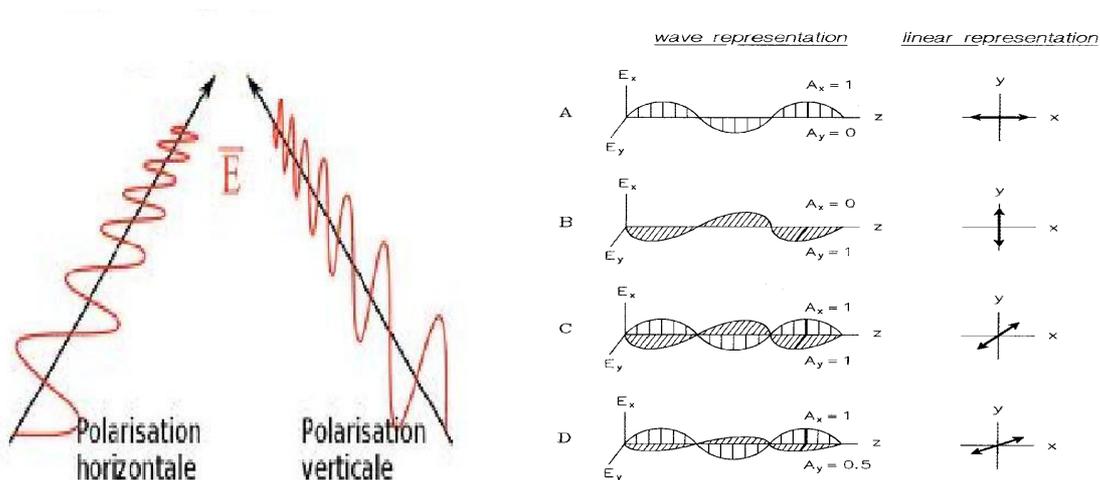


Figure III. 5: Les différents états de polarisation d’une onde lumineuse

Alors pour la production des interférences il est nécessaire que la représentation linéaire des deux ondes à superposer soit la même [16,17].

III.1.3 Interférences par division de front d'ondes :

Les ondes se superposent après introduction d'une différence de marche optique δ . Nous observons l'intensité résultante qui présente des maxima et minima d'intensité. Cette distribution est appelée figure d'interférence [18].

Nous décrivons le phénomène en considérant que l'onde monochromatique incidente se propage selon la direction x , vibre selon l'axe y , et a une grande extension selon z . Le montage expérimental réalise deux ondes par division du front d'onde. Ces deux ondes sont monochromatiques et font entre elles un angle (fig. III. 6).

$$I = I_0 \left[A \cos \frac{2\pi\delta}{2\lambda} \right]^2 \dots\dots\dots \text{III.26}$$

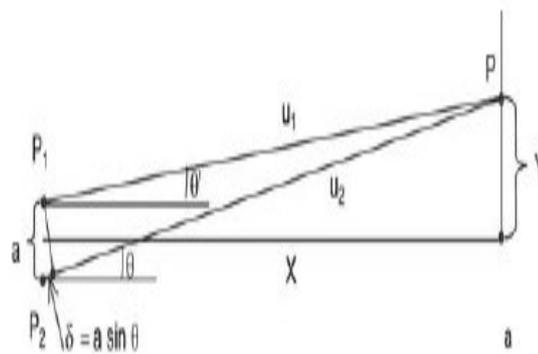


Figure III. 6: Une configuration de l'interféromètre par division de front d'ondes [19]

On cite dans cette catégorie : LOYD, bi prisme de Fresnel,.....etc.

III.1. 4 Interférences par division d'amplitude :

L'onde lumineuse est divisée en deux parties par une surface semi-réfléchissante, donc elle transmet 50% de l'énergie. Dans beaucoup de montages optiques, c'est une lame séparatrice.

Le faisceau est partiellement réfléchi et partiellement transmis. Ensuite, les faisceaux passant à travers les différents éléments optiques ne parcourent pas le même trajet. Puis sont superposés après réflexion ou transmission. La séparation en deux faisceaux, par division d'amplitude de l'onde, est différente de la séparation par division du front d'onde. Dans ce dernier cas, les deux ondes obtenues par division du front d'onde se déplacent sous un angle, tandis que lors d'une division d'amplitude en deux ondes celles-ci peuvent, selon le montage, être parallèles et se diriger dans la même direction. La différence entre séparation d'une onde par division d'amplitude, ou par division du front, est liée au principe de conservation de

l'énergie. Il est impossible de superposer deux faisceaux de telle façon que toute la lumière se propage selon une seule direction[18].

Nous observons la figure d'interférence, c'est-à-dire les franges d'interférence, sur un écran placé à grande distance. L'intensité théorique, celle de l'équation (III.27), est :

$$I(Y) = zz^* = I_0 \left[A \cos \left(\frac{2\pi\delta}{2\lambda} \right) \right]^2 \dots\dots\dots \text{III.27}$$

La figure d'interférence est généralement observée dans le plan focal d'une lentille réduisant ainsi considérablement la distance entre le montage optique et l'écran d'observation[19].

On cite trois exemples pour les interférométries basées à division d'amplitude :

III.1. 4.1. lame à faces parallèles: La lame à faces parallèles est un composant optique très utilisé beaucoup plus dans les interférences à diviseur d'amplitude, elle est constituée de deux dioptries parallèles.

Avec un faisceau lumineux monochromatique incident sur l'un de ces faces avec un angle par rapport à la perpendiculaire de cette face dite l'angle d'incidence, on peut avoir le phénomène d'interférence soit par la transmission multiple de cet faisceau ; soit la réflexion multiple de cet faisceau, on remarquant que les franges sont obtenue à l'infini comme suit :

❖ Par réflexion :

Pour une onde incidente:

$$A = A_0 \cos(\omega t - kx - \varphi) \dots\dots\dots \text{III.28}$$

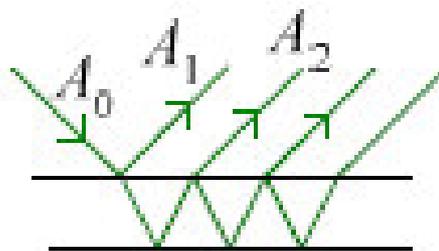


Figure III. 7 : Les interférences obtenues par réflexion.

On a pour les amplitudes réelles :

$$\frac{A_1}{A_2} = r, \frac{A_2}{A_0} = rt_1t_2, \frac{A_3}{A_0} = r^3t_1t_2 \dots\dots\dots \text{III.29}$$

Ou les amplitudes sont déphasées [6].

❖ Par transmission :

Pour une onde incidente :

$$A = A_0 \cos \omega t - k x - \varphi \dots \dots \dots \text{III.30}$$

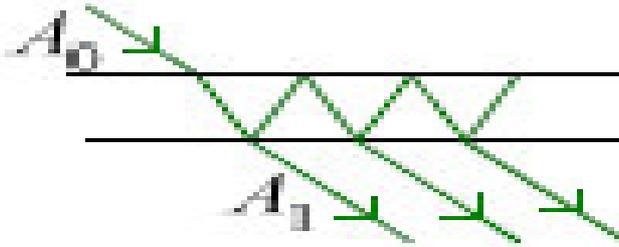


Figure III. 8: Les d'interférencesobtenues par transmission

On a pour les amplitudes réelles :

$$\frac{A_1}{A_2} = t_1 t_2, \frac{A_2}{A_0} = r^2 t_1 t_2, \frac{A_3}{A_0} = r^3 t_1 t_2 \dots \dots \dots \text{III.31}$$

Aussi dans ce cas les amplitudes sont déphasées.

Nous montrons, fig. (III. 9), les franges d'interférence observées par réflexion et par transmission.

Les anneaux sont fonction de l' incidence θ i des rayons, nous observons les franges d'Heidinger, c'est-a-dire les franges d'égale inclinaison[20].

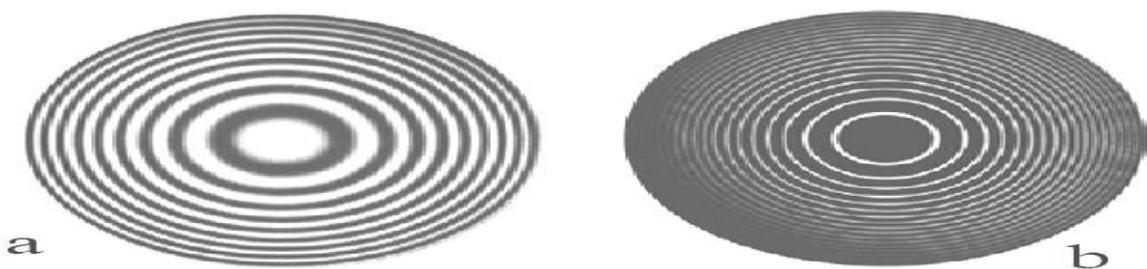


Figure III. 9: lame a faces parallèles : interférence par ondes multiples, (a) Observation par réflexion. (b) Observation par transmission[19].

III.1. 4.2. Coin d'air :

Le coin d'air est un dispositif qui comprend deux lames a faces parallèles disposées dans l'air, l'une au-dessus de l'autre ; elles font, entre elles, un angle α petit.

Par exemple nous pouvons choisir deux lamelles superposées de microscope, et nous glissons entre elles un cheveu voire la fig. III. 10.

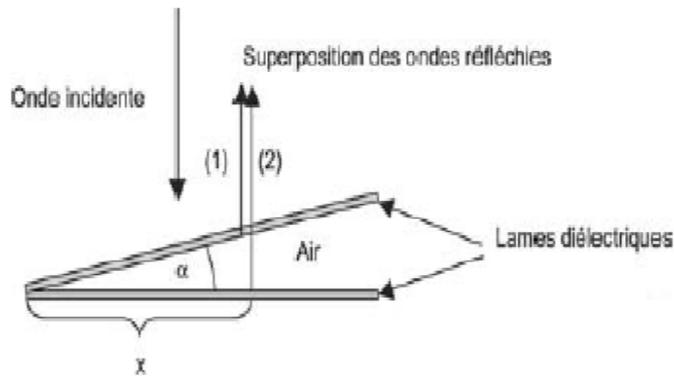


Figure III. 10:L'interféromètre du coin d'air

Le coin d'air est compris entre les deux lames d'indice $n_i = 1$. Nous calculons, avec la méthode analogue a celle de l'étude de la lame a faces parallèles, la différence de marche entre les faisceaux (1) et (2) (voire fig. III. 10) est :

$$\delta = 2x \tan \alpha \dots\dots\dots \text{III.32}$$

Tel que α : l'angle du coin.

x : Distance sur la lame supérieure a partir de l'arête du coin.

Lors de la réflexion d'une onde sur la face inférieure, dans le sens air \Rightarrow verre, elle a une différence de phase supplémentaire de π équivalente à une différence de marche de $\frac{\lambda}{2}$.

En conséquence, la différence de marche optique devient :

$$\delta = 2x \tan \alpha + \frac{\lambda}{2} \dots\dots\dots \text{III.33}$$

Les deux ondes (1) et (2) se superposent ensuite. Nous observons des franges d'interférence au voisinage de la face supérieure. Cesont des droitesparallèles à l'arête du coin [21].

❖ Pour les franges brillantes :

On a:

$$2x \tan \alpha = \frac{\lambda}{2}, 3 \frac{\lambda}{2}, 5 \frac{\lambda}{2}, \dots, (2m + 1) \frac{\lambda}{2} \dots \dots \dots \text{III.34}$$

❖ Pour les franges sombres :

On a:

$$2x \tan \alpha = 0, \lambda, 2\lambda, 3\lambda, \dots, m\lambda \dots \dots \dots \text{III.35}$$

III.2. Interférométrie optique :

III. 2.1 Différentes conceptions d'interféromètres :

III.2.1.1. Interféromètre de Michelson :

Michelson conçut cet interféromètre pour mesurer avec précision des longueurs. Il devient célèbre en montrant, à l'aide de cet interféromètre, l'absence d'éther dans l'univers, et les physiciens, en 1880, donnèrent son nom à cet interféromètre.

Depuis quelques années, l'interféromètre de Michelson est devenu, avec le développement de l'informatique, le spectromètre par transformée de Fourier le plus utilisé.

Interféromètre de Michelson à incidence normale.

Les deux parcours compris entre la lame séparatrice à chaque miroir sont différents, les deux lames ne sont pas ici à égale distance de la lame séparatrice et : $x_1 \neq x_2$.

Le principe de l'interféromètre de Michelson est représenté sur la figure III. 11. L'amplitude de l'onde incidente est:

- ❖ partiellement réfléchi à 90deg par la lame séparatrice vers le miroir plan M1. Nous désignons cette onde par (1).
- ❖ partiellement transmise par la lame séparatrice vers le miroir plan M2. Nous désignons cette onde par (2).

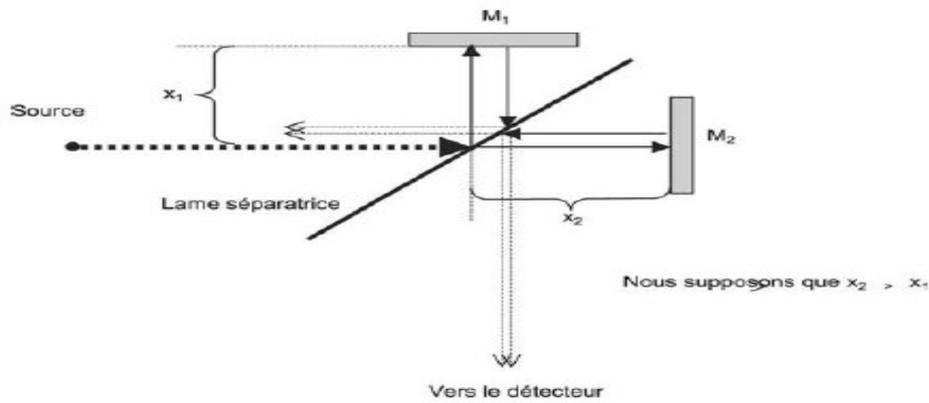


Figure III. 11: Interféromètre de Michelson.

Lame séparatrice, incidence normale.

C'est une lame à faces parallèles. Nous étudierons plus tard ses propriétés de réflexions et transmissions. Nous discuterons les réflexions multiples sur ses faces. Pour l'instant, nous supposons que cette lame est idéale, elle réfléchit 50 % de l'énergie et en transmet 50 %. Nous admettons qu'elle n'introduit pas de déphasage supplémentaire [21,22].

L'onde réfléchi par la lame se dirige vers M1 où elle est à nouveau réfléchi, et revient sur la lame séparatrice pour une nouvelle division de son amplitude. Désignons par x_1 la distance comprise entre la lame et M1. La distance parcourue dans le trajet : lame \Rightarrow M1 \Rightarrow lame est $2x_1$. Nous notons que l'onde à nouveau réfléchi par la lame retourne vers la source. Quant au faisceau (2) il est réfléchi par M2, revient sur la lame séparatrice pour une deuxième division de son amplitude. Désignons par x_2 la distance comprise entre la lame et M2. La distance parcourue dans le trajet : lame \Rightarrow M2 \Rightarrow lame est $2x_2$. Nous notons que l'onde à nouveau transmise par la lame retourne vers la source. Ensuite les faisceaux (1) et (2) se superposent et se dirigent vers le détecteur.

Quand $x_2 \neq x_1$ Il y a une différence de marche δ entre les faisceaux (1) et (2).

$$\delta = 2D = 2(x_2 - x_1) \dots \dots \dots \text{III.36}$$

$D = (x_2 - x_1)$: Différence de distance des miroirs M1 et M2 par rapport a la lame séparatrice. Nous supposons que $x_2 > x_1$.

Nous observons une interférence constructive, franges brillantes quand

$$\delta = m \lambda \dots \dots \dots \text{III.37}$$

Nous observons une interférence destructive, franges sombres quand

$$\delta = \left(m + \frac{1}{2}\right)\lambda \dots \dots \dots \text{III.38}$$

m est un nombre entier, $m = 0, 1, 2, 3, \dots$

L'expression de l'intensité est dérivée de la relation (III.39).

$$I = 4A^2 \cos^2 \left(\pi \frac{2D}{\lambda}\right) \dots \dots \dots \text{III.39}$$

III.2. 1.2. Interféromètre de Mach-Zehnder :

L'interféromètre de Mach-Zehnder est un autre dispositif à division d'amplitude. Comme le montre la figure III. 16, il est composé de deux lames séparatrices et de deux miroirs. Les deux ondes se propagent selon des trajets différents, et l'on peut introduire une différence de chemins optiques par une légère rotation d'une des lames. À cause de la séparation entre les deux trajets, l'interféromètre est relativement difficile à aligner. Pour la même raison, celui-ci trouve cependant des myriades d'applications. On l'a même utilisé pour obtenir des franges d'interférences entre électrons [23].

