

Numéro d'ordre :

UNIVERSITÉ PAUL CÉZANNE – AIX-MARSEILLE III

Institut Fresnel – CNRS – UMR 6133

Thèse

pour obtenir

Le Grade de Docteur

de l'Université Paul Cézanne

Faculté des Sciences et Techniques

Discipline : Optique, Photonique et Traitement d'Image

Mise au point d'un microscope optique tomographique à haute résolution fonctionnant en réflexion

présentée et soutenue publiquement par

Filip Drsek

le ___ / ___ / 2008

École Doctorale : ED 352 « Physique et Sciences de la Matière »

J U R Y

M. Rémi CARMINATI	examineur
Mme Frédérique DE FORNEL	rapporteur
M. Olivier HAEBERLÉ	rapporteur
M. Hugues GIOVANNINI	directeur de thèse
Mlle Anne SENTENAC	directeur de thèse
M. Patrick Christian CHAUMET	co-directeur de thèse

Numéro d'ordre :

UNIVERSITÉ PAUL CÉZANNE – AIX-MARSEILLE III

Institut Fresnel – CNRS – UMR 6133

Thèse

pour obtenir

Le Grade de Docteur

de l'Université Paul Cézanne

Faculté des Sciences et Techniques

Discipline : Optique, Photonique et Traitement d'Image

Mise au point d'un microscope optique tomographique à haute résolution fonctionnant en réflexion

présentée et soutenue publiquement par

Filip Drsek

le ___ / ___ / 2008

École Doctorale : ED 352 « Physique et Sciences de la Matière »

J U R Y

M. Rémi CARMINATI	examineur
Mme Frédérique DE FORNEL	rapporteur
M. Olivier HAEBERLÉ	rapporteur
M. Hugues GIOVANNINI	directeur de thèse
Mlle Anne SENTENAC	directeur de thèse
M. Patrick Christian CHAUMET	co-directeur de thèse

Table des matières

Remerciements.....	4
Introduction.....	5
1 Principe de la Tomographie Optique par Diffraction.....	8
1.1 Microscopie classique et Tomographie Optique par Diffraction.....	8
1.2 Tomographie Optique par Diffraction – étude de la résolution et imagerie quantitative.....	10
1.2.1 Le critère de Rayleigh.....	10
1.2.2 Modélisation de la Tomographie par Diffraction.....	12
2 Montage expérimental.....	18
2.1 Objectifs du montage.....	18
2.2 Mise en œuvre du microscope holographique à synthèse d’ouverture.....	19
2.2.1 Description du montage.....	19
2.2.2 Mesure de la phase du champ diffracté.....	23
2.2.3 Mesure du champ réfléchi spéculaire et normalisation du champ diffracté.....	24
2.3 Calibrage du montage et correction des aberrations.....	27
2.3.1 Calibrage angulaire.....	27
2.3.2 Correction des aberrations.....	31
2.4 Comparaison du champ diffracté expérimental et théorique.....	37
3 Imagerie quantitative.....	39
3.1 Profilométrie.....	39
3.1.1 Théorie.....	39
3.1.2 Résultats.....	42
3.1.2.1 Échantillons rectangulaires.....	42
3.1.2.1.1 Largeur des rectangles $l = 2 \mu\text{m}$	42
3.1.2.1.2 Largeur des rectangles $l = 5 \mu\text{m}$	48
3.1.2.2 Réseau de diffraction comme échantillon.....	49
3.2 Cartographie de la permittivité.....	51
3.2.1 Introduction.....	51
3.2.2 Algorithme d’inversion des données expérimentales.....	52
3.2.2.1 Principe de l’algorithme d’inversion.....	52
3.2.2.2 Directions de mise à jour.....	54
3.2.2.3 Estimées initiales.....	56
3.2.3 Résultats obtenus avec nos échantillons.....	56
3.2.4 Conclusions et remarques.....	66
Conclusion et perspectives.....	68
Annexe A1 : Schéma des acquisitions.....	71
Annexe A2 : Construction et réglages du montage.....	72
A2.1 Dimensionnement du montage.....	72
A2.2 Laser.....	73
A2.3 Début de la construction, voie des champs incident et diffracté.....	73
A2.4 Voie du champ de référence.....	77
A2.5 Adaptation du montage pour l’observation de l’espace direct.....	78
A2.6 Préparation d’une acquisition.....	78
Annexe A3 : Figures du calibrage en aberration.....	82
Annexe A4 : Analyse de la résolution à l’aide de la borne de Cramér-Rao.....	87
Bibliographie.....	96

Remerciements

Je tiens à remercier les personnes suivantes qui m'ont aidé avec la réalisation de mon travail de thèse :

- **Anne Sentenac** et **Patrick Christian Chaumet** pour l'aide avec l'aspect théorique du travail ;
- **Hugues Giovannini** pour l'accompagnement tout au long de la partie expérimentale de ma thèse, y compris la commande des composants ;
- **Guillaume Maire** pour son investissement dans l'encadrement de mon travail lors de la dernière année de ma thèse ;
- **Julien Taste** pour la mise en place des interfaces électroniques entre le montage expérimental et l'ordinateur utilisé pour l'acquisition des données ;
- **Fabio Maffezzini**, qui me faisait la compagnie dans le laboratoire ;
- **Patrick Ferrand** pour l'aide avec le milieu de programmation LabVIEW ;
- **Frédéric Forestier** et **Béatrice Gazel** pour leur disponibilité pour la résolution de problèmes informatiques ;
- **Françoise Maillet**, l'ancienne secrétaire à l'Institut Fresnel, pour tous les services administratifs.

Je remercie également tous les intervenants qui ont animé les modules de formation proposés par l'école doctorale « Physique et Sciences de la Matière » auxquels j'ai assisté.

Introduction

Il y a un besoin croissant pour de nouveaux systèmes d'imagerie permettant de donner la structure tri-dimensionnelle d'un objet avec une meilleure résolution que les microscopes optiques conventionnels. De tels outils seraient particulièrement appréciés dans le domaine des nanotechnologies, pour contrôler la fabrication des composants de la micro-électronique par exemple, mais aussi dans le domaine de la biologie, pour étudier les nanostructures à l'intérieur des cellules sans avoir recours à des marqueurs fluorescents.

Il existe aujourd'hui différentes techniques d'imagerie non destructives permettant d'accéder à des résolutions très au-delà du critère de Rayleigh, mais elles nécessitent d'amener une sonde au voisinage de l'échantillon : la microscopie à force atomique et la microscopie à effet tunnel électronique (STM) [Binnig 1983]. Ces deux techniques ne permettent d'obtenir que le profil de l'échantillon. Il existe un analogue de la microscopie à effet tunnel électronique en optique : les microscopes à champ proche optique. Cette grande famille de microscopes [de Fornel 2001] permet d'étudier des phénomènes optiques très locaux, mais permet difficilement d'obtenir une information quantitative sur forme et la nature de l'objet étudié, même si des études en ce sens commencent à apparaître [Carney 2004]. Cette restriction provient de la méconnaissance de l'interaction de la pointe avec l'échantillon, car la forme de la pointe et la distance entre la pointe et l'échantillon ne sont jamais connues avec précision.