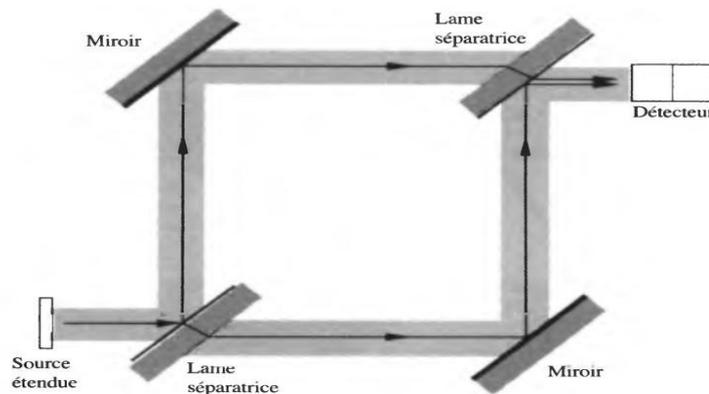


Figure III. 12: Interféromètre de Mach-Zehnder[14].

III.2. 1.3. Interféromètre de Sagnac :

L'interféromètre de Sagnac est un autre dispositif à division d'amplitude, qui diffère aux autres par bien des aspects, est, qui est très facile à aligner, et vraiment stable.

Il a plusieurs possibilités de réaliser cet interféromètre voire la figure ci-dessous

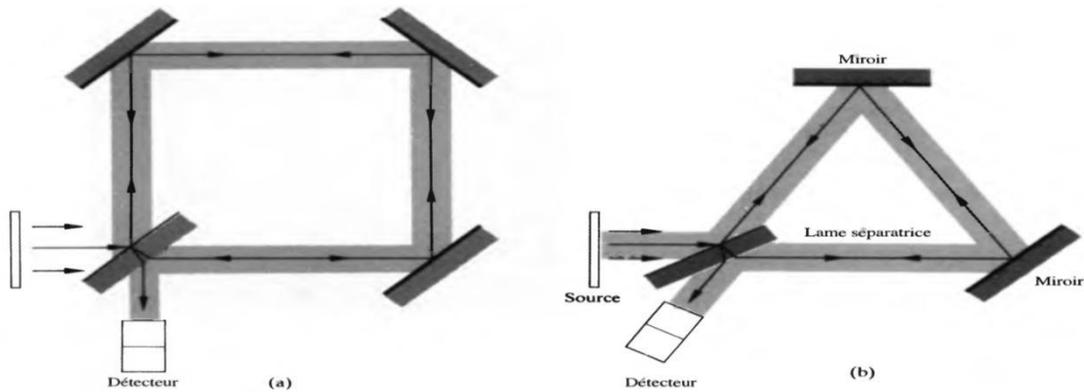


Figure III. 13: Quelques configurations de l'interféromètre de Sagnac.

Notons que la caractéristique principale de ce dispositif est la présence de deux trajets identiques mais que les faisceaux se propagent en sens inverse et en boucle fermée avant de se recombiner pour interférer [14,23].

III.2. 1.4. Twyman-Green :

L'interféromètre Twyman-Green est essentiellement une variation de celui de Michelson. C'est un instrument de grande importance dans le domaine du contrôle en optique moderne. Il comprend (voire figure III. 14) une source ponctuelle quasi monochromatique et une lentille L1 lesquelles fournissent des ondes planes entrantes, et une lentille L2, focalisée dans l'œil afin que la totalité du champ, (c'est-à-dire n'importe quelle portion de M1 et M2) soit visible. Un laser continu constitue une source supérieure privilégiée, car il permet de grandes différences de chemin optique des temps d'exposition photographique courts, ce qui minimise les effets de vibrations. Les versions laser du Twyman-Green sont parmi les outils de test les plus efficaces en optique. Le dispositif présenté sur la figure III. 14, est destiné au contrôle d'une lentille. Le centre de courbure du miroir sphérique M2 coïncide avec le foyer de la lentille. Si la lentille étudiée n'a pas d'aberration, la surface d'onde réfléchie revenant vers la lame séparatrice sera plane.

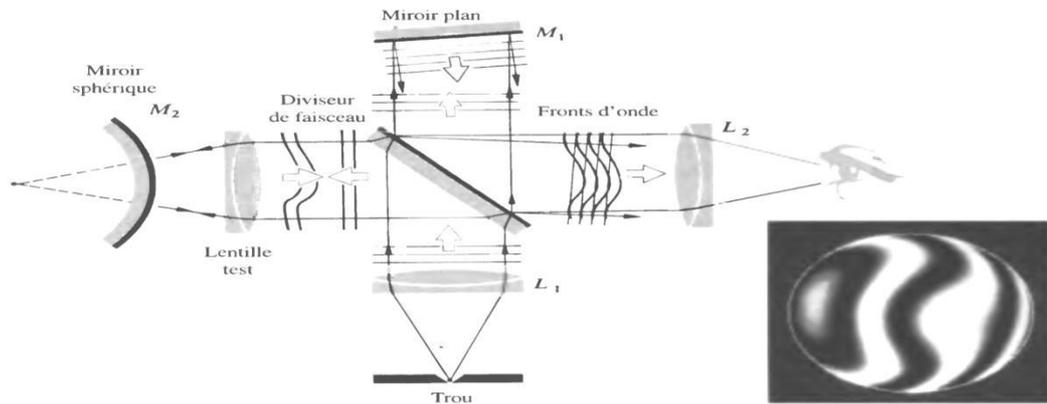


Figure III. 14: Interféromètre de Twyman-Green.

S'il y a de l'astigmatisme, la coma, ou de l'aberration sphérique le front d'onde sera déformé et l'on observera, ou on prendra une photographie, de motif de franges caractéristique de ces distorsions. En remplaçant M2 par un miroir plan, on peut également tester d'autres éléments (prismes, lames optiques, etc.)[22,23].

III.3. Décalage de phase ; techniques et concepts:

La technique de décalage de phase peut être appliquée presque avec tous les interféromètres. L'objectif de cette méthode est de créer une différence entre les phases de deux faisceaux ; et pour cela on a plusieurs méthodes, en cite trois :

III.3 .1.Miroir mobile :

C'est une technique basée sur la création d'un déplacement du miroir par rapport à un faisceau de référence en utilisant un piézo électrique ou électromagnétique voire le figure III. 15 .a.

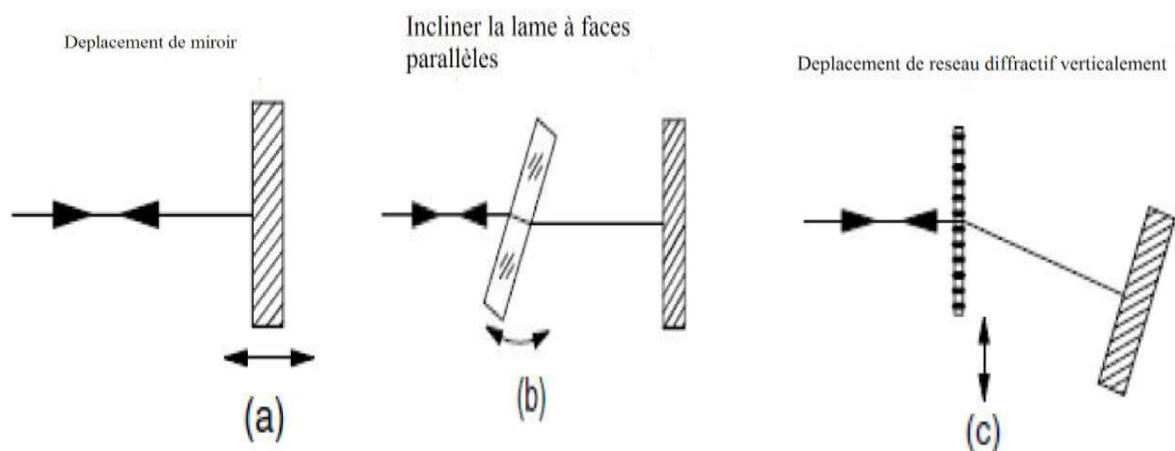


Figure III. 15: Les Concepts fondamentaux ; techniques de décalage de phase.

Dans ce cas-là ; le piézo déplace linéairement le miroir d'où on obtient une nouvelle valeur de phase par conséquence le décalage de phase va se créer [24].

III.3.2 .Lame à faces parallèles inclinée :

Cette technique sert à incline une lame a face parallèle avec un angle θ Par rapport à l'axe optique (figureIII. 15 .b), ce qui introduit une introduit une phase $\Delta\varphi$:

$$\Delta\varphi = \frac{e}{k} (n \cos \theta' - \cos \theta) \dots \dots \dots \text{III.40}$$

Tel que :

e : épaisseur de la lame

k : nombre d'onde.

n : l'indice de réfraction de la lame.

III.3.3 .Réseau de diffraction mobile :

C'est une autre méthode d'où on utilise un réseau de diffraction placer perpendiculairement par rapport au faisceau lumineux incident voire la figureIII. 15 .c.

On peut voire la phase qu'elle est donnée par la relation[25] :

$$\varphi = 2\pi n \dots \dots \dots \text{III.41}$$

Tel que n : est l'ordre de diffraction.

Pour un déplacement de réseau de Δy , le changement de phase est donne par la relation

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi n}{d} \Delta y \dots \dots \dots \text{III.42}$$

d : période de fente n l'ordre de diffraction

III.3.4 .Les phases de Panchartnam (phase géométrique) :

Cette technique est basé à orienter les lames avec un angle 45° , pour réaliser un angle quelconque on divise l'angle voulu sur quatre et l'angle résultant on l'ajoute à l'angle 45° et on oriente la lame demi onde avec voire la figureIV. 16.

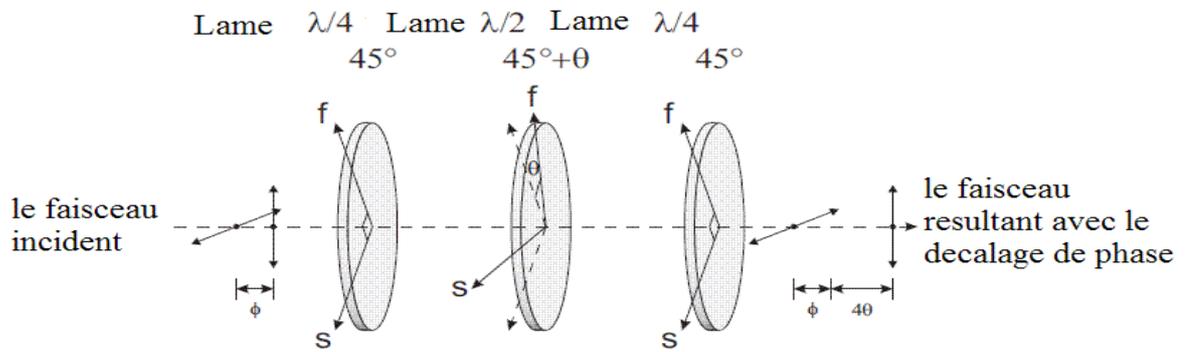


Figure IV. 16:Le principe de PSI de Panchatnam [17,26].

III.4.Méthodes d'analyse :

Après l’obtention des interférogrammes avec des différentes techniques de PSI, on peut les analyser par l’application un des algorithmes connus tels que :Algorithme à trois pas, algorithme à cinq pas, algorithme de Carré, ...etc.[25, 27, 28, 29,30 ,31].

Reprenons l'expression :

$$I(x, y, t) = I_0 [1 + V(x, y) \cos \phi(x, y)] \dots\dots\dots \text{III.43}$$

et utilisant la relation trigonométrique suivante:

$$\cos(A + B) = \cos A \cos B - \sin A \sin B \dots\dots\dots \text{III.44}$$

Ceci donne

$$I(x, y, t) = I_0 + I_0 V(x, y) \cos \phi(x, y) \cos \theta(t) - I_0 V(x, y) \sin \phi(x, y) \sin \theta(t) \dots\dots\dots \text{III.45}$$

Maintenant introduisons l'incrément de phase θ_n donné par:

$$\theta_n = \frac{(n - 1)2\pi}{N} \text{ avec } n=1, 2, \dots, N \dots\dots\dots \text{III.46}$$

L'intensité en un point quelconque de l'interférogramme sera donnée par:

$$\begin{aligned} I_n &= I_0 + I_0 V \cos(\phi + \theta_n) \\ &= I_0 + I_0 V \cos \phi \cos \theta_n - I_0 V \sin \phi \sin \theta_n \end{aligned} \dots\dots\dots \text{III.47}$$

Multiplions (III.47) par $\cos \theta_n$ et $\sin \theta_n$ séparément, on obtient:

$$I_n \cos \theta_n = I_0 \cos \theta_n + I_0 V \cos \phi \cos^2 \theta_n - I_0 V \sin \phi \sin \theta_n \cos \theta_n \dots\dots\dots \text{III.48}$$

$$I_n \sin \theta_n = I_0 \sin \theta_n + I_0 V \cos \phi \cos \theta_n \sin \theta_n - I_0 V \sin \phi \sin^2 \theta_n \dots\dots\dots \text{III.49}$$

Maintenant sommons les équations (III.47), (III.48) et (III.49) sur n

$$\sum_{n=1}^N I_n = \sum_{n=1}^N I_0 + \sum_{n=1}^N I_0 V \cos \phi \cos \theta_n - \sum_{n=1}^N I_0 V \sin \phi \sin \theta_n \dots\dots\dots \text{III.50}$$

$$\sum_{n=1}^N I_n \cos \theta_n = \sum_{n=1}^N I_0 \cos \theta_n + \sum_{n=1}^N I_0 V \cos \phi \cos^2 \theta_n - \sum_{n=1}^N I_0 V \sin \phi \sin \theta_n \cos \theta_n \dots\dots \text{III.51}$$

$$\sum_{n=1}^N I_n \sin \theta_n = \sum_{n=1}^N I_0 \sin \theta_n + \sum_{n=1}^N I_0 V \cos \phi \cos \theta_n \sin \theta_n - \sum_{n=1}^N I_0 V \sin \phi \sin^2 \theta_n \dots\dots\dots \text{III.52}$$

Utilisons les relations d'orthogonalité pour **sinus** et **cosinus**:

$$\sum_x^{2\pi} \sin(mx) \sin(nx) = \begin{cases} 0 \quad \forall m \neq n \\ \pi \quad \forall m = n \neq 0 \end{cases}$$

$$\sum_x^{2\pi} \cos(mx) \cos(nx) = \begin{cases} 0 \quad \forall m \neq n \\ \pi \quad \forall m = n \neq 0 \end{cases}$$

$$\sum_x^{2\pi} \sin(mx) \cos(nx) = 0 \quad \forall m, n$$

Alors les équations (III.50), (III.51) et (III.52) se réduisent à:

$$\sum_{n=1}^N I_n = NI_0 \dots\dots\dots \text{III.53}$$

$$\sum_{n=1}^N I_n \cos \theta_n = \frac{1}{2} NI_0 V \cos \phi \dots\dots\dots \text{III.54}$$

$$\sum_{n=1}^N I_n \sin \theta_n = \frac{1}{2} NI_0 V \sin \phi \dots\dots\dots \text{III.5}$$

A partir desquelles il s'en suit:

$$\frac{2 \sum_{n=1}^N I_n \sin \theta_n}{2 \sum_{n=1}^N I_n \cos \theta_n} = \frac{NI_0 \sin \phi}{NI_0 \cos \phi} \dots\dots\dots \text{III.56}$$

Finalemment $\tan \phi = \frac{\sum_{n=1}^N I_n \sin \theta_n}{\sum_{n=1}^N I_n \cos \theta_n} \dots\dots\dots \text{III.57}$

C'est l'équation générale de base pour les différents algorithmes de décalage de phase que nous étudierons dans ce qui suit.