Ainsi, nous nous sommes intéressés à une technique d'imagerie optique très récente, la Tomographie Optique par Diffraction, ne nécessitant pas d'approcher une sonde au voisinage de l'objet, et permettant d'obtenir la carte de permittivité tri-dimensionnelle de l'objet avec une résolution intermédiaire entre celle des microscopes conventionnels et celle des

microscopes optiques à champ proche. Cette technique, qui s'inspire de la microscopie de phase [Barty 1998, Choi 2007], de l'holographie digitale [Marian 2007, Charrière 2006, Mann 2005, Binet 2002, Cuche 1998, Montfort 2006 (1), Massatsch 2005, Colomb 2006 (1), Montfort 2006 (2), Colomb 2006 (2), Colomb 2006 (3)] et de l'imagerie à synthèse d'ouverture [Binet 2002, Alexandrov 2006], est basée sur la mesure du champ diffracté par l'objet sous plusieurs angles d'illumination et sur l'utilisation d'algorithmes d'inversion permettant de déterminer la carte tridimensionnelle de la permittivité de l'échantillon à partir des données du champ diffracté. Cette approche, relativement peu développée il y a une vingtaine d'années, essentiellement en raison de la forte composante numérique et algorithmique de l'imageur, connaît un engouement certain depuis cinq ans. On dénombre actuellement pas moins de six équipes travaillant sur ce type d'imagerie optique. Si les montages expérimentaux diffèrent, les techniques d'inversion, elles, reposent toutes sur des modèles très simples d'interaction entre l'onde et l'objet et donnant lieu à des algorithmes d'inversion linéaire (de type transformée de Fourier inverse) [Lauer 2002, Simon 2008, Debailleul 2008, Alexandrov 2006, Haeberlé 2007, Choi 2007, Mico 2006, Neumann 2008, Depeursinge et al. (plusieurs articles)]. Ainsi, la Tomographie Optique par Diffraction n'a été utilisée expérimentalement que pour imager des objets très faiblement diffractants (typiquement des objets biologiques) [Lauer 2002, Choi 2007, Haeberlé 2007, Depeursinge et al. (plusieurs articles)] ou pour former des images non quantitatives de surfaces présentant des variations de réflectance [Alexandrov 2006].

Ce n'est que très récemment qu'il a été envisagé d'appliquer au problème de la microscopie optique des méthodes d'inversion plus sophistiquées, prenant en compte la diffusion multiple [Belkebir 2005 (1), Sentenac 2007, Chaumet 2004] et intégrant des informations a priori, c'est-à-dire des informations préalablement connues concernant l'objet étudié. La prise en compte de la diffusion multiple, lorsqu'elle est présente, est indispensable si l'on veut obtenir des informations quantitatives sur les objets. D'autre part, on peut montrer que, dans certains cas, la présence de diffusion multiple permet d'obtenir une résolution meilleure que celle attendue avec une analyse basée sur l'approximation de la diffusion simple [Simonetti 2008]. Un des objectifs de la thèse est de montrer expérimentalement que les algorithmes d'inversion non-linéaires combinés avec les techniques de la Tomographie Optique par Diffraction permet de donner la carte de permittivité d'objets complexes

supportant de la diffusion multiple avec une résolution bien meilleure que celle d'un microscope optique conventionnel de même ouverture numérique.

Le premier chapitre rappelle brièvement le principe de la Tomographie Optique par Diffraction. Il montre, en particulier, l'intérêt de la synthèse d'ouverture (i. e. l'utilisation de plusieurs angles d'illumination) pour améliorer la résolution. Le second chapitre présente le montage expérimental permettant de mesurer le champ diffracté par l'échantillon pour différents angles d'incidence. La détermination de la phase du champ diffracté, l'obtention d'une carte de champ avec un bon rapport signal sur bruit, le calibrage des mesures y sont évoqués en détail. Enfin, le troisième chapitre détaille les deux applications principales du montage, qui sont la profilométrie et la cartographie de la permittivité.

Des informations complémentaires se trouvent dans les annexes : le schéma des acquisitions, les détails de la construction du montage, des figures qui illustrent le calibrage du système, et un article théorique sur l'analyse de la résolution en présence de diffusion multiple.

1 Principe de la Tomographie Optique par Diffraction

Avant de décrire le principe de fonctionnement de la Tomographie Optique par Diffraction à partir du modèle décrivant l'interaction d'une onde avec un objet, nous décrivons brièvement les différences entre un montage de microscopie conventionnel et un montage de tomographie par diffraction.

1.1 Microscopie classique et Tomographie Optique par Diffraction

La microscopie classique forme une image réelle agrandie de l'objet uniquement avec des lentilles et fournit uniquement l'information sur la forme de l'objet. Le schéma du microscope classique est indiqué dans la figure 1.1.

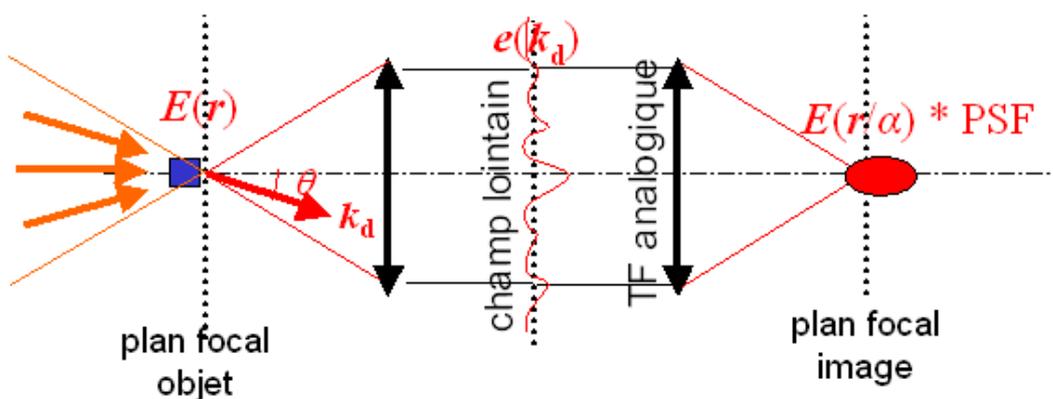


Figure 1.1. Microscopie optique classique

Supposons que l'objet soit éclairé par une onde plane incidente. La première lentille (l'objectif) du microscope capte les ondes planes diffractées par l'objet dans un certain angle solide et la seconde lentille modifie les vecteurs d'onde de ces ondes planes (en les rapprochant de l'axe optique). Ainsi, le champ dans le plan focal image est équivalent à celui existant dans le plan focal objet à un grossissement près (causé par la modification des vecteurs d'ondes) et un filtrage passe bas (car seules les ondes planes se propageant dans l'angle solide déterminé par l'ouverture numérique de la première lentille participent à la formation du champ). Dans un microscope conventionnel, l'objet est éclairé par un champ incohérent spatialement que l'on peut modéliser par une somme d'ondes planes incidentes incohérentes entre elles (voir figure 1.1). L'intensité mesurée au plan focal image est alors la somme des intensités obtenues pour chacune des ondes planes. Cette intensité n'est pas reliée simplement à la carte de permittivité de l'objet [Streibl 1985]. En particulier, l'image d'un échantillon présentant de l'absorption est très différente de celle d'un objet de phase.

Le montage d'une expérience de Tomographie Optique par Diffraction est très proche de celui d'un microscope classique (Fig. 1.2). Les différences principales sont :

- la mesure du champ, dans le plan de Fourier ou dans le plan focal image, en amplitude et en phase (et non l'intensité seule) ;
- l'éclairage successif de l'objet avec différentes ondes planes (et non simultanément avec un éclairage incohérent spatialement).