III.4. 1. Algorithme à trois pas (*three-step algorithm*)

C'est l'algorithme de base; la phase est calculée à partir de l'intensité de trois interférogrammes enregistrés pour trois décalages de valeurs angulaires[27,28,29]

1) pour $\theta_i = \pi/4, 3\pi/4$ et $5\pi/4$:

$$\begin{aligned} I_1(x, y) &= I_0(x, y) \left\{ 1 + V(x, y) \cos \left(\phi(x, y) + \frac{\pi}{4} \right) \right\} \\ I_2(x, y) &= I_0(x, y) \left\{ 1 + V(x, y) \cos \left(\phi(x, y) + \frac{3\pi}{4} \right) \right\} \dots\dots\dots \text{III.58} \\ I_3(x, y) &= I_0(x, y) \left\{ 1 + V(x, y) \cos \left(\phi(x, y) + \frac{5\pi}{4} \right) \right\} \end{aligned}$$

Le choix de ces déphasages en particulier, et de la valeur initiale permet de simplifier les calculs qui conduisent à l'expression de la phase et la visibilité en tout point (x, y)

$$\phi(x, y) = \arctan \left(\frac{I_3 - I_2}{I_1 - I_2} \right) \dots\dots\dots \text{III.59}$$

$$V(x, y) = \frac{\sqrt{(I_3 - I_2)^2 + (I_1 - I_2)^2}}{\sqrt{2} I_0} \dots\dots\dots \text{III.60}$$

2) pour $\theta_i = -2\pi/3, 0$ et $2\pi/3$:

$$I_1(x, y) = I_0(x, y) \left\{ 1 + V(x, y) \cos \left(\phi(x, y) - \frac{2\pi}{3} \right) \right\}$$

$$I_2(x, y) = I_0(x, y) \{ 1 + V(x, y) \cos(\phi(x, y)) \} \dots\dots\dots \text{III.61}$$

$$I_3(x, y) = I_0(x, y) \left\{ 1 + V(x, y) \cos \left(\phi(x, y) + \frac{2\pi}{3} \right) \right\}$$

$$\phi(x, y) = \arctan \left(\frac{\sqrt{3} (I_1 - I_3)}{2I_1 - I_2 - I_3} \right) \dots\dots\dots \text{III.62}$$

$$V(x, y) = \frac{\sqrt{3(I_1 - I_3)^2 + (2I_2 - I_1 - I_3)^2}}{3I_0} \dots\dots\dots \text{III.63}$$

III.4.2. Algorithme à quatre pas (*Four-step algorithm*)

C'est l'algorithme le plus habituel, la phase est calculée à partir de l'intensité de quatre interférogrammes enregistrés pour quatre décalages angulaires $0, \pi/2, \pi$ et $3\pi/2$ [24,28].

$$\begin{aligned} I_1(x, y) &= I_0(x, y) \{ 1 + V(x, y) \cdot \cos \phi(x, y) \} \\ I_2(x, y) &= I_0(x, y) \left\{ 1 + V(x, y) \cdot \cos \left(\phi(x, y) + \frac{\pi}{2} \right) \right\} = I_0(x, y) \{ 1 - V(x, y) \cdot \sin \phi(x, y) \} \\ I_3(x, y) &= I_0(x, y) \{ 1 + V(x, y) \cdot \cos(\phi(x, y) + \pi) \} = I_0(x, y) \{ 1 - V(x, y) \cdot \cos \phi(x, y) \} \\ I_4(x, y) &= I_0(x, y) \left\{ 1 + V(x, y) \cdot \cos \left(\phi(x, y) + \frac{3\pi}{2} \right) \right\} = I_0(x, y) \{ 1 + V(x, y) \cdot \sin \phi(x, y) \} \end{aligned} \dots\dots \text{III.64}$$

Après résolution du système d'équations, on obtient la phase et visibilité tels que :

$$\phi(x, y) = \arctan \left(\frac{I_4 - I_2}{I_1 - I_3} \right) \dots\dots\dots \text{III.65}$$

$$V(x, y) = \frac{2 \times \sqrt{(I_4 - I_2)^2 + (I_1 - I_3)^2}}{I_1 + I_2 + I_3 + I_4} \dots\dots\dots \text{III.66}$$

III.4.3. Algorithme à cinq pas (*Five-step algorithm*)

Une approche utilisée pour réduire les erreurs de phase dues à la mis-calibration et appelée technique de la moyenne proposée par Schwider [24,28,30,31].

$$\begin{aligned}
 I_1(x, y) &= I_0(x, y) \{1 + V(x, y) \cdot \cos(\phi(x, y) - \pi)\} \\
 I_2(x, y) &= I_0(x, y) \left\{1 + V(x, y) \cdot \cos\left(\phi(x, y) - \frac{\pi}{2}\right)\right\} \\
 I_3(x, y) &= I_0(x, y) \{1 + V(x, y) \cdot \cos \phi(x, y)\} \dots\dots\dots \text{III.67} \\
 I_4(x, y) &= I_0(x, y) \left\{1 + V(x, y) \cdot \cos\left(\phi(x, y) + \frac{\pi}{2}\right)\right\} \\
 I_5(x, y) &= I_0(x, y) \{1 + V(x, y) \cdot \cos(\phi(x, y) + \pi)\}
 \end{aligned}$$

La résolution du système d'équations ci-dessus conduit à la solution suivante :

$$\phi(x, y) = \arctan \left(\frac{2(I_4 - I_2)}{I_5 + I_1 - 2I_3} \right) \dots\dots\dots \text{III.68}$$

$$V(x, y) = \frac{2 \times \sqrt{4(I_2 - I_4)^2 + (2I_3 - I_5 - I_1)^2}}{I_1 + 2(I_2 + I_3 + I_4) + I_5} \dots\dots\dots \text{III.69}$$

III.4.4. Algorithme de Carré

Dans les équations précédentes le déphasage était connu. En 1966, Carré a proposé une technique indépendante de la valeur du déphasage introduit. Il suppose que la phase est décalée d'une quantité constante α entre les mesures d'intensité successives. On peut écrire les quatre équations suivantes comme suit:

$$\begin{aligned}
 I_1(x, y) &= I_0(x, y) \left\{1 + V(x, y) \cdot \cos\left(\phi(x, y) - \frac{3}{2}\alpha\right)\right\} \\
 I_2(x, y) &= I_0(x, y) \left\{1 + V(x, y) \cdot \cos\left(\phi(x, y) - \frac{1}{2}\alpha\right)\right\} \\
 I_3(x, y) &= I_0(x, y) \left\{1 + V(x, y) \cdot \cos\left(\phi(x, y) + \frac{1}{2}\alpha\right)\right\} \dots\dots\dots \text{III.70} \\
 I_4(x, y) &= I_0(x, y) \left\{1 + V(x, y) \cdot \cos\left(\phi(x, y) + \frac{3}{2}\alpha\right)\right\}
 \end{aligned}$$

Le décalage de phase α est supposé linéaire et peut être calculé par :

$$\alpha = 2 \arctan \left[\frac{\sqrt{3(I_2 - I_3) - (I_1 - I_4)}}{\sqrt{(I_2 - I_3) + (I_1 - I_4)}} \right] \dots\dots\dots \text{III.71}$$

On en déduit la phase en tout point :

$$\phi(x, y) = \arctan \left[\tan \left(\frac{\alpha}{2} \right) \frac{(I_2 - I_3) + (I_1 - I_4)}{(I_2 + I_3) - (I_1 - I_4)} \right] \dots\dots\dots \text{III.72}$$

Les deux équations précédentes sont combinées pour donner la phase et la visibilité, ainsi :

$$\phi(x, y) = \arctan \left\{ \frac{\sqrt{[3(I_2 - I_3) - (I_1 - I_4)][(I_2 - I_3) + (I_1 - I_4)]}}{(I_2 + I_3) - (I_1 - I_4)} \right\} \dots\dots\dots \text{III.73}$$

$$V(x, y) = \frac{1}{2I_0} \frac{\sqrt{[(I_2 - I_3) - (I_1 - I_4)]^2 + [(I_2 + I_3) - (I_1 - I_4)]^2}}{2} \dots\dots\dots \text{III.74}$$

Un avantage évident de la méthode de Carré est que l'instrument de décalage de phase ne nécessite aucune calibration: il suffit que l'incrément α soit constant. Cette technique reste aussi valable quand la phase est linéaire et le déphasage introduit est continu.

Plusieurs algorithmes de reconstruction de la phase ont été développés: "*Three-step algorithm*", "*Carré algorithm*", etc..., et de nouvelles techniques sont publiées régulièrement. Elles sont toutes basées sur l'acquisition d'une série interférogrammes obtenus avec des déphasages donnés.

Trois inconnues sont dénombrés dans l'équation (III.47) (I_0 , V et ϕ), d'où un minimum de trois mesures de l'intensité est nécessaire pour déterminer la phase.

Il est évident que les paramètres essentiels dans ces techniques de mesure sont le mode de variation de la phase (discret ou continu), la fréquence d'acquisition des figures d'interférence et le nombre N d'interférogrammes utilisés pour calculer la phase à un instant donné ($N=3$ à 5) [27,28 ,32].

III.5.Déroulage de la phase :

Le déroulement de phase s'effectue à l'aide d'un algorithme qui consiste à redresser la phase à chaque saut de phase supérieur à 2π . A l'issue de cette étape nous obtenons une phase linéaire en fonction de la fréquence pour chaque ligne de l'interférogramme (FigureIII. 17). La pente de la phase déroulée contient l'information sur le profil en z . La carte de phase ainsi déroulée est représentée sur la FigureIII. 17. De façon à ne pas avoir de saut de phase en passant d'une ligne à l'autre de l'interférogramme, la phase est recalée sur chaque ligne. Ce recalage de phase consiste à imposer une phase nulle pour la fréquence nulle.

Ceci est en accord avec l'équation (III.75), qui impose à la phase spectrale $\Delta\Phi(u)$ de passer par l'origine[28,33].

$$\Delta\Phi(v) = \frac{4\pi v}{c} (\delta_0 + z) \dots \dots \dots \text{III.75}$$

Où : δ_0 est un décalage de l'objet par rapport à sa position correspondant au contact

Optique pour $x_0 = x$ et z est la coordonnée représentant le profil de l'objet.

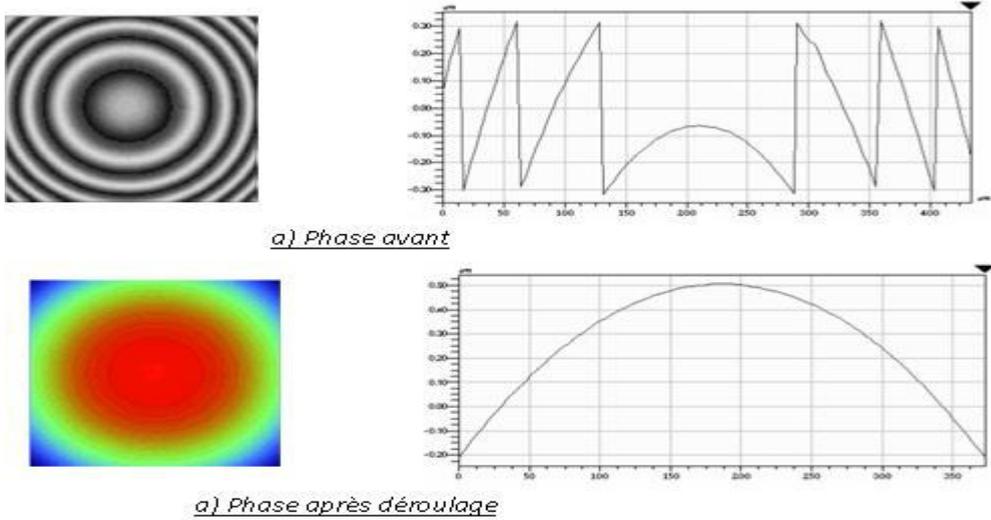


Figure III. 17: La technique de déroulage de phase.

III.6. Conclusion :

Dans ce chapitre, on a étudié les phénomènes des interférences, où on a partagé l'étude en deux parties, la première consacré à une description générale au phénomène ; ces équations, condition ainsi leurs types avec des exemples.

La deuxième partie est consacré aux différentes conceptions ainsi que la technique choisie pour faire l'étude expérimentale (la technique de décalage de phase).

L'interféromètre choisi est celui de Sagnac, et la technique utilisée est le PSI ; et l'algorithme de traitement est celui de quatre pas.

CHAPITRE 04 :

Applications expérimentales et analyse des résultats

PLAN DU CHAPITRE :

IV.1 Introduction	38
IV.2 Description du dispositif de (Sagnac).....	38
IV.2.1 Présentation du matériel à utilisé.....	38
IV.2.2. Présentation du dispositif.....	39
IV.2 .2.1. Configuration en rectangle	39
IV.2 .2.2. Configuration en triangle	40
IV.3. Les étapes de la technique choisie (PSI) sous Sagnac.....	40
IV.3.1. Détermination des axes des lames $\lambda/2$ et $\lambda/4$	40
IV.3.2. La création de décalage de phase.....	41
IV.3.2.1. Le PSI avec les phases de Pancharnam.....	41
IV.3.2.2. Le PSI avec les décalages latéraux.....	48
IV.3.2.2. A. la pièce polie durant 20 minutes.....	48
IV.3.2.2. B. la pièce polie durant 25 minutes.....	54
IV.3.2.2. C. la pièce polie durant 30 minutes.....	60

IV.1. Introduction :

Les chapitres précédents contiennent un rappel général sur presque toutes les connaissances dont on a besoin pour arriver à comprendre ce qui est nécessaire de tenir en compte pour effectuer notre étude expérimentale.

Précisément on a évoqué les différentes notions concernant la surface puis le contrôle de celle-ci et les différentes techniques qui existent pour cela ; terminant par un rappel global sur l'interférométrie optique ; interférence comme un phénomène ; les manipulations connues pour l'effectuer ; les techniques exigées pour exprimer et analyser les résultats.

Ce chapitre est consacré à la réalisation des différents montages pour faire l'étude expérimentale.

IV.2. Description du dispositif de (Sagnac) :

À partir de ce qu'on a dit dans le chapitre III ; on arrive à la conclusion que l'interféromètre de Sagnac est le plus facile à aligner, et que ses figures de franges sont stables, c'est pourquoi on va faire notre application avec celui-ci.

IV.2.1 Présentation du matériel utilisé :

Pour effectuer les expériences voulues on a préparé tous les composants et les instruments nécessaires ; comme suit :

- ❖ Les échantillons : on a choisi quelques composants ou on a pris en considération leurs propriétés optiques comme suit :
 - Echantillons transparents : On a réalisé trois lentilles avec un temps de polissage différent (20 min; 25 min; 30 min); le verre choisi est le crown avec $n=1.54$.
 - Echantillons réfléchissants : actuellement on a pris les résultats d'un seul échantillon réfléchissant (pièce métallique).
- ❖ Les instruments et les composants utilisés (pièce métallique):

Afin de réaliser les expériences voulues avec l'interféromètre de Sagnac et la technique de décalage de phase, on a utilisé le matériel suivant :

1. Objectif photographique $f=210\text{mm}$.
2. Cube séparateur.

3. Deux Miroirs ; un réglable et l'autre fixé.
4. Deux lames demi-onde $\lambda/2$ et deux lames quart-onde $\lambda/4$.
5. Photo diode.
6. Diaphragme.
7. Un laser (He-Ne) de longueur d'onde 632,8nm.
8. Deux atténuateurs.
9. Objectif de microscope 16X.
10. Camera CCD.
11. Deux polariseurs.

IV.2 .2. Présentation du dispositif :

Dans cette étape on réalise deux configurations différentes de l'interféromètre de(Sagnac) comme suit:

IV.2 .2.1. Configuration en rectangle:

On utilise cette configuration pour l'échantillon réfléchissant comme il est montré dans la figure suivante:

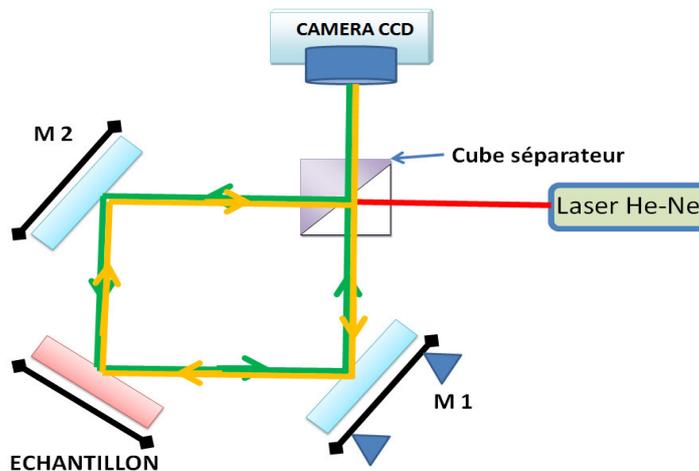


Figure IV. 1: L'interféromètre de Sagnac en configuration rectangulaire.

Le faisceau lumineux incident (montré sur la figure en rouge) passe à travers un système afocal (objectif de microscope et objectif photographique) pour rendre le faisceau large, ensuite le faisceau est divisé par le cube séparateur en deux parties d'égale intensité.

Le premier faisceau prend le trajet (miroir 01, miroir réglable et l'échantillon et le cube séparateur: dans la figure avec la couleur orange) dans le sens inverse des aiguilles d'une

montre, le deuxième faisceau se propage dans le sens inverse du premier faisceau (montré sur la figure en vert).

IV.2.2.2. Configuration en triangle: On réalise cette configuration pour les échantillons transmettant ; voire la figure ci-dessus:

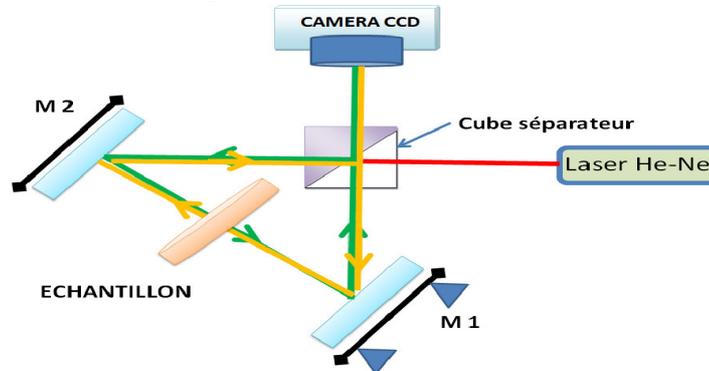


Figure IV. 2: L'interféromètre de Sagnac en configuration triangle.

Le faisceau lumineux incident (montré sur la figure en rouge) passe à travers un système afocal (objectif de microscope et objectif photographique+filtre spatial) pour rendre le faisceau large, ensuite le faisceau est divisé par le cube séparateur en deux parties d'égales intensités.

Le premier faisceau prend le trajet (miroir 01, miroir réglable et le cube séparateur: dans la figure avec le couleur bleu) dans le sens inverse des aiguilles d'une montre, le deuxième faisceau se propage dans le sens inverse du premier faisceau (montré dans la figure avec le couleur jaune).

L'interféromètre assure la superposition des deux faisceaux qui se propagent en sens inverse.

IV.3. Les étapes de la technique choisie (PSI) sous Sagnac :

IV.3.1. Détermination des axes des lames $\lambda/2$ et $\lambda/4$:

La manipulation consiste à déterminer des propres axes des lames c.à.d. déterminer les plans de propagation des champs électriques et magnétiques .On suit les étapes suivantes [17] :

- ❖ Après le réglage et l'alignement du laser, on place la photo diode au niveau de la tâche du faisceau du laser, cette photodiode est liée à un multimètre afin de mesurer l'intensité.
- ❖ On place un polariseur juste après le laser d'une manière que le faisceau laser pénètre le polariseur.

- ❖ On tourne le polariseur jusqu'à l'extinction, puis on tourne le polariseur avec un angle de $\frac{\pi}{2}$.
- ❖ Avec un analyseur placé juste avant la photodiode on place un analyseur, on le tourne jusqu'à l'extinction puis on le tourne avec un angle de $\frac{\pi}{2}$.
- ❖ On peut dire maintenant que les plans sont connus ; et pour créer le décalage de phase on utilise les lames $(\frac{\lambda}{2} ; \frac{\lambda}{4})$.

On peut maintenant réaliser l'interféromètre de "Sagnac":

IV.3.2. Création du décalage de phase :

Pour effectuer un décalage de phase ; il y a plusieurs méthodes, on choisit (pour le Sagnac triangle) uniquement deux qui sont:

IV.3.2.1. Le PSI avec les phases de Panchartnam (phase géométrique) :

Cette technique a pour but de créer 4 différents phases ($0^\circ, 90^\circ, 180^\circ, 270^\circ$); en utilisant les lames $(\frac{\lambda}{2}$ et $\frac{\lambda}{4}$ et $\frac{\lambda}{4}$).

Après le cube séparateur on place la lame $\frac{\lambda}{4}$ puis la lame $\frac{\lambda}{2}$ puis la lame $\frac{\lambda}{4}$ comme il est démontré dans la figure suivante

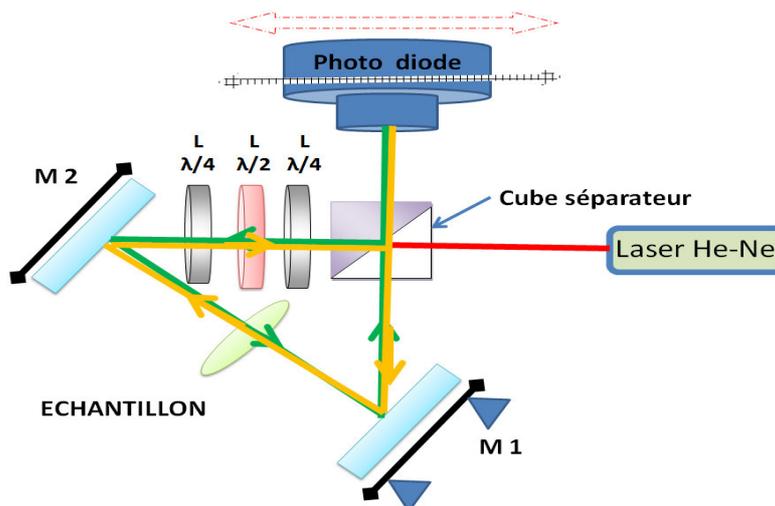


Figure IV. 3: Le principe du montage utilisé avec le PSI de Panchartnam.

On remplace la camera CCD avec une photo-diode, et on mesure l'intensité pour des déplacements de la photo diode, avec une table de translation, pour chaque angle et avec un pas de 0.5mm; les résultats obtenues sont regroupés dans le tableau suivant:

$\Delta x(\text{mm})$	$I_{0^\circ}(x, s) \mu\text{A}$	$I_{180^\circ}(x, s) \mu\text{A}$	$I_{90^\circ}(x, s) \mu\text{A}$	$I_{270^\circ}(x, s) \mu\text{A}$
-8	688	687	704	702
-7.5	688	687	704	702
-7	693	690	710	705
-6.5	698	694	717	709
-6	702	696	724	713
-5.5	707	699	739	721
-5	712	702	745	720
-4.5	716	701	750	718
-4	720	702	754	715
-3.5	725	705	754	712
-3	725	702	758	711
-2.5	725	699	758	708
-2	729	700	758	705
-1.5	737	705	762	706
-1	745	710	762	703
-0.5	737	697	762	700
0	758	716	766	698
0.5	754	714	758	694
1	750	712	766	706
1.5	750	718	766	718
2	750	722	762	718
2.5	750	725	754	714

3	750	726	758	720
3.5	750	730	758	723
4	750	733	758	720
4.5	737	723	758	731
5	729	718	758	738
5.5	719	711	752	735
6	711	705	752	738
6.5	701	697	752	741
7	694	692	749	744
7.5	694	693	749	746
8	688	687	749	746

Tableau IV. 1: Représente les résultats obtenus en utilisant la phase de Panchartnam.

La partie imaginaire est calculée à partir de :

$$\text{Im}(\Gamma) = \frac{1}{4} [I_{90^\circ}(x, s) - I_{270^\circ}(x, s)]$$

La partie réelle est calculée à partir de :

$$\text{Re} = \frac{1}{4} [I_{0^\circ}(x, s) - I_{180^\circ}(x, s)]$$

Les résultats du calcul sont présentés dans de tableau suivant contenant S(mm) , les valeurs de la partie réelle et les valeurs de la partie imaginaire de $|\Gamma_{12}|$.

Tel qu'il est indiqué dans le tableau IV. 2.

$\Delta x(\text{mm})$	$\text{Re}(\Gamma)$		$\text{Im}(\Gamma)$
-8	0.25		0.5
-7.5	0.25		0.5
-7	0.75		1.25

-6.5	1	1.6
-6	1.5	2.75
-5.5	2	4.5
-5	2.5	6.25
-4.5	3.75	8
-4	4.5	9.75
-3.5	5	10.5
-3	5.75	11.75
-2.5	6.5	12.5
-2	7.25	13.25
-1.5	8	14
-1	8.75	14.75
-0.5	10	15.5
0	10.5	17
0.5	10	16
1	9.5	15
1.5	8	12
2	7	11
2.5	6.25	10
3	6	9.5
3.5	5	8.75
4	4.75	7
4.5	3.5	6.75
5	2.75	5
5.5	2	4.25
6	1.5	3

6.5	1	2.75
7	0.5	1.25
7.5	0.25	0.75
8	0.25	0.75

Tableau IV. 2:Représente les résultats obtenus en utilisant la phase de Panchartnam.

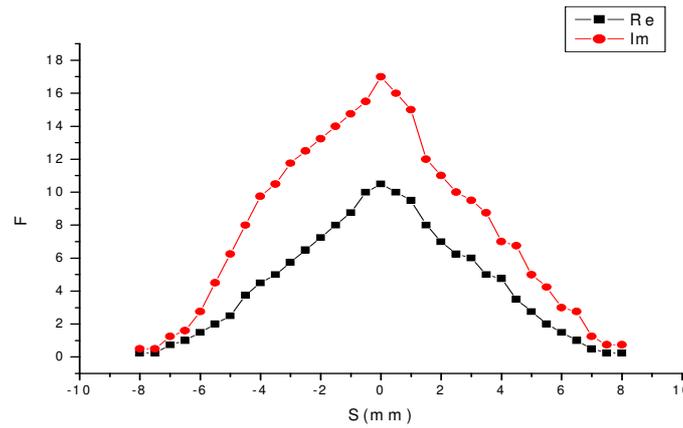


Figure IV. 4:Evolution de la partie imaginaire et réel de $|\Gamma_{12}|$

A partir des résultats obtenus pour les deux quantités $Re |\Gamma_{12}|$ et $Im |\Gamma_{12}|$, on peut déduire le module de la fonction de cohérence spatiale $|\Gamma_{12}|$.

Le module est donné par :

$$|\Gamma_{12}| = \sqrt{Im(\Gamma_{12}^2) + Re(\Gamma_{12}^2)}$$

Les valeurs correspondantes sont données dans le tableau III.3 en fonction de $\Delta x(\text{mm})$

$\Delta x(\text{mm})$	Γ	φ
-8	0.559	26.56
-7.5	0.559	26.56
-7	1.311	30.96
-6.5	1.886	32
-6	3.132	28.61

-5.5	4.924	23.96
-5	6.731	21.80
-4.5	8.835	25.11
-4	10.738	24.77
-3.5	11.629	25.46
-3	13.081	26.07
-2.5	14.089	27.47
-2	15.103	28.68
-1.5	16.124	29.74
-1	17.15	30.67
-0.5	18.445	32.82
0	19.981	31.70
0.5	18.867	32.00
1	17.755	32.34
1.5	14.422	33.69
2	13.038	32.47
2.5	11.792	32.00
3	11.236	32.27
3.5	10.077	29.74
4	8.459	34.15
4.5	7.603	27.40
5	5.706	28.81
5.5	4.697	25.20
6	3.354	26.56
6.5	2.926	19.98
7	1.346	21.80

7.5	0.79		18.43
8	0.79		18.43

Tableau IV. 3: Les résultats de la cohérence spatiale $|\Gamma_{12}|$ et le déphasage ϕ .

On trace les valeurs de $|\gamma_{12}|$, on obtient le graphe représentatif de la fonction $|\gamma_{12}|=f(S)$

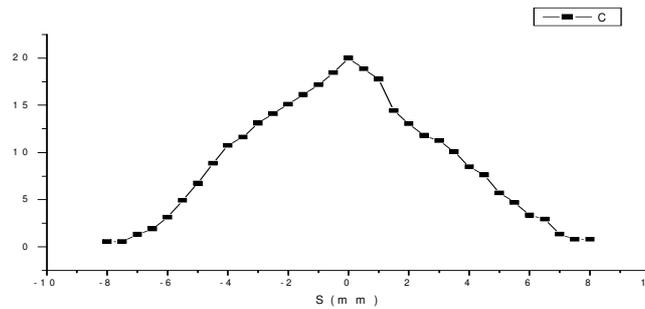


Figure IV. 5: Distribution du degré de cohérence spatiale $|\gamma_{12}|$

Pour mesurer le déphasage on a utilisé la relation :

Remarque : on obtient les mêmes résultats en appliquant l’algorithme à quatre pas

Preuve :

$$\Delta\phi = \tan^{-1} \frac{Im\Gamma_{12}}{Re\Gamma_{12}} = \frac{\frac{1}{4}(I_{90^0} - I_{270^0})}{\frac{1}{4}(I_{0^0} - I_{180^0})} = \frac{I_{90^0} - I_{270^0}}{I_{0^0} - I_{180^0}} = \frac{I_{270^0} - I_{90^0}}{I_{180^0} - I_{0^0}} = \frac{I_4 - I_2}{I_3 - I_1}$$

Telque :

$$I_{270^0} = I_4, I_{90^0} = I_2, I_{180^0} = I_3, I_{0^0} = I_1$$

Après le calcul on obtient le graphe suivant :

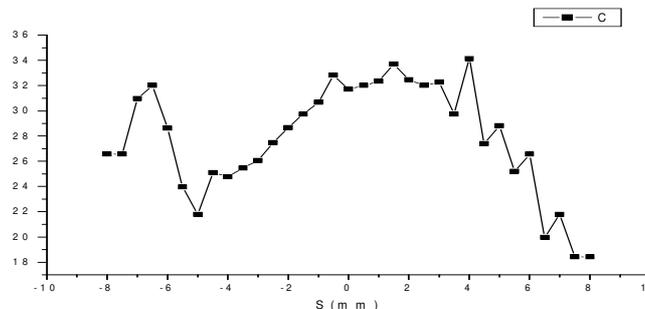


Figure IV. 6: Distribution de la phase.

IV.3.2.2. Le PSI avec les décalages latéraux:

Après avoir réalisé l'étape 01; on porte notre miroir réglable sur une table de translation afin de réaliser les différents décalages latéraux.

On place les échantillons à contrôler les trois lentilles avec des différents temps de polissage entre les deux miroirs; à l'aide d'une camera CCD on capte différentes images qui correspondent aux différentes valeurs de « s » [34].

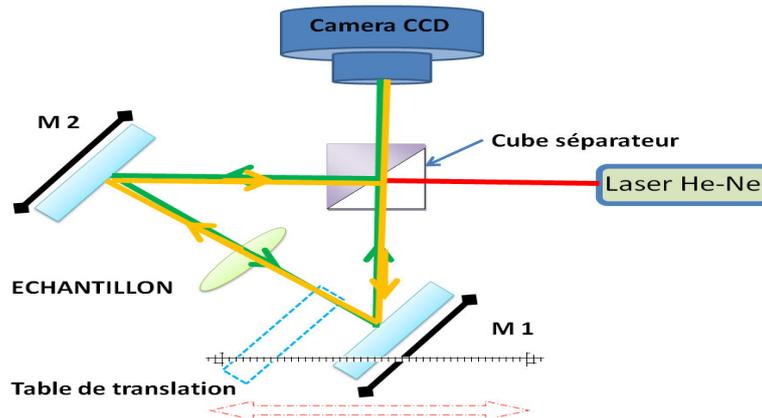


Figure IV.7: Le montage réalisé avec le PSI par décalage latéral.

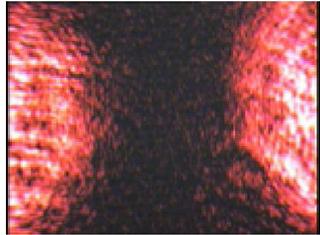
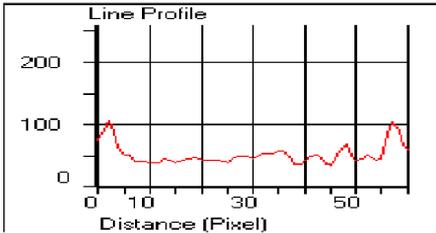
Ces images sont enregistrées dans le micro-ordinateur, puis elles sont traitées (filtrage) à l'aide du logiciel (*Image-Pro Plus*), ce dernier donne le profil d'intensité de la partie commune des deux taches pour calculer le contraste à partir des maxima et des minima.