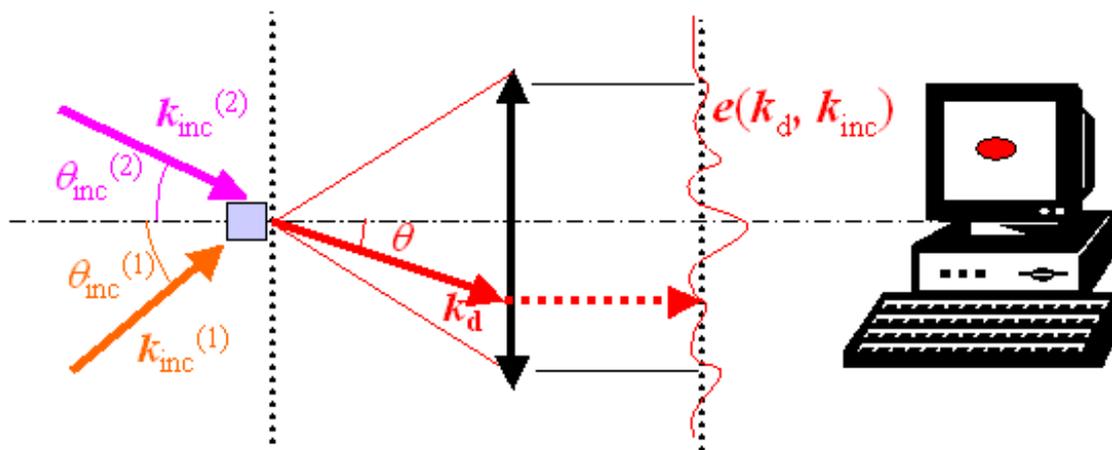


Figure 1.2. Principe de la Tomographie Optique par Diffraction

Pratiquement, pour accéder au champ diffracté en amplitude et phase, on fait interférer le champ diffracté avec un champ de référence, auquel est appliqué plusieurs déphasages [Lauer 2002] mais d'autres techniques sont possibles [Neumann 2008, Mico 2006, Alexandrov 2006, Destouches 2001].

Dans la suite, nous montrons comment la mesure (en amplitude et phase) du champ diffracté par un objet éclairé par une onde plane incidente peut être utilisée par des algorithmes d'inversion pour remonter à la carte de permittivité de l'échantillon et comment l'éclairage sous plusieurs incidences permet d'améliorer la résolution. Notons qu'il existe maintenant plusieurs algorithmes essayant de reconstruire la carte de permittivité d'un objet à partir des mesures d'intensité seules [Caorsi 2004, Gbur 2004, Maleki 1993, Crocco 2004, Lambert 2000, Mann 2005].

1.2 Tomographie Optique par Diffraction – étude de la résolution et imagerie quantitative

1.2.1 *Le critère de Rayleigh*

La résolution d'un microscope est généralement définie comme la distance minimale entre deux sources ponctuelles telle qu'il soit possible de les distinguer sur leur image. La fonction qui décrit l'image d'une source ponctuelle est appelée « Point-Spread Function » (PSF) [Marian 2007] et présente la forme d'un pic avec une certaine largeur. En effet, le microscope joue le rôle d'un filtre passe-bas en ne laissant passer que les ondes planes diffractées par l'objet dont les vecteurs d'onde sont contenus dans un certain angle solide, délimité par l'ouverture numérique du système. Si les centres de deux pics se rapprochent à une distance inférieure à leur largeur, les deux pics fusionnent et il devient difficile de les distinguer entre eux ; nous commençons à voir un seul pic au lieu de deux.

Le critère habituellement utilisé est celui de Rayleigh. Il repose sur l'hypothèse que l'image de la source est formée à l'aide de lentilles circulaires de taille finie. L'intensité émise par la source mesurée dans le plan focal image a alors la forme d'une fonction d'Airy. Cette dernière traduit le fait que seules les ondes planes émises dont la projection transverse du vecteur d'onde est inférieure à $2\pi n/\lambda \sin \theta$, où λ est la longueur d'onde d'émission des sources, θ est l'angle de collection des lentilles et n est l'indice du milieu dans lequel se

trouve l'objet, participent à la formation de l'image. Le critère de Rayleigh dit que la distance minimale de détection de deux sources ponctuelles sur leur image est telle que le maximum de l'une des fonctions d'Airy coïncide avec le premier zéro de l'autre (figure 1.3).

$$R = \frac{1,22 \lambda}{2 n \sin \theta} = \frac{1,22 \lambda}{2 NA} \quad (1-1)$$

En microscopie classique, l'objet, éclairé par une illumination incohérente spatialement, peut être vu comme un ensemble de sources secondaires incohérentes entre elles. Ainsi, le critère de Rayleigh paraît un outil approprié pour définir la résolution du microscope lorsque nous utilisons un éclairage incohérent ou lorsque nous étudions des objets fluorescents. Les meilleurs microscopes optiques, qui travaillent avec un grand angle de collection et avec l'immersion de l'objectif dans l'huile, atteignent une résolution de 200 nm environ. Notons que lorsque les sources sont incohérentes entre elles, l'intensité mesurée au plan focal image est la somme des intensités émises par chaque source (figure 1.3). Nous voyons alors que, lorsque les sources sont séparées d'une distance correspondant au critère de Rayleigh, la valeur de l'intensité résultante dans le minimum local entre les deux pics n'est pas très inférieure à la valeur dans les deux maxima de l'intensité résultante.

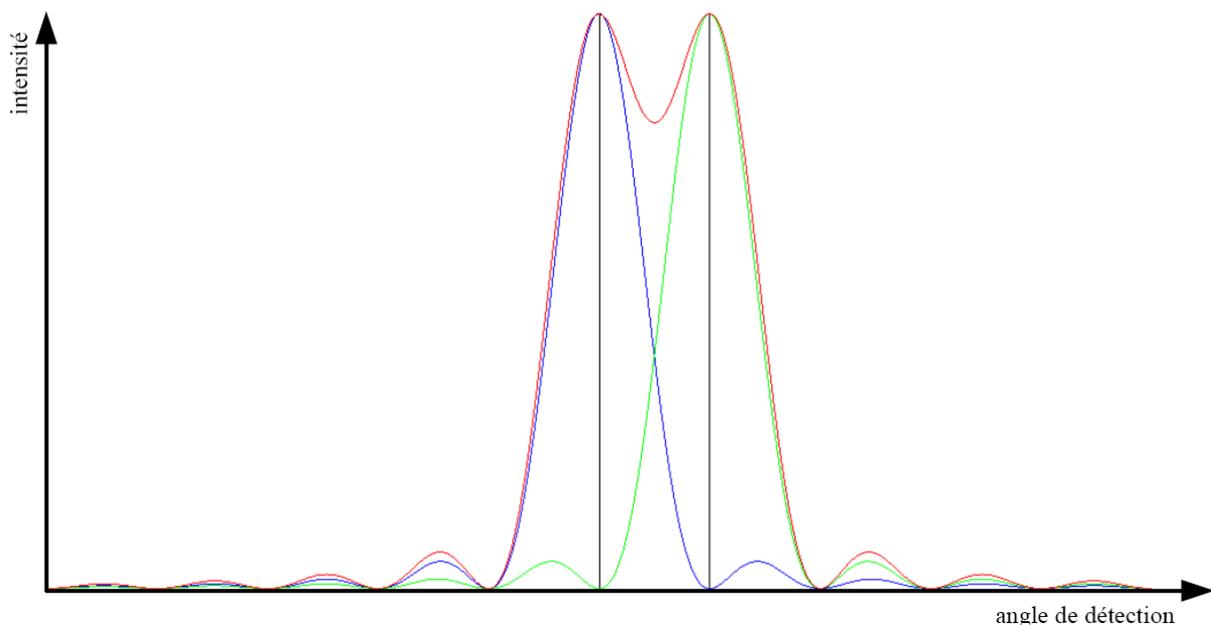


Figure 1.3. Intensité à travers deux pupilles circulaires en éclairage incohérent

Nous allons maintenant décrire de façon plus détaillée comment la mesure du champ diffracté et la synthèse d'ouverture obtenue en éclairant l'objet sous différents angles d'incidence permet d'obtenir la carte de permittivité de l'objet avec une résolution meilleure que le critère de Rayleigh.