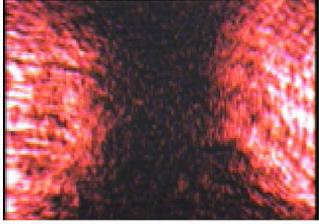
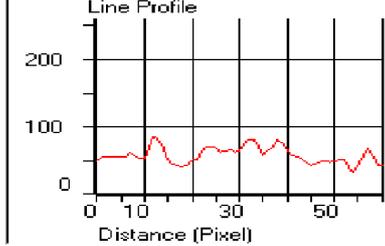
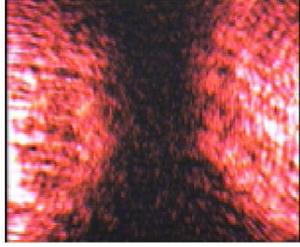
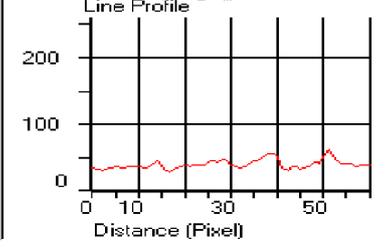
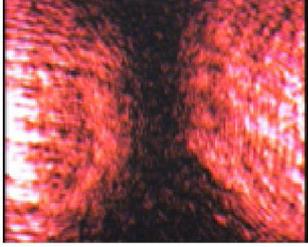
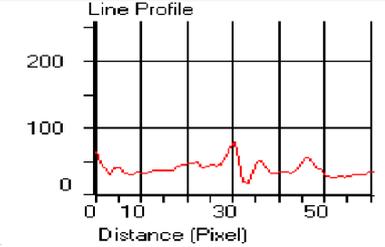
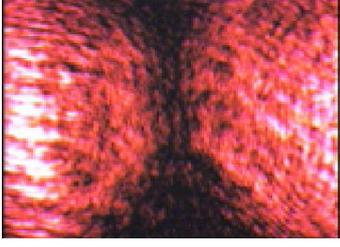
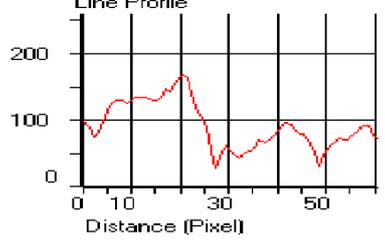
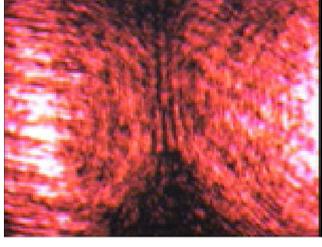
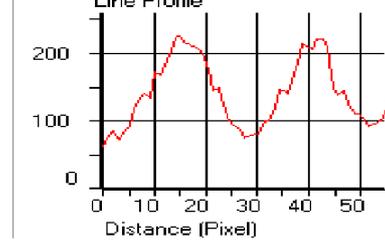
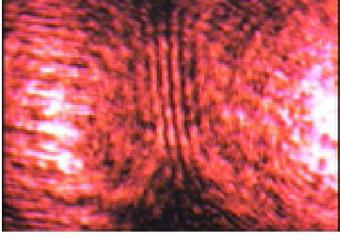
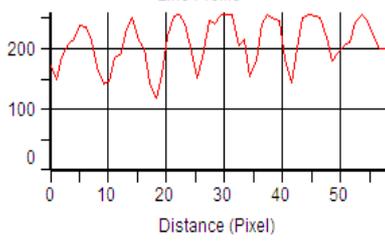
Les figures obtenues pour chaque lentille sont traités comme suit:

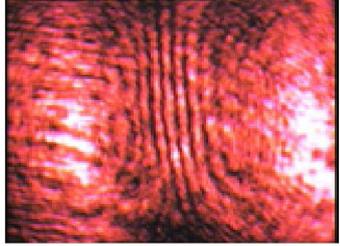
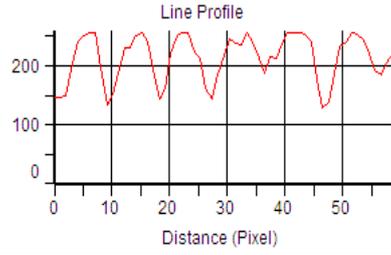
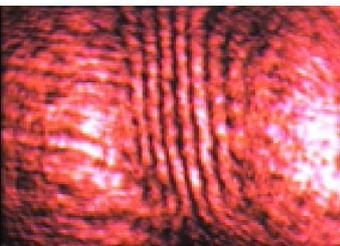
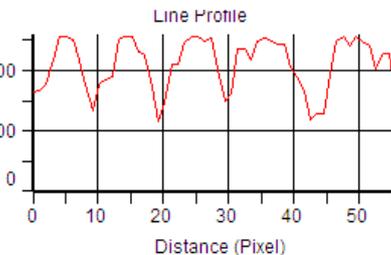
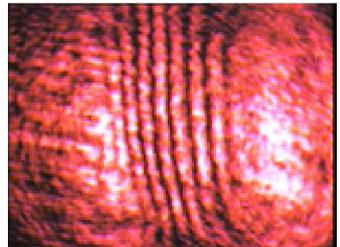
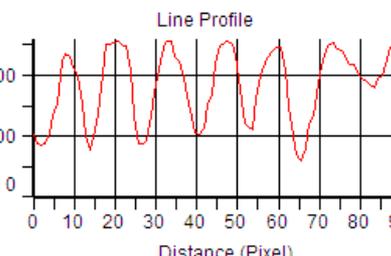
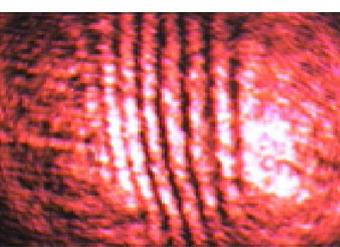
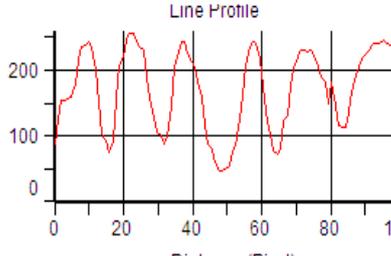
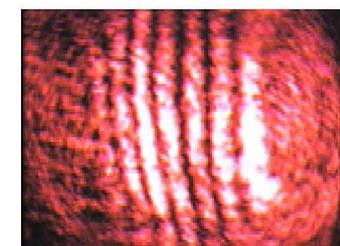
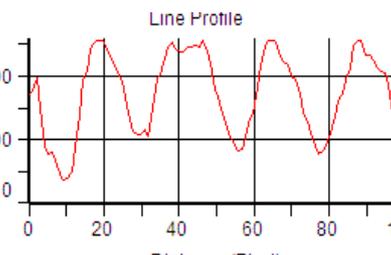
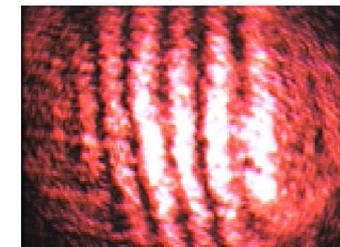
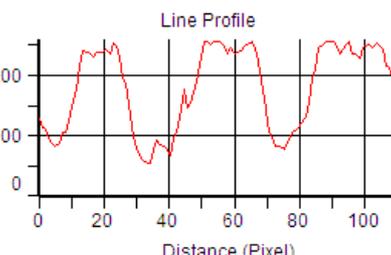
IV.3.2.2. A. la pièce polie durant 20 minutes :

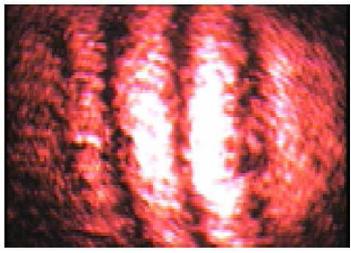
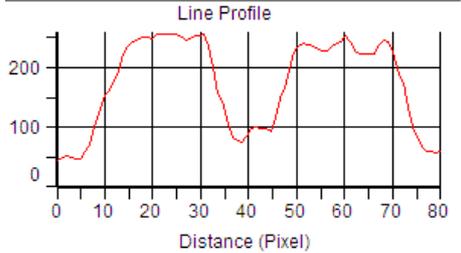
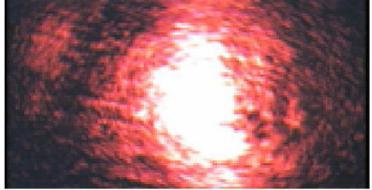
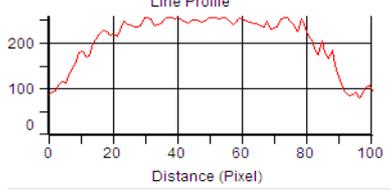
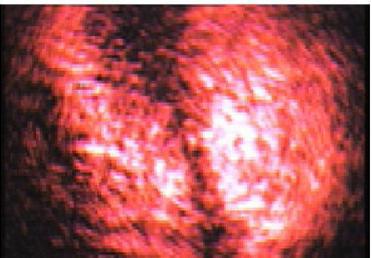
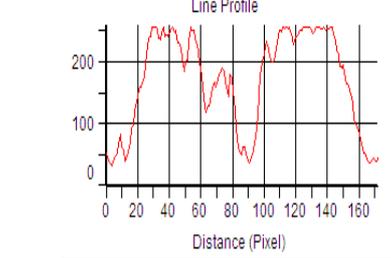
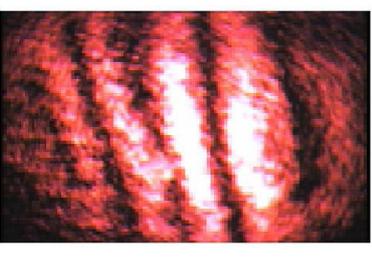
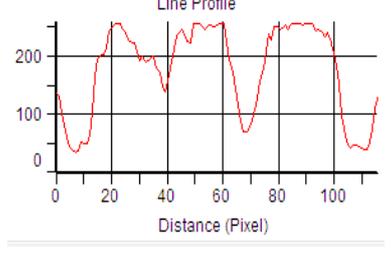
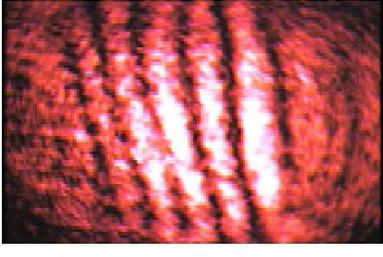
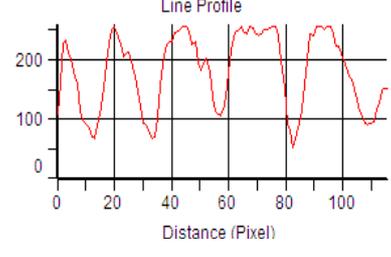
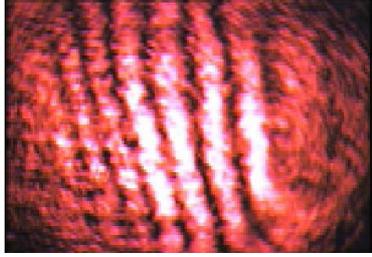
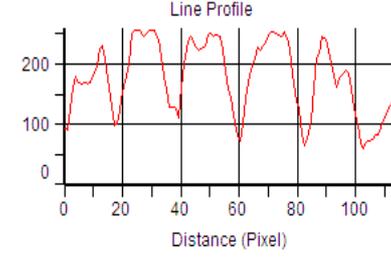
On a placé le premier échantillon juste avant le cube séparateur, avec la table de translation on crée les décalages latéraux avec des déplacements de 0,5mm.

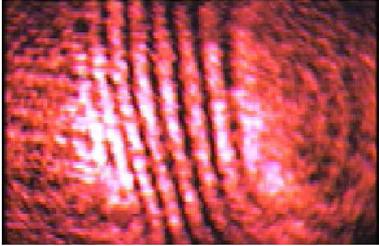
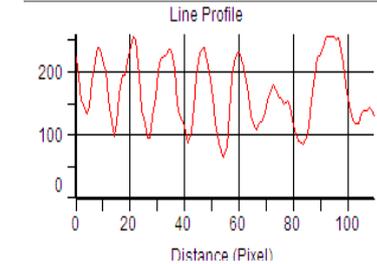
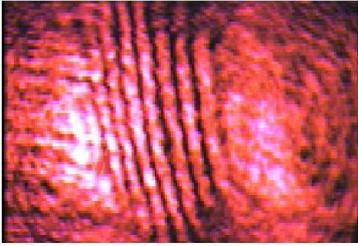
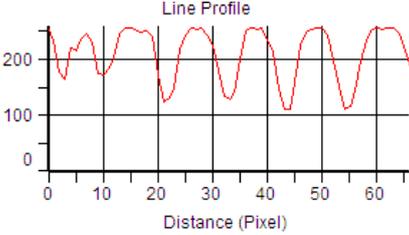
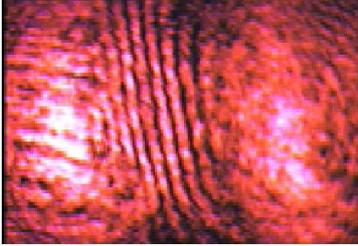
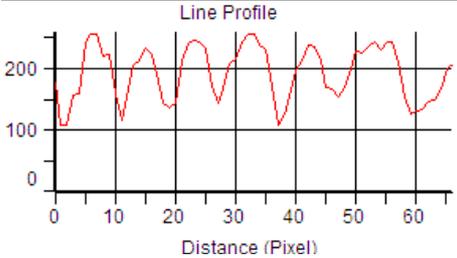
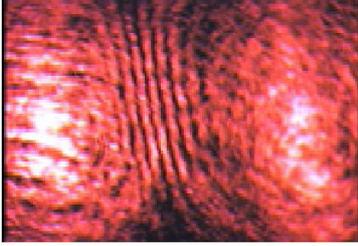
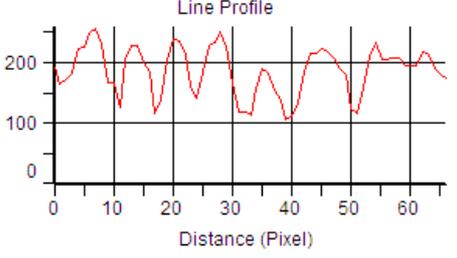
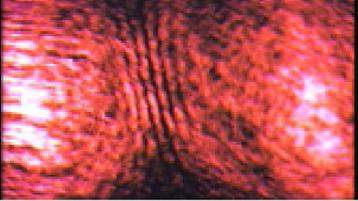
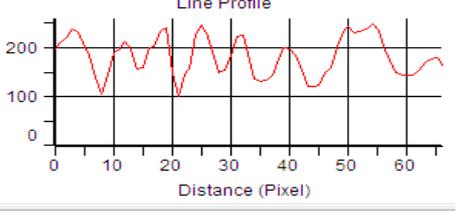
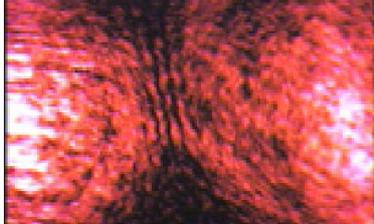
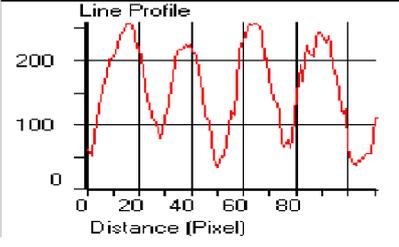
On mesure chaque fois le contraste qui convient ; voire le tableau suivant:

Δx mm	Les images traitées	Le profil d'intensité	Le contraste calculé
-7			0,601

-6,5			0,602
-6			0,623
-5,5			0,666
-5			0,693
-4,5			0,726
-4			0,754

-3,5			0,786
-3			0,813
-2,5			0,845
-2			0,871
-1,5			0,906
-1			0,937

-0,5			0,962
0			1
0,5			0,977
1			0,950
1,5			0,927
2			0,901

2,5			0,862
3			0,835
3,5			0,808
4			0,776
4,5			0,748
5			0,712

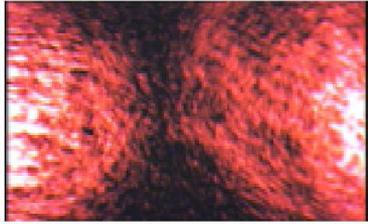
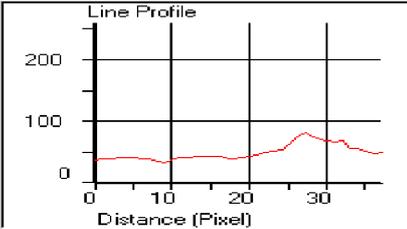
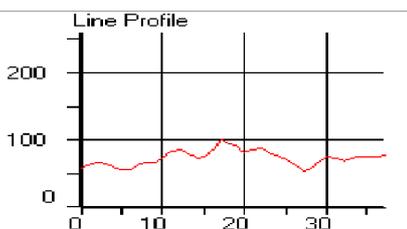
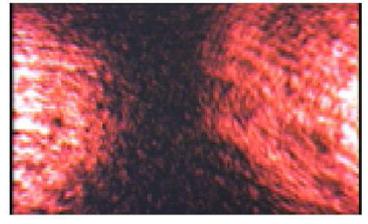
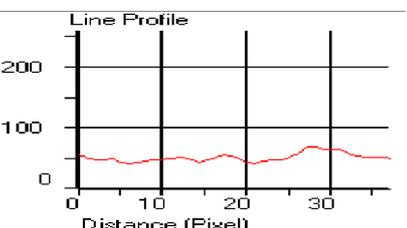
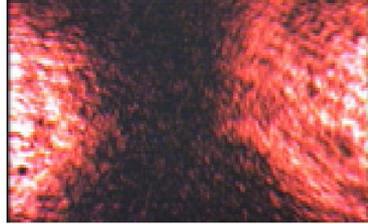
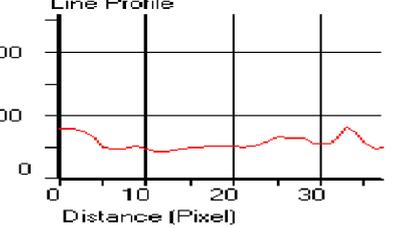
5,5			0,690
6			0,668
6,5			0,643
7			0,617

Tableau IV. 4: Images traitées et leurs profils correspondant pour une pièce polie durant 20 min.