1.2.2 *Modélisation de la Tomographie par Diffraction*

Dans ce paragraphe, nous faisons l'hypothèse que le champ électrique est scalaire et que l'équation régissant l'interaction onde-objet est donnée par l'équation de Helmholtz. Cette approximation est communément utilisée pour décrire le fonctionnement d'un microscope et traduit le fait que l'image obtenue ne diffère pas selon la polarisation du champ incident [Streibl 1985]. Nous supposons aussi que le champ incident créé par la distribution de source S est monochromatique de longueur d'onde λ (et fréquence ω) et nous omettons la dépendance en $\exp(-i\omega t)$. L'objet est placé dans le vide et est caractérisé par une distribution de permittivité $\varepsilon(\mathbf{r})$. Le champ dans l'espace est régi par l'équation de Helmholtz [Haeberlé 2007] qui s'écrit sous la forme

$$\Delta_r E(\mathbf{r}) + k_0^2 E(\mathbf{r}) = \Delta \varepsilon(\mathbf{r}) k_0^2 E(\mathbf{r}) + S(\mathbf{r}) \quad , \quad (1-2)$$

où Δ_r est l'opérateur de Laplace par rapport à la variable \mathbf{r} , $k_0 = 2\pi/\lambda$ est le nombre d'onde et $\Delta \varepsilon(\mathbf{r}) = 1 - \varepsilon(\mathbf{r})$ est le contraste de permittivité. En introduisant la fonction de Green de l'espace homogène

$$G(\mathbf{r}) = \frac{e^{ik_0 r}}{4\pi r} \quad (1-3)$$

nous obtenons l'équation intégrale satisfaite par le champ total

$$E(\mathbf{r}) = E_{\text{inc}}(\mathbf{r}) + k_0^2 \int G(\mathbf{r} - \mathbf{r}') \Delta \varepsilon(\mathbf{r}') E(\mathbf{r}') d\mathbf{r}' \quad , \quad (1-4)$$

où E_{inc} est le champ qui serait dans l'espace si l'objet n'était pas présent. Le domaine d'intégration est l'espace occupé par l'objet, ailleurs le contraste de permittivité est nul. Si le point d'observation est dans la zone du champ lointain en satisfaisant la relation

$$\frac{r'^2}{\lambda} \ll r \quad (1-5)$$

pour les points \mathbf{r}' contenus dans l'objet, alors le champ diffracté dans l'approximation du champ lointain s'écrit

$$E(\mathbf{k}) = \frac{e^{ik_0 r}}{4\pi r} e(\mathbf{k}) \quad , \quad (1-6)$$

où

$$\mathbf{k} = k_0 \frac{\mathbf{r}}{r} \quad , \quad (1-7)$$

$$e(\mathbf{k}) = k_0^2 \int e^{-i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}'} \Delta \varepsilon(\mathbf{r}') E(\mathbf{r}') d\mathbf{r}' \quad . \quad (1-8)$$

Si nous supposons que le champ incident est une onde plane avec le vecteur d'onde \mathbf{k}_{inc}

$$E_{inc}(\mathbf{r}) = A_{inc} e^{i\mathbf{k}_{inc}\cdot\mathbf{r}} \quad (1-9)$$

et que l'objet diffracte faiblement de sorte que le champ à l'intérieur de celui-ci est proche de E_{inc} (approximation de Born), alors l'équation (1-8) devient

$$e(\mathbf{k}, \mathbf{k}_{inc}) = A_{inc} k_0^2 \widetilde{\Delta \varepsilon}(\mathbf{k} - \mathbf{k}_{inc}) \quad . \quad (1-10)$$

Nous voyons que le champ diffracté selon le vecteur d'onde \mathbf{k} , pour l'éclairage de l'objet avec une onde plane dont le vecteur d'onde est \mathbf{k}_{inc} , est proportionnel à la transformée de Fourier du contraste de permittivité évaluée pour le vecteur $\mathbf{k} - \mathbf{k}_{inc}$. Nous montrons ainsi que sous l'hypothèse de Born, il est relativement facile de reconstruire la carte de permittivité d'un objet à partir de son champ diffracté. Il suffit d'effectuer une transformée de Fourier inverse des données complexes mesurées. La résolution du système d'imagerie est alors donnée par le domaine de Fourier accessible par la configuration d'éclairage et de détection. Ce dernier peut être construit graphiquement de manière relativement aisée.

En effet, les vecteurs d'onde du champ incident ainsi que du champ diffracté ont le même module k_0 . Si les vecteurs d'onde dans l'espace des fréquences spatiales sont symbolisés avec des flèches et si nous choisissons un vecteur \mathbf{k}_{inc} fixe, alors les extrémités des flèches symbolisant le vecteur $\mathbf{k} - \mathbf{k}_{\text{inc}}$ pour tous les choix possibles du vecteur \mathbf{k} (la seule restriction dans ce choix est que $|\mathbf{k}| = k_0$) remplissent une surface sphérique de rayon k_0 , centrée sur l'extrémité (sur la pointe) de la flèche du vecteur $-\mathbf{k}_{\text{inc}}$. Si nous imaginons de telles surfaces sphériques pour tous les choix possibles du vecteur \mathbf{k}_{inc} , nous remplissons une sphère complète (y compris son intérieur) de rayon $2k_0$, qui représente géométriquement toutes les fréquences spatiales $\mathbf{k} - \mathbf{k}_{\text{inc}}$ qui peuvent être obtenues pour les vecteurs \mathbf{k} et \mathbf{k}_{inc} quelconques, pourvu que $|\mathbf{k}| = |\mathbf{k}_{\text{inc}}| = k_0$. C'est la sphère d'Ewald (figure 1.4). On peut alors définir le filtre passe-bas (qui vaut 1 dans le domaine de Fourier accessible et 0 ailleurs) introduit par le système d'imagerie. La résolution est donnée par la largeur à mi-hauteur de la transformée de Fourier inverse de ce filtre (i. e. la fonction d'appareil ou PSF). Dans le cas optimal, le domaine de Fourier accessible est une boule de rayon $2k_0$ et la largeur à mi-hauteur est proche de $0,35\lambda$, i. e. deux fois mieux que celle donnée par le critère de Rayleigh (pour un microscope optique d'ouverture numérique 1). Notons que cette résolution est obtenue dans toutes les directions car elle correspond à un éclairage et à une détection tout autour de l'objet. (Expérimentalement, cela correspondrait à un montage proche d'un microscope 4 pi [Schrader 1998]).

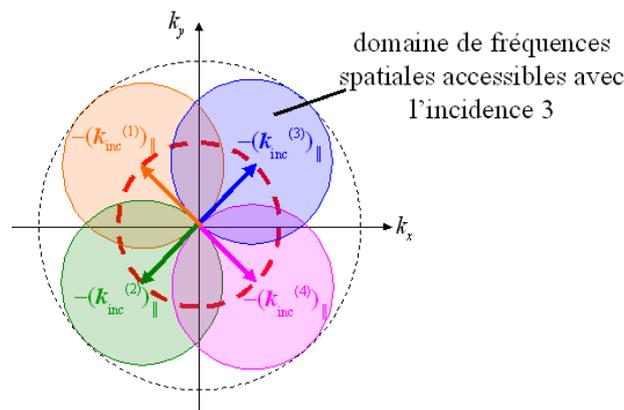


Figure 1.4. Sphère d'Ewald

En réalité, cependant, il n'est pas possible d'utiliser tous les angles d'incidence et de détection, mais uniquement ceux qui sont permis par l'ouverture numérique du système. Par conséquent, pour une incidence donnée et pour les angles de détection accessibles, nous n'obtenons pas une surface sphérique entière, mais uniquement une calotte sphérique. Prenons en exemple la configuration en réflexion [Alexandrov 2006] dont le schéma est indiqué sur la figure 1.5.