A partir des profils on tire I_{\max} et I_{\min} ; on calcule le contraste par la relation :

$$C = |\gamma_{12}| = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}}$$

Le graphe qui traduit ces valeurs est le suivant :

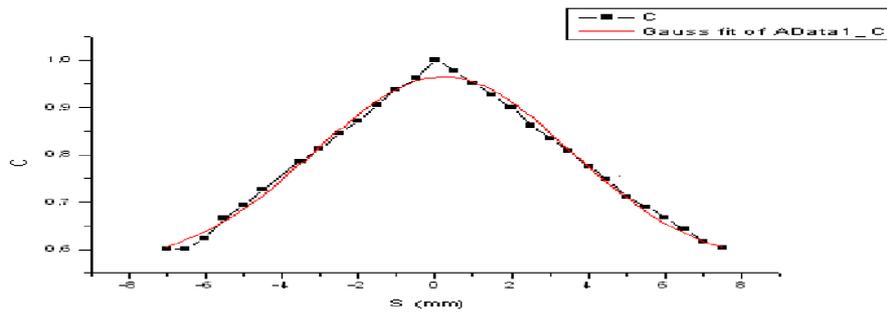


Figure IV. 8:Distribution du degré de cohérence spatiale $|\gamma_{12}|$

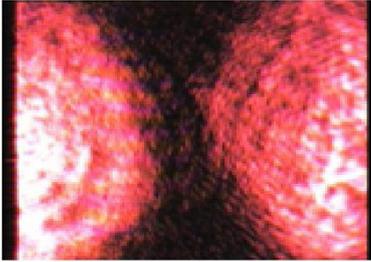
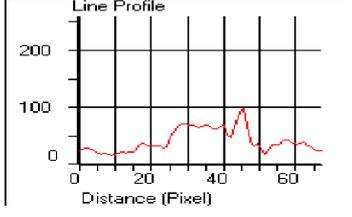
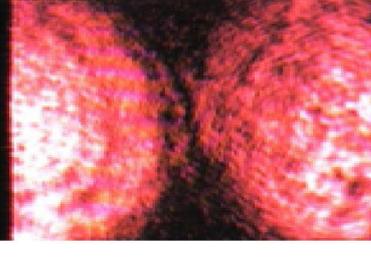
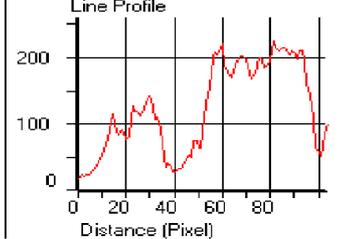
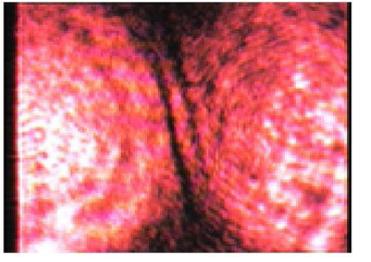
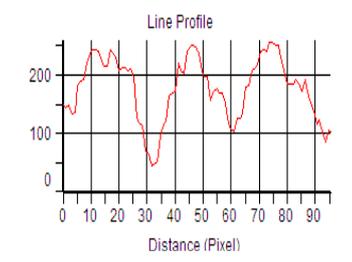
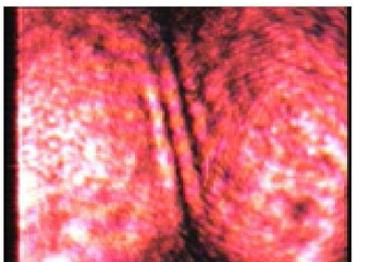
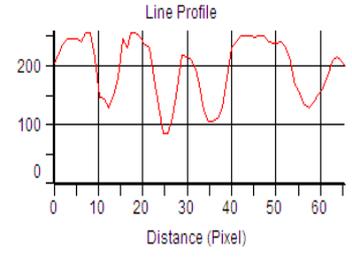
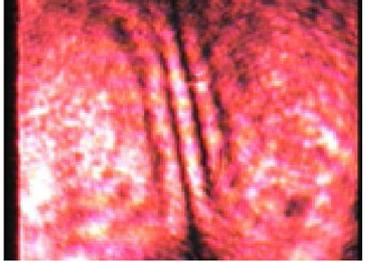
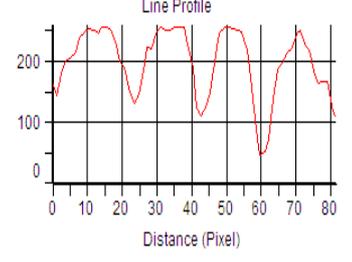
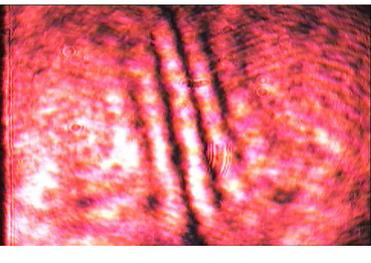
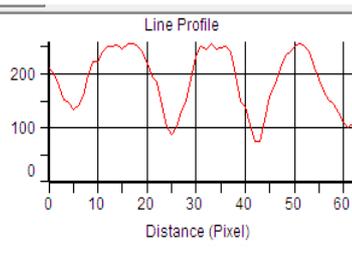
La variation de la distribution du contraste en fonction de la distance inter faisceau prend une allure gaussienne, ce résultat est conforme avec la théorie, telle que la distribution de la fonction de cohérence et du degré de cohérence d'un champ gaussien est une distribution gaussienne.

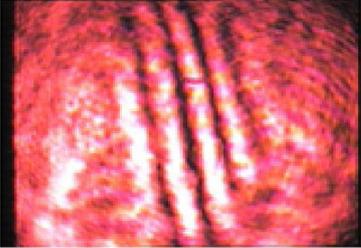
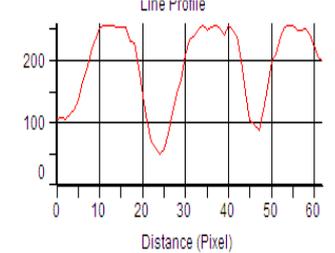
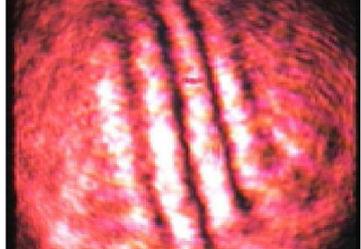
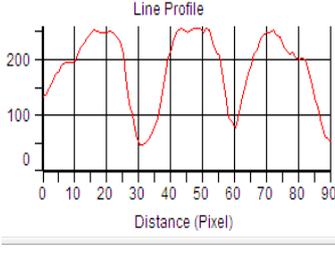
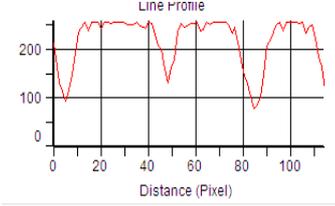
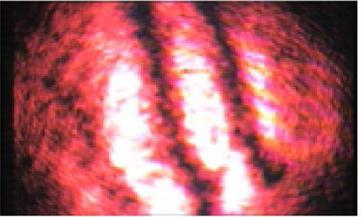
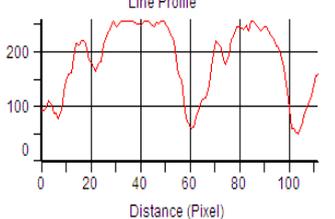
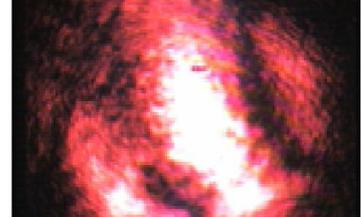
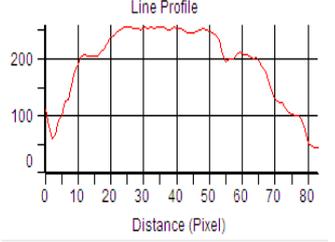
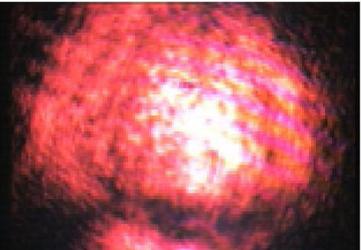
IV.3.2.2. B. la pièce polie durant 25 minutes :

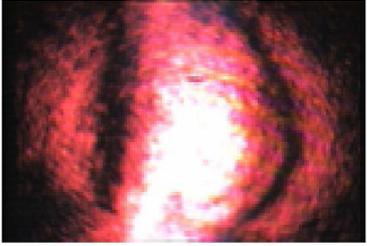
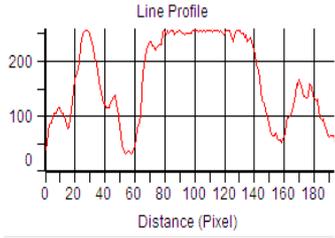
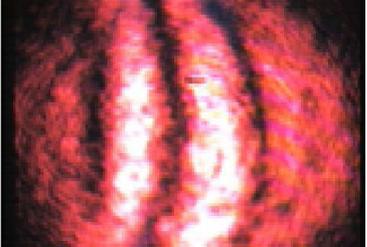
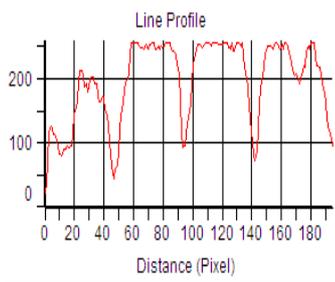
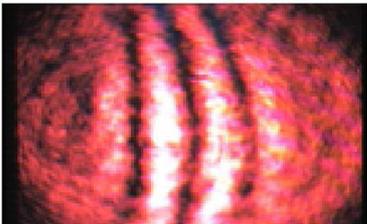
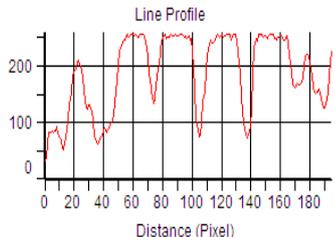
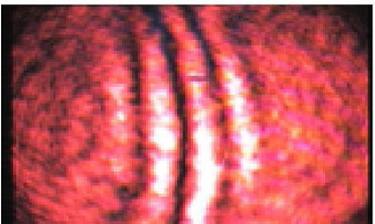
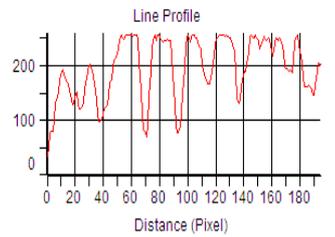
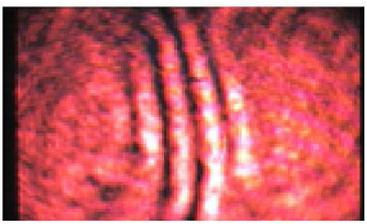
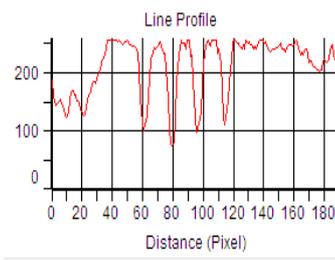
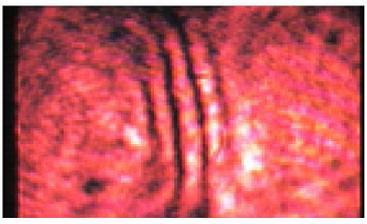
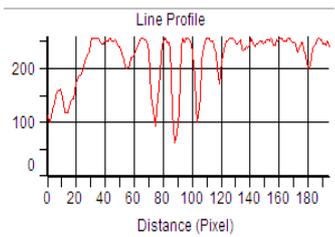
On refait l'expérience mais avec un autre échantillon poli durant 25 minute.

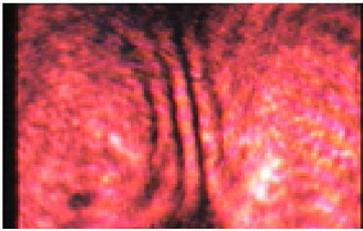
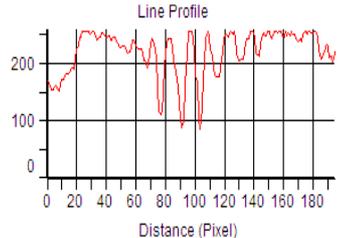
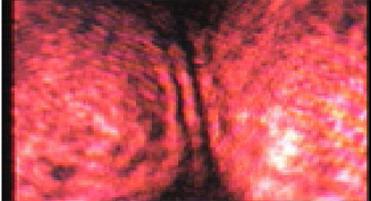
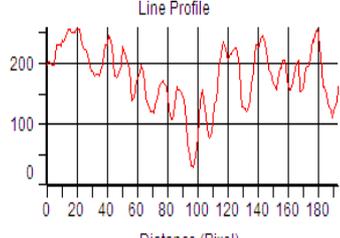
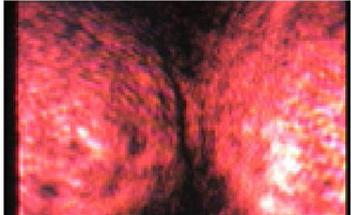
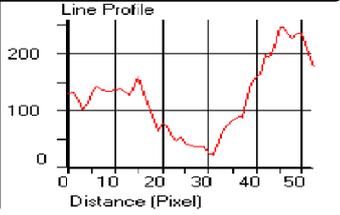
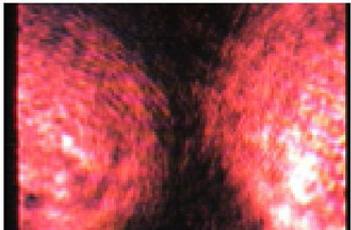
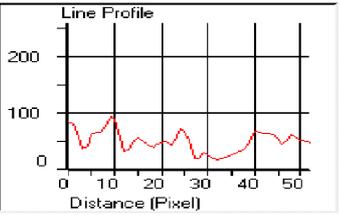
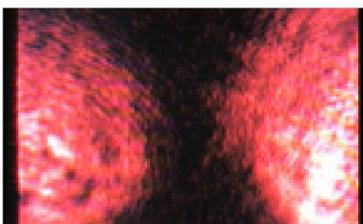
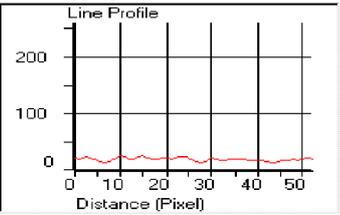
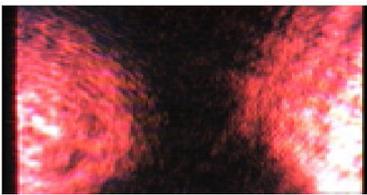
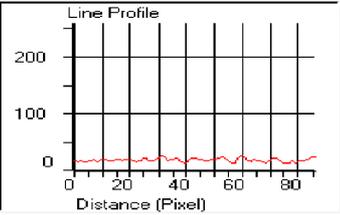
Les résultats avec le calcul du contraste sont démontrés dans le tableau suivant:

Le pas $\Delta x(\text{mm})$	Les images traitées	Le profil d'intensité	Le contraste calculé
-7			0.541
-6.5			0.543
-6			0.569

-5.5			0.596
-5			0.637
-4.5			0.681
-4			0.722
-3.5			0.761
-3			0.805

-2.5			0.842
-2			0.874
-1.5			0.916
-1			0.953
-0.5			0.986
0			1

0.5			0.983
1			0.966
1.5			0.935
2			0.906
2.5			0.879
3			0.844

3.5			0.821
4			0.788
4.5			0.729
5			0.674
5.5			0.632
6			0.598

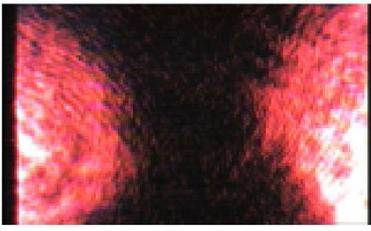
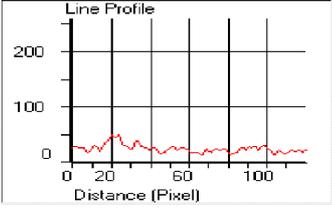
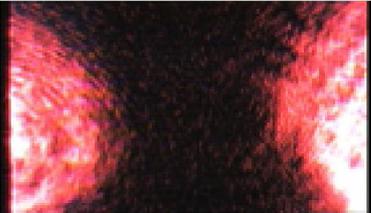
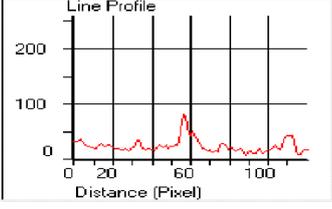
6.5			0.576
7			0.544

Tableau IV. 5: Images traitées et leurs profils correspondant pour une pièce polie durant 25 min

A partir des profils on tire I_{\max} et I_{\min} ; on calcule le contraste par la relation :

$$C = |\gamma_{12}| = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}}$$

Le graphe qui traduit ces valeurs est le suivant :