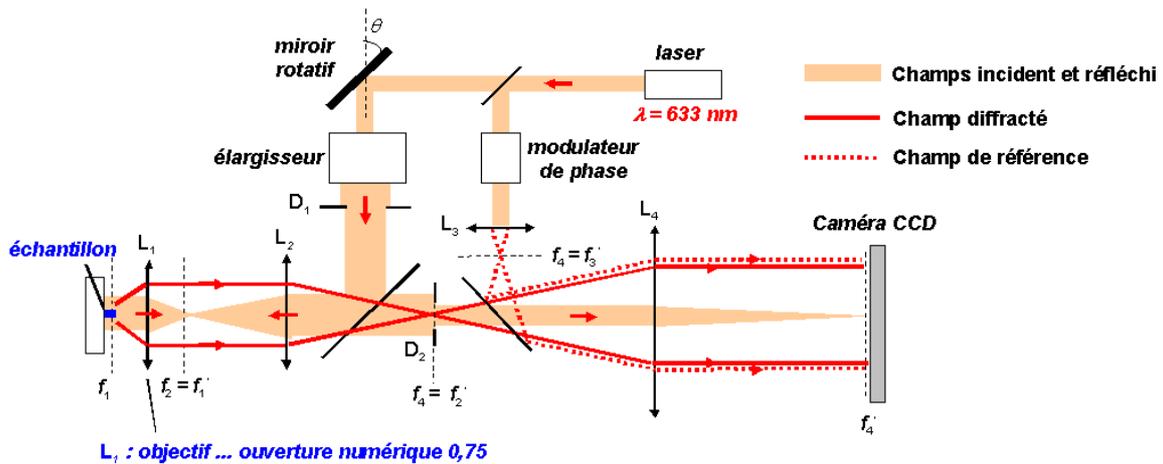


Figure 1.5. Montage en réflexion

Dans la figure 1.6a, cette calotte sphérique est représentée par l'arc gris et les angles de détection extrêmes par les vecteurs d'onde du champ diffracté $k_d^{(\min)}$ et $k_d^{(\max)}$.

En utilisant plusieurs incidences, nous obtenons plusieurs calottes sphériques qui se recouvrent partiellement (figure 1.6b). Sur la figure 1.7 nous représentons les domaines de Fourier (selon k_x et k_z) obtenus pour un montage en réflexion et un montage en transmission, en supposant que l'ouverture numérique du système est 1. Ces deux systèmes présentent des résolutions axiales (selon z) et transverses (selon x et y) très différentes. Nous voyons l'avantage de la configuration en réflexion (figure 1.7b) par rapport à la configuration en transmission (figure 1.7a) pour améliorer la résolution axiale : le module de la différence des vecteurs d'onde du champ diffracté et du champ incident est proche de $2k_0$, ce qui signifie que nous avons accès aux fréquences spatiales axiales de l'objet les plus élevées possibles (dans le cadre d'un système d'imagerie fonctionnant avec une détection et illumination en champ lointain).

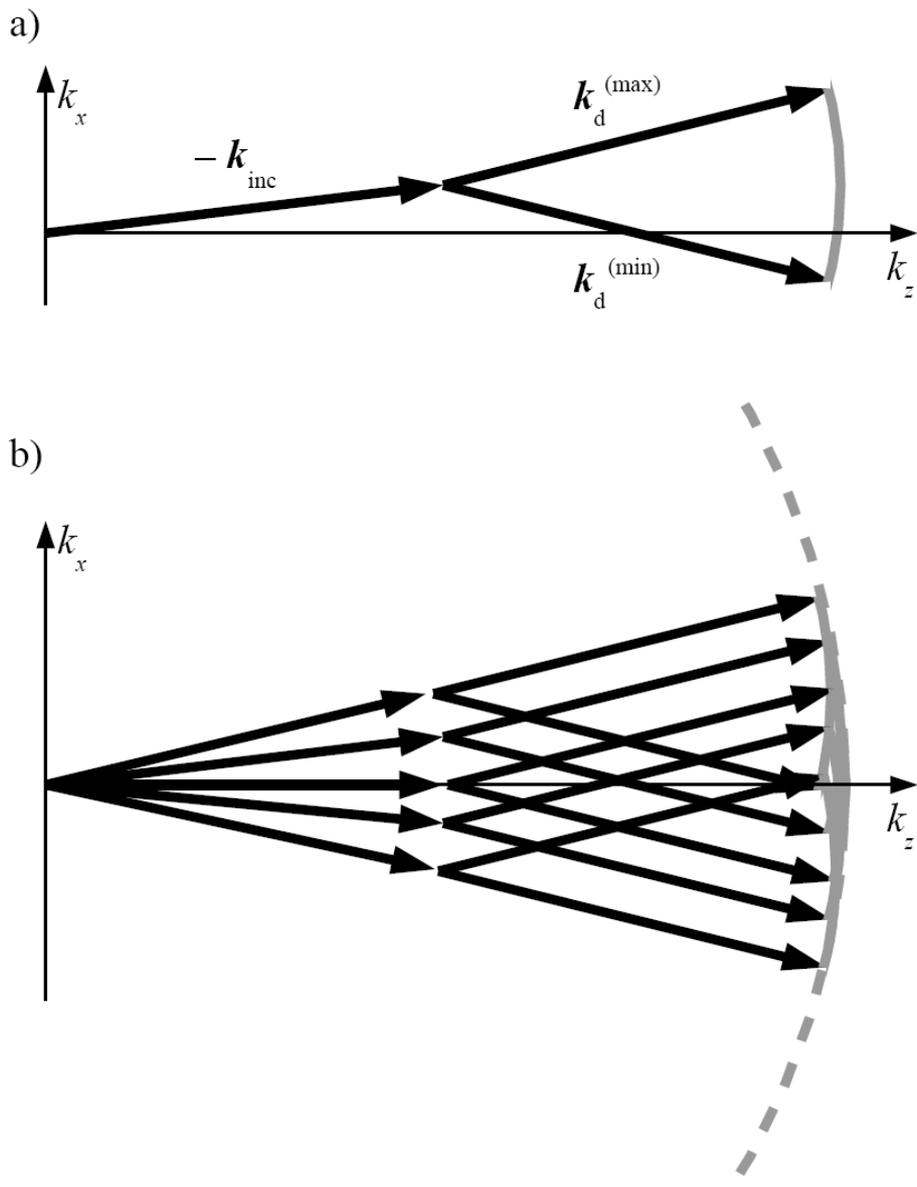


Figure 1.6. Fréquences spatiales accessibles à travers l'ouverture numérique, synthèse d'ouvertures :

a) pour une incidence, b) pour plusieurs incidences

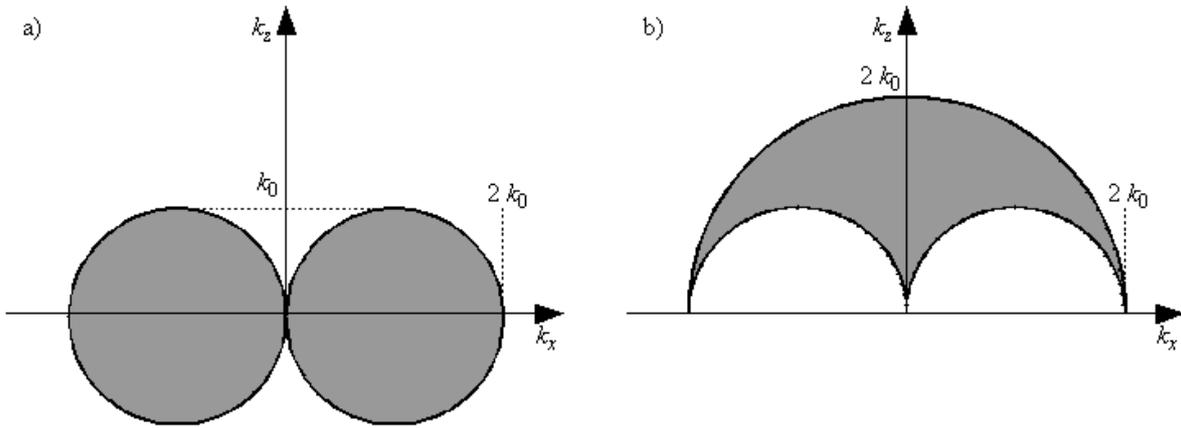


Figure 1.7. Domaines de fréquences spatiales $\mathbf{k} - \mathbf{k}_{\text{inc}}$ accessibles pour l'ouverture numérique égale à 1 : a) en transmission, b) en réflexion

2 Montage expérimental

Ce chapitre est consacré à la présentation du montage expérimental, à la description de son fonctionnement, à ses différents réglages et à son calibrage.

2.1 Objectifs du montage

Nous avons choisi de développer un microscope holographique à synthèse d'ouverture fonctionnant en réflexion et adapté à l'imagerie d'échantillons déposés sur substrat opaque.

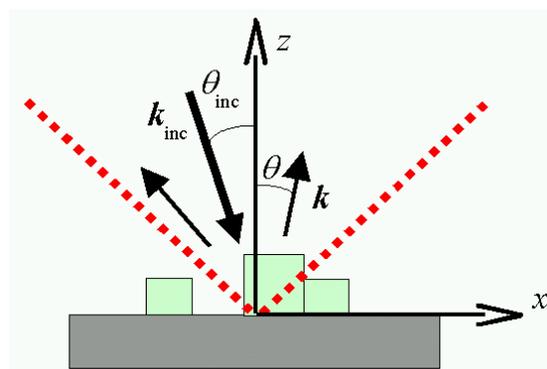


Figure 2.1. Configuration du microscope en réflexion.

L'ouverture numérique du microscope est indiquée par les traits pointillés rouges.

Le montage a été construit de façon à répondre à un certain nombre d'objectifs auxquels il doit satisfaire.

Le premier objectif du montage est de capter le champ diffracté en amplitude et en phase dans un grand angle solide. Ceci est assuré grâce à un montage interférométrique permettant de construire des hologrammes digitaux du champ diffracté. D'autre part, nous utilisons un objectif de microscope avec une grande ouverture numérique – les mesures ont été effectuées avec un objectif d'ouverture numérique 0,75 dans l'air, afin de capter les ondes planes qui sortent de l'échantillon sous un angle jusqu'à environ $48,6^\circ$ par rapport à l'axe optique.

Ensuite, le montage doit permettre l'éclairement de l'échantillon sous différents angles d'incidence afin d'augmenter le domaine des fréquences spatiales accessibles [Binet 2002, Alexandrov 2006]. La difficulté principale de la synthèse d'ouverture réside dans le fait que la phase (et dans une moindre mesure l'amplitude) de l'onde incidente varie de manière aléatoire lorsqu'on change l'angle d'incidence. Il est alors nécessaire d'effectuer une opération de normalisation du champ diffracté pour raccorder en phase (et amplitude) les hologrammes digitaux obtenus à chaque incidence. Pour cela, nous supposons que le champ réfléchi spéculaire est très proche du champ réfléchi par le substrat nu.

2.2 Mise en œuvre du microscope holographique à synthèse d'ouverture

Dans cette section nous présentons la construction et le fonctionnement du montage, le rôle des différents composants, le principe de la mesure de la phase du champ diffracté, et notre technique de normalisation.

2.2.1 Description du montage

La figure 2.2 présente le schéma du montage. Comme source de lumière cohérente nous utilisons un laser He-Ne, qui délivre le rayonnement laser avec la longueur d'onde de 632,8 nm. Le faisceau issu de ce laser est divisé par le cube séparateur C1 en deux parties, l'une, réfléchie, servant de champ de référence, l'autre étant le champ incident. Le faisceau du champ incident se réfléchit sur le miroir tournant (MT). Ensuite il est élargi par le système afocal formé par les lentilles L1 et L2. Ensuite le faisceau parallèle élargi arrive sur le diaphragme D1, qui est conjugué avec le miroir MT à travers le système formé par les lentilles L1 et L2, de sorte que le faisceau est toujours centré sur le diaphragme si nous

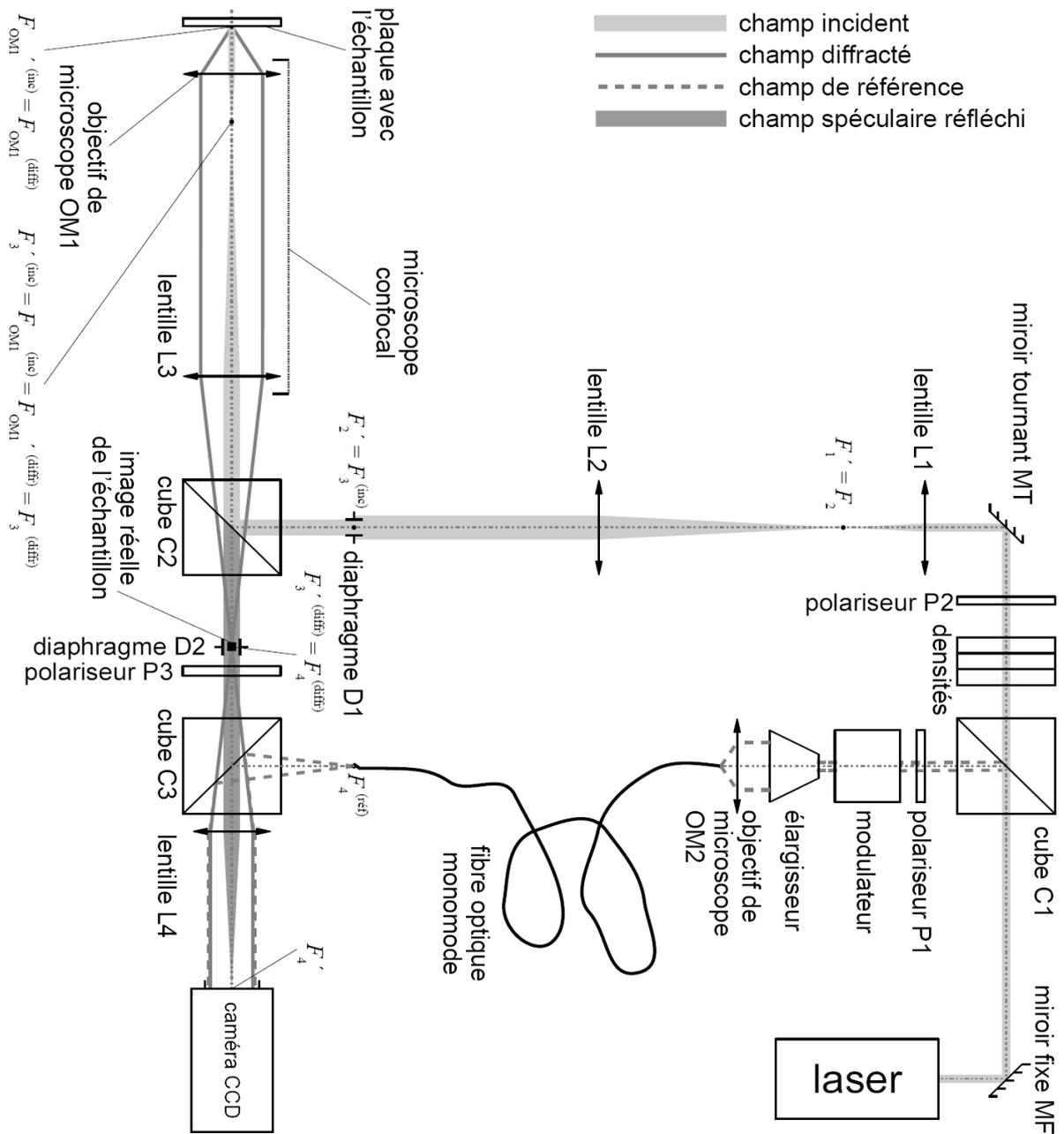


Figure 2.2. Schéma du montage expérimental et de la propagation du champ incident, des champs diffracté et réfléchi et du champ de référence dans le montage