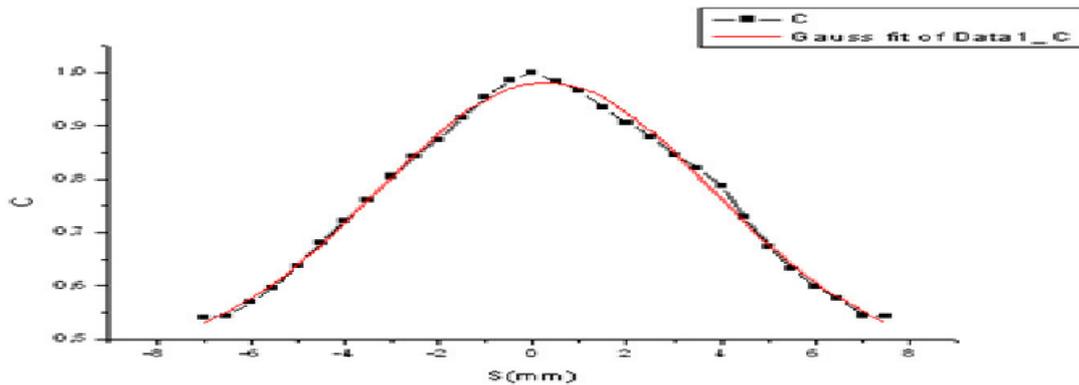
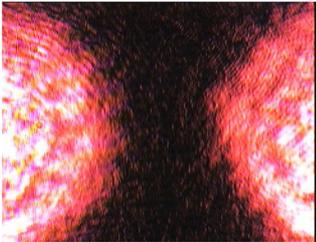
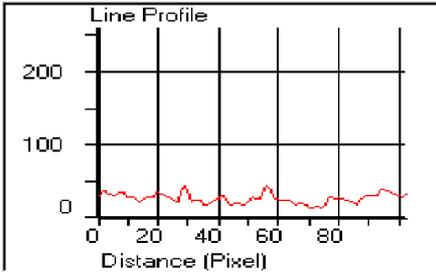
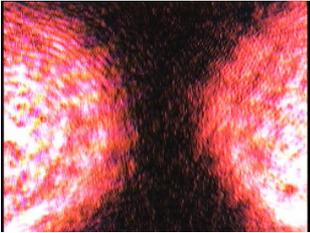
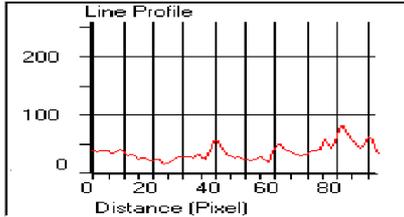
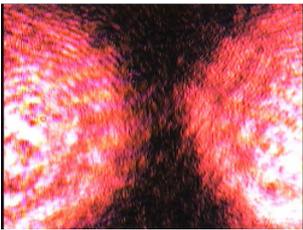
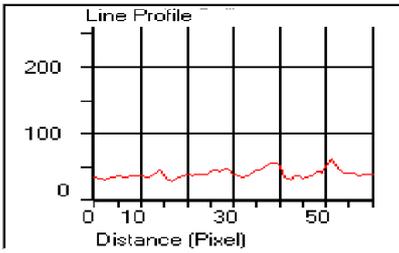
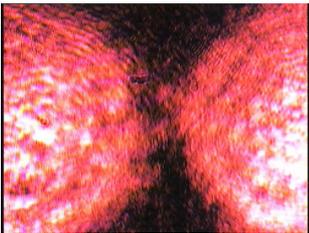
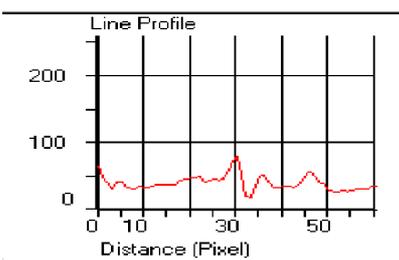
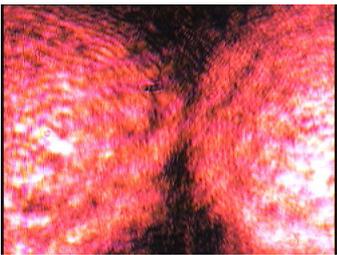
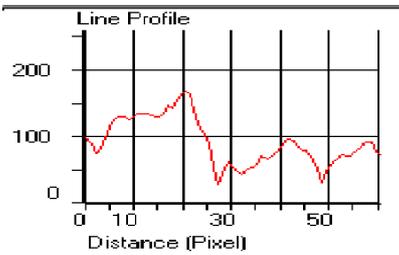


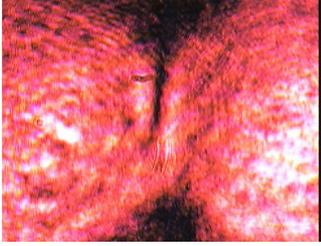
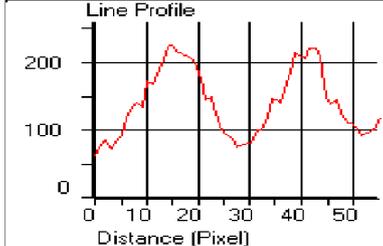
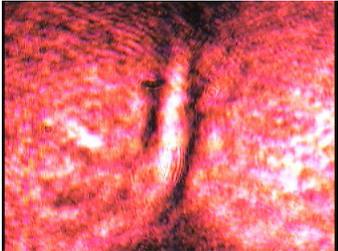
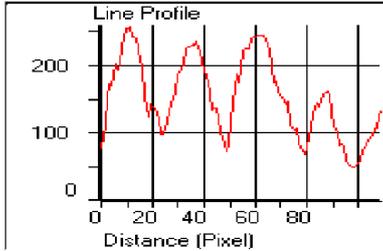
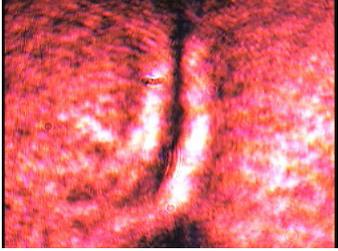
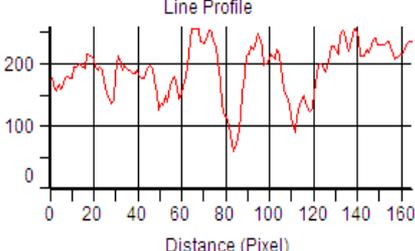
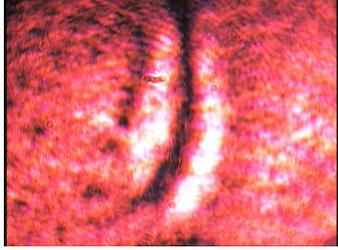
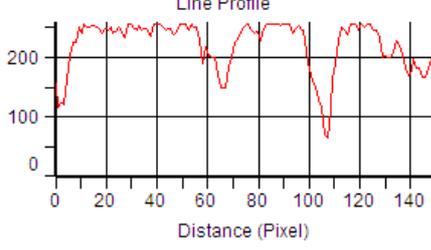
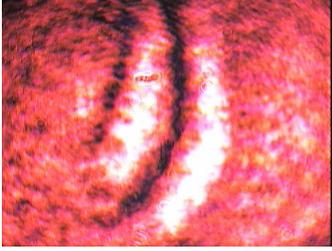
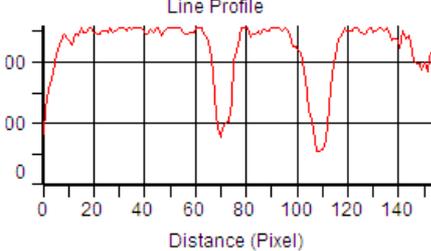
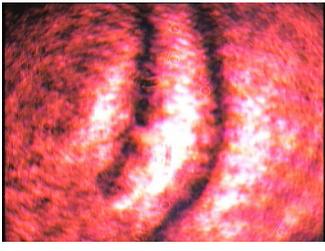
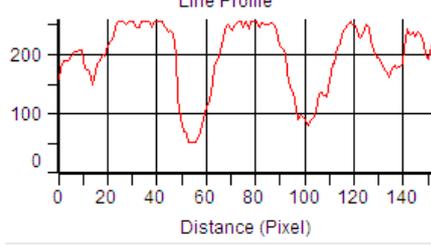
Figure IV. 9: Distribution du degré de cohérence spatiale $|\gamma_{12}|$

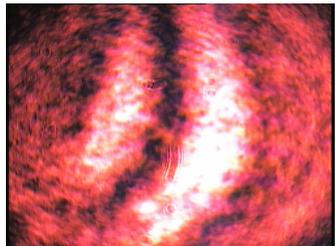
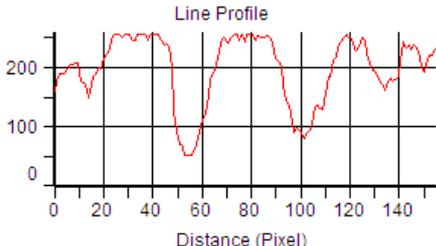
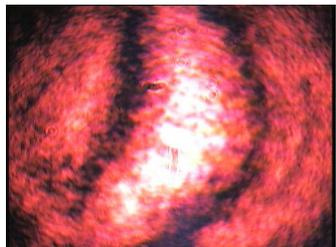
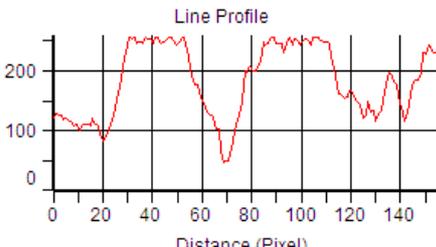
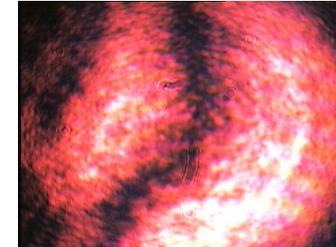
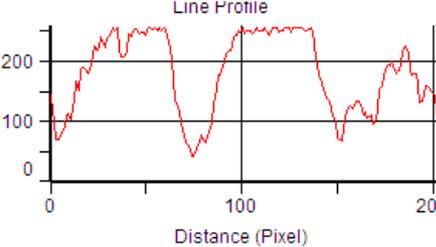
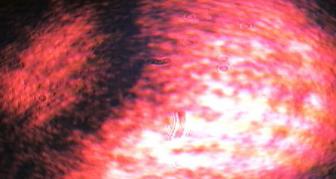
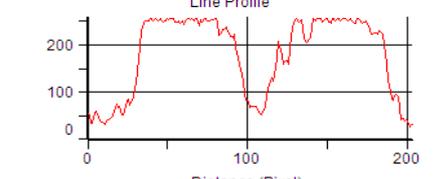
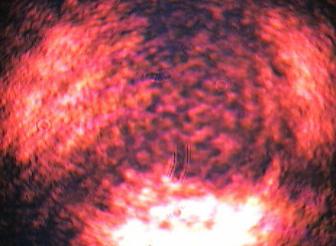
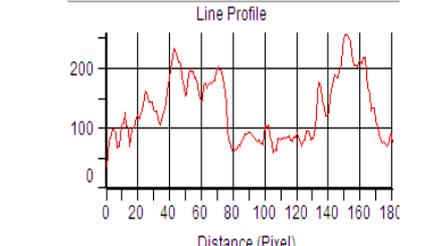
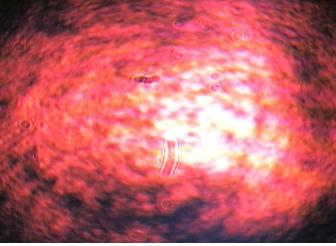
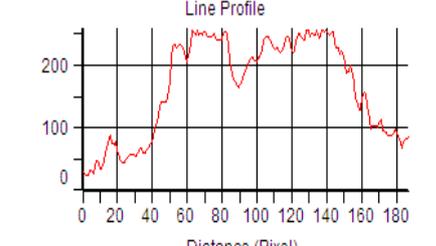
La variation de la distribution du contraste en fonction de la distance inter faisceau prend une allure gaussienne, ce résultat est conforme avec la théorie, telle que la distribution de la fonction de cohérence et du degré de cohérence d'un champ gaussien est une distribution gaussienne.

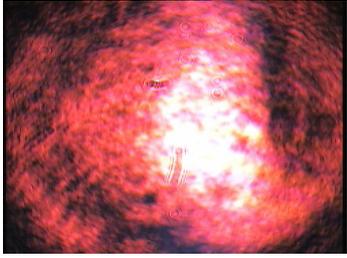
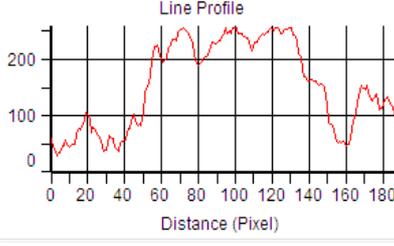
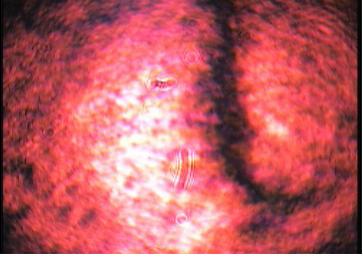
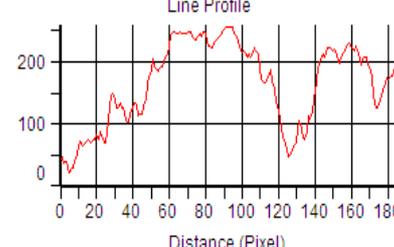
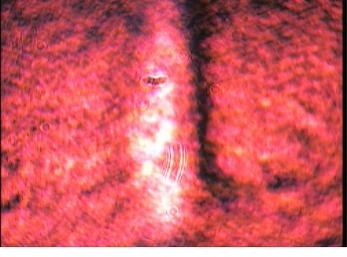
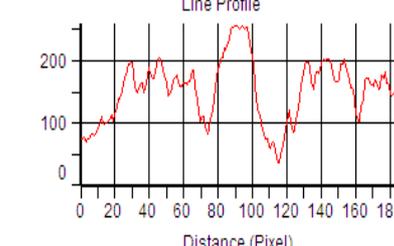
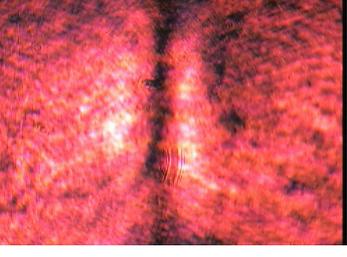
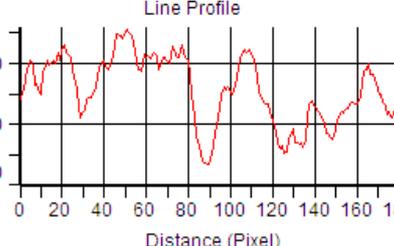
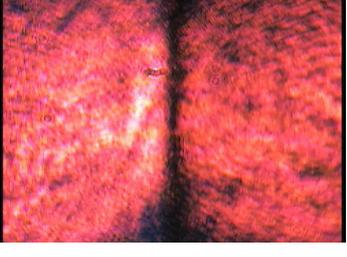
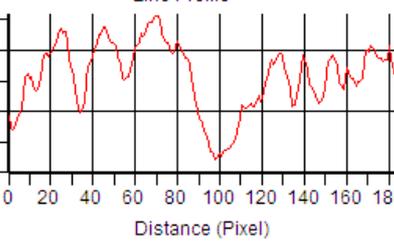
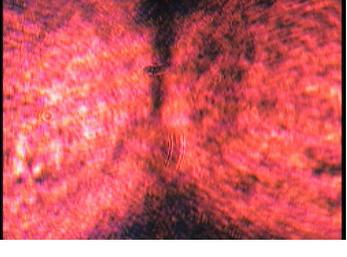
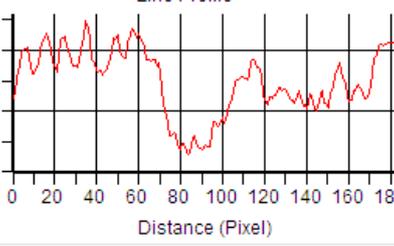
IV.3.2.2. C. la pièce polie durant 30 minutes :

On refait l'expérience mais avec un autre 'échantillon poli durant 30 minute ; les résultats avec le calcul du contraste sont montrés dans le tableau suivant:

Δx mm	Les images traitées	Le profil d'intensité	Le contraste calculé
-7			0,561
-6,5			0,582
-6			0,613
-5,5			0,656
-5			0,693