faisons varier l'inclinaison du miroir MT. Après le passage par le diaphragme D1, le faisceau se réfléchit sur le cube séparateur C2 et passe par le système formé par l'objectif de microscope OM1 (Zeiss, ouverture numérique 0,75 dans l'air, $\times 20$) et la lentille de tube associée L3. Le grossissement de ce système est de 20 et la taille du faisceau incident après le passage par ce système est réduite 20 fois, alors que l'angle qu'il fait par rapport à l'axe optique est multiplié par 20. Nous obtenons finalement un faisceau parallèle de petite taille (usuellement autour de 0,1 mm) qui éclaire une certaine zone de l'échantillon. L'échantillon se trouve dans le plan focal objet de l'objectif et ce plan est conjugué avec celui du diaphragme D1, grâce à quoi il est possible d'une part de régler la taille de la zone éclairée sur l'échantillon, d'autre part d'éclairer toujours la même zone de l'échantillon pour différents angles d'incidence du faisceau.

Le champ diffracté par l'échantillon dans un certain cône délimité par l'ouverture numérique de l'objectif est capté par l'objectif de microscope, il se propage à travers le système (OM1, L3) dans le sens inverse par rapport au champ incident. Le grossissement du système étant de 20, l'angle que fait le vecteur d'onde de chaque onde plane composant le champ diffracté avec l'axe optique est divisé par 20 et nous récupérons dans un cône de demi-angle au sommet $48,6^\circ/20 = 2,43^\circ$ le champ qui est originalement diffracté par l'objet et qui est capté par l'objectif OM1.

Une image intermédiaire agrandie de l'échantillon se forme dans le plan focal image de la lentille L3, où est aussi le plan focal objet de la lentille L4 et où le diaphragme D2 intervient sur la taille de la zone observée de l'échantillon, qui doit être un sous-ensemble de la zone éclairée.

La lentille L4 effectue une transformée de Fourier analogique de cette image intermédiaire et donne sur la matrice CCD de la caméra, placée dans le plan focal image de la lentille L4, le champ lointain provenant de l'image intermédiaire, c'est-à-dire, à un rapport d'homothétie d'un facteur 20 près, le champ qui est diffracté par l'échantillon. L'ajout d'une lentille L5 selon la figure 2.3 permet de former sur le capteur CCD de la caméra l'image de l'échantillon en espace direct, ce qui est utile pour la mise au point du montage.

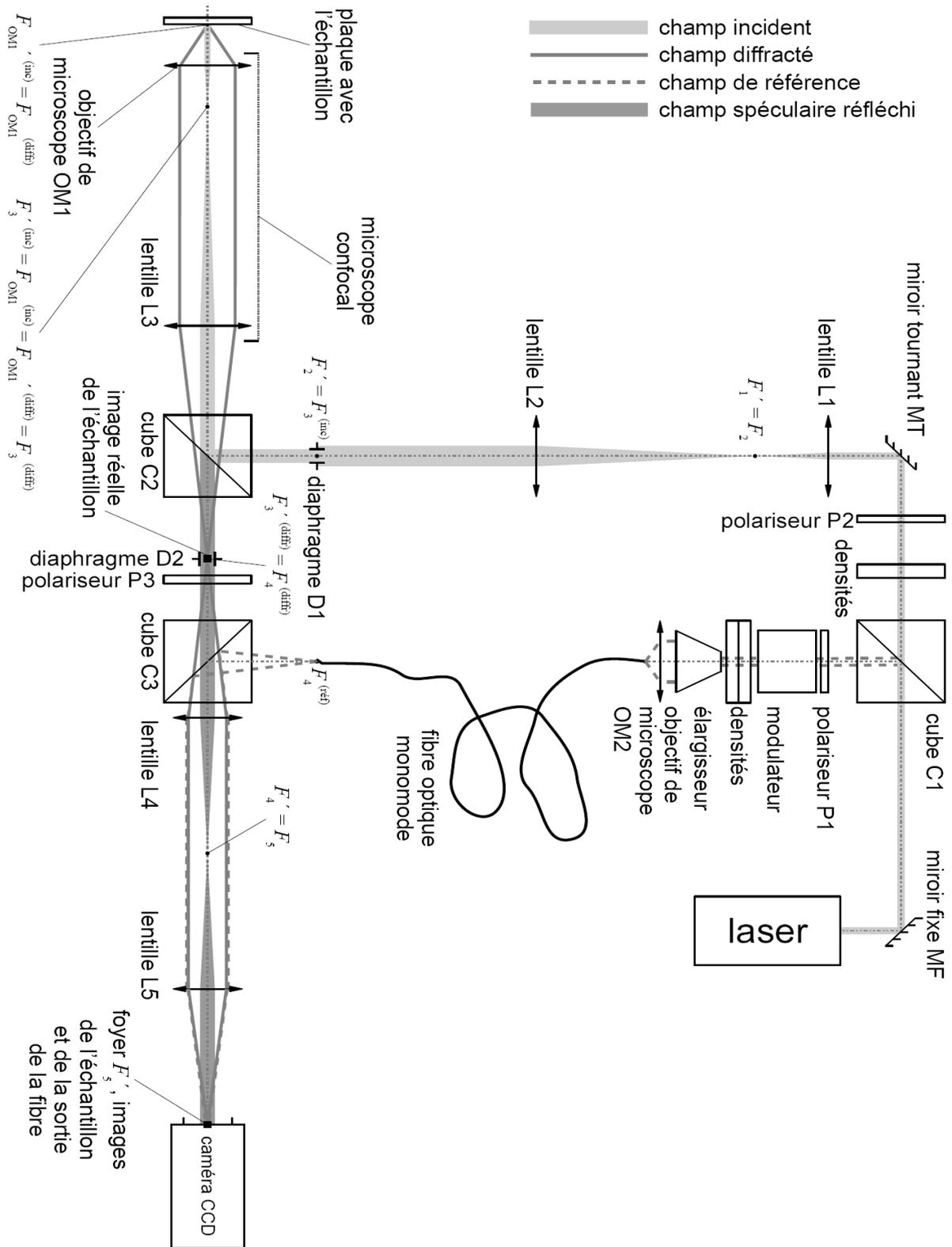


Figure 2.3. Adaptation du montage pour l'observation en espace direct

2.2.2 Mesure de la phase du champ diffracté

Pour pouvoir obtenir l'information sur la phase du champ diffracté avec la caméra, qui est sensible uniquement à l'intensité du champ, il est nécessaire de faire interférer le champ diffracté avec un champ de référence comme en holographie (cf. [Cuche 1997, Cuche 1998, Goodman 2005, Goodman 1971, Saxby 2003, Montfort 2006 (1), Massatsch 2005]). Le champ de référence passe par le polariseur P1 aligné sur un des axes du modulateur de phase électro-optique, puis par l'élargisseur de faisceau qui permet de remplir au mieux l'ouverture numérique de l'objectif de microscope OM2, par lequel il est concentré dans la fibre optique monomode. Ensuite il est amené au plan focal objet de la lentille L4 et à l'aide du cube C3 il est superposé avec le champ diffracté. La caméra mesure l'intensité de l'interférence de ces deux champs. Le champ de référence arrive à la caméra dans le cas idéal comme une onde plane, dont la phase est constante à travers les pixels de la caméra.