-4,5			0,726
-4			0,759
-3,5			0,806
-3			0,843
-2,5			0,875
-2			0,901

-1,5			0,926
- 1			0,967
-0,5			0,992
0			1
0,5			0,991
1			0,980

1,5			0,957
2			0,931
2,5			0,902
3			0,865
3,5			0,838
4			0,816

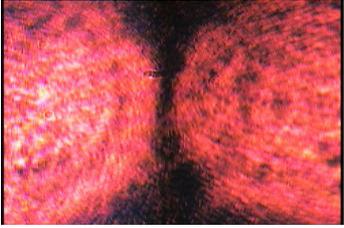
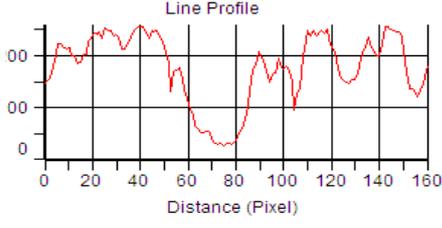
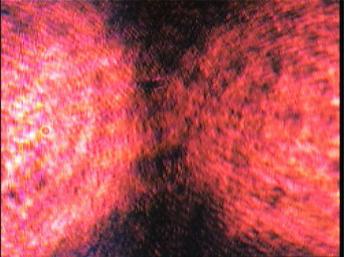
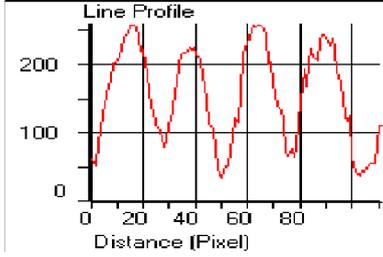
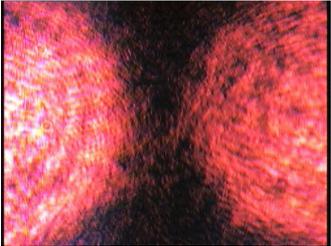
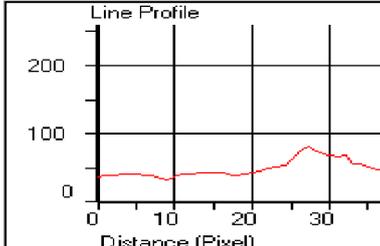
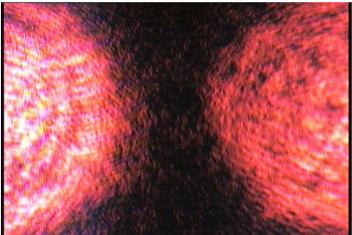
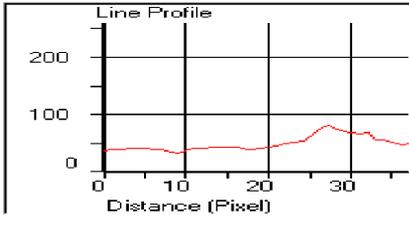
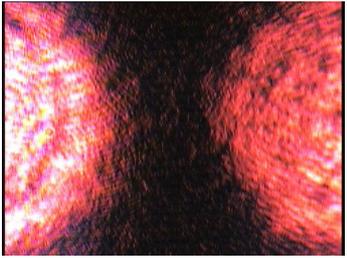
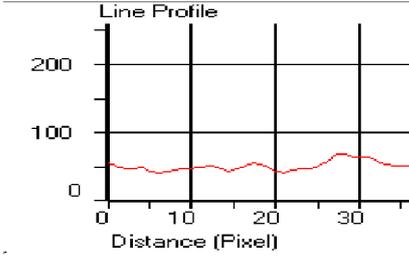
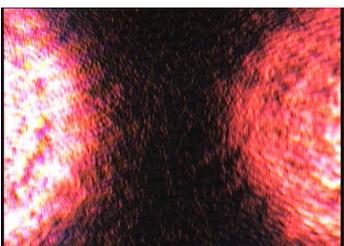
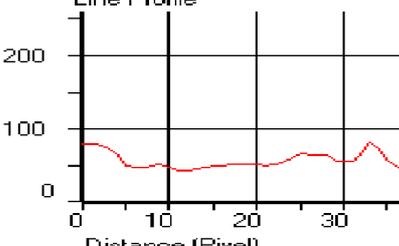
4,5			0,778
5			0,742
5,5			0,609
6			0,568
6,5			0,537
7			0,536

Tableau IV. 6: Images traitées et leurs profils correspondant pour une pièce polie durant 30 min

A partir des profils on tire I_{\max} et I_{\min} ; on a calculé le contraste par la relation :

$$C = |\gamma_{12}| = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}}$$

Le graphe qui traduit ces valeurs est le suivant :

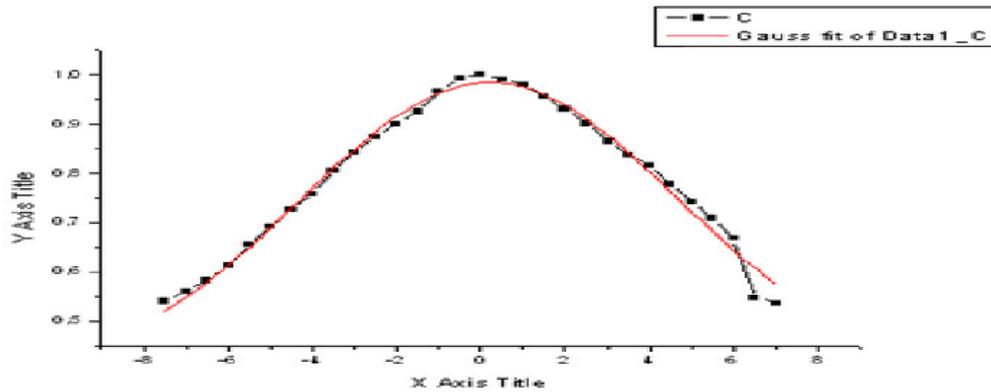


Figure IV. 10: Distribution du degré de cohérence spatiale $|\gamma_{12}|$

La variation de la distribution du contraste en fonction de la distance inter faisceau prend une allure gaussienne, ce résultat est conforme avec la théorie, telle que la distribution de la fonction de cohérence et du degré de cohérence d'un champ gaussien est une distribution gaussienne.

Les deux montages réalisés sont :

Le premier est l'interféromètre de Sagnac avec la configuration triangle, avec la technique de décalage de phase on utilise des décalages latéraux.

Le deuxième est l'interféromètre de Sagnac avec la configuration triangle, avec la technique de décalage de phase on utilise la phase géométrique obtenue par la technique de Panchartnam.

Ces expériences sont consacré à étudier les différents défauts de la surface a partir des figure de franges obtenus.

Pour le cas des échantillons réfléchissants : l'observation des franges est due à la réflectivité de la surface à contrôler, la figure des franges obtenues nous indique que la qualité de la surface, pour des franges avec aucune déformation c.à.d. on a une diffusion spéculaire, alors les defaults de surface négligeables (faible rugosité). Si on a des déformations des franges donc la qualité du surface et mauvaise (diffusion rigoureuse).

Pour le cas des échantillons transmettant : on a essayé de faire deux montages, où on a tenu en compte de la position de l'échantillon. Dans le premier montage: on place l'échantillon avant la camera CCD qui est placé au plan de localisation des franges. Dans le deuxième montage on place l'échantillon entre les miroirs de l'interféromètre, et la camera CCD qui est placée au plan de localisation des franges. On voit pour les deux cas qu'il y a une différence entre les figures obtenue par le PSI avec $\frac{\lambda}{2}$ et le PSI avec $\frac{\lambda}{2}$; il ya des déformations des franges, donc les composants présentent des défauts de surface (surface rigoureuse, défaut de planéité, ...)

Pour les lentilles, les figures obtenues sont des franges circulaires c.à.d. les mêmes pour le cas des anneaux de Newton, donc on peut déterminer le défaut à partir de déformation dans les figures des franges.

Après le traitement des résultats obtenus pour les deux montage ,on a essaie de trouver la relation entre la distribution de la rugosité de surface ,et une autre qu'on peut l'obtenir interférométriquement ,qui est la distribution de la phase. Les résultats pour les deux montages sont semblable fiable à contrôler la surface qualitativement.

Les graphes de la distribution degré de cohérence obtenues pour les trois lentilles nous montre que la durée de polissage à influe sur l'état de surface, et la relation est proportionnel c.à.d. si on augmente le temps de polissage le graphe de la distribution de degré de cohérence serait confondue avec c'elle d'une fonction gaussienne (pas d'écart entre les pics des deux graphes).

CONCLUSION GENERALE

Conclusion générale :

Le travail réalisé consiste à contrôler l'état de surface, et plus précisément la rugosité des surfaces en utilisant une technique interférométrique, en appliquant deux techniques de décalage de phase, l'une géométrique (Panchartnam) et l'autre latérale (Shearographie).

Tout d'abord, nous avons introduit ce travail par des notions sur l'état de surface, particulièrement la rugosité, et ces paramètres caractéristiques notamment la fonction d'auto corrélation et son spectre de puissance afin d'exprimer une relation avec le spectre d'intensité obtenue lors des mesures interférométriques effectués.

D'un autre part on a exprimé le décalage de phase commençant par les différents concepts fondamentaux ; techniques permettant de créer le décalage de phase, et les méthodes d'analyse appropriées, telle que les algorithmes de résolution de la phase et les méthodes de déroulage de la phase. La dernière partie contient notre contribution apportée dans cette perspective.

Le but était de contrôler qualitativement l'état de surface par interférométrie en appliquant PSI avec deux versions : phase de Panchartnam et le décalage de phase latérale.

Après obtention des interférogrammes par la technique de PSI, on détermine le spectre d'intensité puis on déduit la distribution de la fonction de cohérence spatiale.

Cette fonction est identique à la fonction d'auto corrélation du spectre de rugosité de la surface contrôlée, cela à été fait pour le PSI avec les décalages latéraux, par contre pour le PSI avec la technique de Panchartnam ; on utilise l'algorithme à quatre pas, ou on déduit la fonction d'auto corrélation du spectre de rugosité à partir du spectre d'intensité obtenu.

Enfin, dans ce travail on a pu apporter une nouvelle technique qui est basée essentiellement sur la détermination de la distribution du module degré de cohérence spatiale $\gamma_{12} = C$ dans la but de déterminer la fonction d'autocorrection d'un spectre d'intensité et qui est le même que celui de la rugosité de la surface à contrôler.

L'ensemble des perspectives que nous estimons abordables seront présentées. Elles peuvent apporter soit des améliorations, soit des nouveautés aux contributions apportées par ce travail.

- On espère bien qu'on a arrive à déterminer l'état de surface à contrôler par les techniques choisies.
- Le but de contrôler l'état de surface qualitativement est fait, mais reste la quantification de l'état de surface.
- Les résultats obtenus pourront être améliorés en changeant les lames de polarisation par d'autres lames qui permettant d'obtenir des décalages de phase plus petite, ou par utilisation d'autres composants tel que les réseaux blasé par exemple.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] RAPHET, B., « États de surface Caractérisation », Techniques de l'Ingénieur, vol R 1 230 pp.01-22, (2005).
- [2] Tom R. Thomas, « Rough Surfaces Second Edition », Imperial College Press, Sweden, (1999).
- [3] The American Society of Mechanical Engineers, « SURFACE TEXTURE (SURFACE ROUGHNESS WAVINESS, AND LAY » ASME, USA, (2003).
- [4] Soriano, G., « Diffraction électromagnétique par des surfaces rugueuses », notes de cours, (2010).
- [5] DOS SANTOS, S., « COURS DE TRAITEMENT DU SIGNAL », École Nationale d'Ingénieurs, Val de Loire, (2011).
- [6] CORNET. A, DEVILLE. J.-P., « Physique et ingénierie des surfaces », EDP Sciences, France, (1998).
- [7] MOULART, R., « Développement et mise en œuvre d'une méthode de mesure de champs de déformation à l'échelle micrométrique », Thèse de doctorat d'état, Laboratoire de Mécanique et Procédés de Fabrication ENSAM, France, (2007).
- [8] K J Stout., « Methods for the Characterisation of Roughness in Three Dimensions Development of », Penton Press, Luxembourg, (2004).
- [9] MANIEZ, T, VILLANI, A., « Photomécanique et extensométrie sans contact », ECOLE DES MINES DOUAI, Saint Etienne, (2010).
- [10] Yoshizawa, T., « Handbook of optical metrology principles and applications », Taylor & Francis Group, LLC CRC Press, New York, (2009).
- [11] Amidror, J., « The Theory of the Moiré Phenomenon Volume II: Aperiodic Layers », Springer, Switzerland, (2007).
- [12] WEIL, F., « Optique physique : interference, diffraction, holographie », Ellipses, France, (2007).
- [13] LAURAT, J., « Optique Ondulatoire », Université Paris sud IUT Orsay, Paris, (2004).
- [14] MATTE la Faveur, S, Meyzonnette J -L., « Optique ^{ed 4} Eugene Hetch », PEARSON Education, Paris, (2005).
- [15] PUECH, P., « Cours d'optique géométrique et ondulatoire », Cours d'optique, (2004)
- [16] Francis Weton Sears, « Principales of Physics series Optics », NENG- MEN.. HE... ANG, Massachussets, (1951).
- [17] BENCHEIKH, A., « Développement d'une technique d'analyse de la phase dans les lasers et interférogrammes », Thèse de doctorat en sciences, Université de Sétif 1, (2009).
- [18] ROMDHANE, I., « La cohérence de la lumière et les interférences lumineuses : raisonnements des étudiants et difficultés d'ordre historique », Thèse de doctorat, Université Paris 7-Denis Diderot, Tunis, (2007).
- [19] Moller K- D, Belorgeot C., « Cours d'optique », Springer-Verlag France, Paris, (2007).
- [20] Sharma K .K., « OPTICS Principles and Applications », Academic Press is an imprint of Elsevier, London, (2006).

- [21] ABARTHE,J-J L, « OPTIQUE ONDULATOIRE», Université Paris-Sud Orsay,Paris, (2004).
- [22] Hariharan .P., « Optical Interferometry Second Edition» Elsevier, USA, (2003).
- [23] HARIHARAN.P., «Basics of Interferometry», Elsevier,USA,(2003).
- [24] Malacara. D., Servin. M., Malacara Z., « Intreferogram analyses for optical testing second edition» Taylor & Francis, United States of America, (2005).
- [25] Sirohi ,R- S, « optical methodes of mesurement wholefield techniques second edition», Taylor and Francis groupe by CRC Press,New York ,(2009).
- [26] Yat Hei Lo., « White Light Interferometry Using Pancharatnam's Phase» The University of Auckland, USA, (2004).
- [27] MALACARA D., « Optical Shop Testing Third Edition», Wiley-Interscience,USA, (2007).
- [28] MANALLAH, A., « Analyse et caractérisation des surfaces et interfaces des matériaux diélectriques métalliques et semi-conducteurs », Thèse de doctorat d'état, Université de Sétif 1, (2007).
- [29] Liang-C- C , Sheng-L- Y , Tapilouw A- M , ,Chang ,J-C ,. « 3-D surface profilometry using simultaneous phase-shifting interferometry», Optics Communications,vol 283, pp 3376–3382, (2010).
- [30] Servin .M, Estrada. J.C., « Analysis and synthesis of phase shifting algorithms based on linear systems theory», Optics and Lasers in Engineering, vol 50, pp 1009–1014, (2012).
- [31] Basanta B, Kothiyal M.P., Mohan N.K., « A comparative study of phase-shifting algorithms in digital speckle pattern interferometry», Applied Optics, vol 50, pp 147–152, (2008).
- [32] Rigoberto J-S & al., « Generalized phase-shifting interferometry by parameter estimation with the least squares method», Optics and Lasers in Engineering, vol 51, pp 626–632, (2013).
- [33] Kjell J. Gasvik« Optical Metrology Third Edition», John Wiley & Sons Ltd,England, (2002).
- [34] Malacara D., «Some Applications of the Murty Interferometer», Elsevier Science Limited, INDIA, (1996).



Mr MENACER Saleh est né le 28 Janvier 1982 à Sétif. Il a obtenu son Baccalauréat série science de nature et de la vie en 1999. Titulaire d'un diplôme d'Ingénieur d'Etat en Optique et Mécanique de précision de l'Université de Ferhat Abbas Sétif, il s'est inscrit à l'Ecole doctorat depuis Novembre 2007, pour une formation de Magister en Optique et Mécanique de précision, option «Optique spatial et Mécanique de précision».

Ses recherches sont orientées vers l'analyse d'une mission, mécanique céleste, satellites et panneaux solaire, optique ondulatoire, optique diffractive.

Résumé : L'interférométrie optique est une technique de mesure et contrôle non destructif utilisé dans différents domaines tel que le contrôle de qualité des surfaces que soient optiques ou non. Le principe consiste à exploiter les informations des figures de franges provenant de l'interférence de deux faisceaux lumineux cohérents issus d'une même source: le premier faisceau, dit de référence, interfère avec le second, dit objet, celui-ci est réfléchi par la surface sous test.

Le but du travail consiste à étudier l'interféromètre de SAGNAC; avec des différents configurations possibles pour la création de décalage de phase (PSI), afin de et en déterminer contrôler des surfaces, c.à.d. pour mesurer leurs déformations, rugosité...

Mots clés : contrôle des surfaces, rugosité des surfaces, la création de décalage de phase, les interférences, auto corrélation.

Abstract: The optical interferometry is one of technics may be used in many fields such as the control of the quality of optical surfaces.

The principle is using the informations extracted from frames of fringes obtained or the intensities measured with photo diode.

The objective of this work is studding the interferometer of SAGNAC; with different possible configurations of the creation of phase shifting (PSI), in order to control the optical surfaces, especially roughness.

Key words: control of surfaces, roughness of surfaces, the phase shifting interferometry, the interferences, auto correlation.

ملخص: التداخل الضوئي هو أحد تقنيات القياس والمراقبة بحيث يمكن استعمالها في عدة مجالات من بينها معرفة مدى جودة السطوح.

مبدؤه يرتكز على استعمال أشكال الأهداب أو قيم شدة التيار الكهربائي المقاسة بواسطة جهاز الصمام الثنائي الضوئي . الهدف من هذا العمل هو استعمال جهاز التداخل الضوئي لـ: SAGNAC باضافة بعض التركيبات الممكنة لانتاج الفرق في الطور الزاوي من أجل مراقبة السطوح البصريائية خاصة خشونة السطح.

كلمات مفتاحية: مراقبة السطوح، خشونة السطوح، التداخل الضوئي، الفرق في الطور الزاوي، العلاقة المتبادلة بين دالتين.