Le modulateur déphase l'onde de référence avec un déphasage qui est (dans le domaine du fonctionnement linéaire) proportionnel à la tension appliquée, pilotée par l'ordinateur. À l'aide de ce modulateur, nous appliquons au champ de référence successivement 4 déphasages espacés de $\pi/2$ et nous enregistrons sur la caméra 4 profils d'intensité S_1, S_2, S_3, S_4 . Supposons par exemple que le signal S_1 est obtenu pour le déphasage nul et les autres signaux (S_2, S_3, S_4) pour les déphasages $\pi/2, \pi$ et $-\pi/2$, qui se rajoutent à la différence φ entre la phase du champ diffracté et la phase du champ de référence non déphasé (nous pouvons considérer la phase sur la caméra du champ de référence non déphasé comme nulle et dire que φ est directement la phase du champ diffracté). Alors nous obtenons les expressions suivantes pour les quatre intensités des superpositions des champs diffracté et de référence :

$$\begin{aligned} S_1 &= I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos \varphi \\ S_2 &= I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos \left(\varphi + \frac{\pi}{2} \right) = I_1 + I_2 - 2\sqrt{I_1 I_2} \sin \varphi \\ S_3 &= I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos (\varphi + \pi) = I_1 + I_2 - 2\sqrt{I_1 I_2} \cos \varphi \\ S_4 &= I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos \left(\varphi - \frac{\pi}{2} \right) = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \sin \varphi \end{aligned} \quad (2-1)$$

Ici I_1 et I_2 sont respectivement les intensités du champ diffracté et de référence qui seraient mesurées si chacun de ces deux champs était présent seul. Si le champ diffracté est considéré complexe sur la caméra sous la forme

$$E_d = \sqrt{I_1} e^{i\phi} , \quad (2-2)$$

alors en éliminant les sommes $I_1 + I_2$ nous obtenons l'expression du champ diffracté complexe

$$E_d = \frac{1}{4} \left(\frac{S_1 - S_3}{\sqrt{I_2}} + i \frac{S_4 - S_2}{\sqrt{I_2}} \right) . \quad (2-3)$$

Pour obtenir le champ complexe sur la caméra, il faut mesurer l'intensité I_2 du champ de référence seul et ensuite rajouter le champ diffracté et mesurer les intensités de l'interférence des deux champs pour les 4 déphasages.

Pour réduire l'importance du bruit, toutes les mesures sont effectuées répétitivement, par exemple 100 fois, et nous en calculons les moyennes. La mesure des intensités de l'interférence des deux champs se répète pour chaque incidence. Chaque mesure donne une matrice dont les dimensions correspondent aux nombres de pixels par colonne et par ligne sur le capteur CCD de la caméra. Les éléments de cette matrice expriment (avec des entiers de 0 à 1023) la quantité d'énergie lumineuse reçue par chaque pixel.

2.2.3 *Mesure du champ réfléchi spéculaire et normalisation du champ diffracté*

La distribution de l'intensité du champ diffracté n'est pas uniforme. Ce champ est le plus intense dans la direction du spéculaire réfléchi, puis son intensité décroît fortement pour les fréquences spatiales élevées, qui nous intéressent pour la résolution. Cette grande dynamique du signal rend celui-ci difficile à mesurer. Nous pouvons régler l'intensité du champ diffracté proche du spéculaire (et par conséquent son rapport du signal au bruit) en atténuant par des densités optiques la voie du champ incident (figure 2.2), mais dans ce cas les hautes fréquences spatiales sont noyées dans le bruit. Si le signal est suffisamment intense loin du pic spéculaire, les pixels de la caméra autour du pic spéculaire sont saturés et ne peuvent pas fournir la bonne information sur le champ spéculairement réfléchi. Or, il est fondamental d'avoir l'information sur la phase et l'amplitude du champ spéculaire pour pouvoir normaliser correctement le champ diffracté. Pour avoir une bonne information à la fois sur le pic spéculaire et sur les régions loin de celui-ci, nous faisons une acquisition « non saturée », où le champ incident est atténué de sorte qu'aucun pixel de la caméra ne soit saturé, puis une acquisition « saturée », où le champ incident est plus intense (moins atténué) et nous acceptons la saturation du pic spéculaire. La nécessité d'inclure dans notre démarche

l'acquisition « saturée » découle du fait que du bruit additif de la caméra CCD se rajoute à chaque mesure et déprécie complètement le signal pour les fréquences spatiales élevées si nous nous contentons de l'acquisition « non saturée ».

Pour résumer la procédure d'acquisition des signaux, nous commençons d'abord par une série de mesures de l'intensité du champ de référence seul. Nous calculons la moyenne de cette série de mesures. Ensuite il y a deux grandes parties : les acquisitions non saturée et saturée. Dans chacune de ces deux étapes nous parcourons successivement toutes les incidences sous lesquelles nous voulons éclairer l'échantillon. Pour chacune de ces incidences, nous effectuons un certain nombre de fois le groupe de mesures des intensités S_1 , S_2 , S_3 et S_4 pour les 4 déphasages. À partir de ces 4 intensités et à partir de celle du champ de référence seul, nous calculons à chaque fois le champ diffracté complexe et nous en calculons la moyenne sur toutes les répétitions pour l'incidence donnée. Pour la série saturée, nous marquons tous les pixels sur lesquels il y a eu saturation.

Après avoir fait toutes les mesures, nous disposons pour chaque incidence de deux matrices de valeurs complexes du champ pour les cas non saturé et saturé. Ensuite il faut combiner ces deux matrices pour avoir une seule matrice par incidence, dans laquelle nous avons les valeurs provenant de l'acquisition saturée en dehors d'une zone contenant tous les pixels où il y a eu saturation, et le profil de champ provenant de l'acquisition non saturée à l'intérieur de cette zone. Pour éviter une discontinuité sur le bord de cette zone, il faut raccorder les valeurs des deux profils de champ en amplitude et en phase. Pour faire cela, nous sélectionnons pour le raccordement un pixel de référence en dehors de la zone, typiquement un maximum secondaire de l'intensité du champ. Le profil de champ issu de l'acquisition non saturée est ensuite multiplié par une constante complexe de sorte que le pixel sélectionné pour le raccordement prenne la même valeur complexe que le pixel correspondant dans le profil obtenu lors de l'acquisition saturée.

Le raccordement est illustré figure 2.4 : figure 2.4a montre schématiquement les champs non saturé et saturé avant le raccordement ; figure 2.4b présente la situation après le raccordement basé sur le pixel sélectionné ; et dans la figure 2.4c nous voyons comment le profil résultant est composé à partir des données du champ diffracté pour les cas non saturé et saturé. L'ensemble de mesures est illustré dans la figure A1.1 (annexe A1). L'acquisition (série de mesures) du champ de référence seul s'effectue une seule fois et est commune pour les cas non saturé et saturé et pour toutes les incidences. Dans la figure A1.1 est représenté aussi le raccordement.

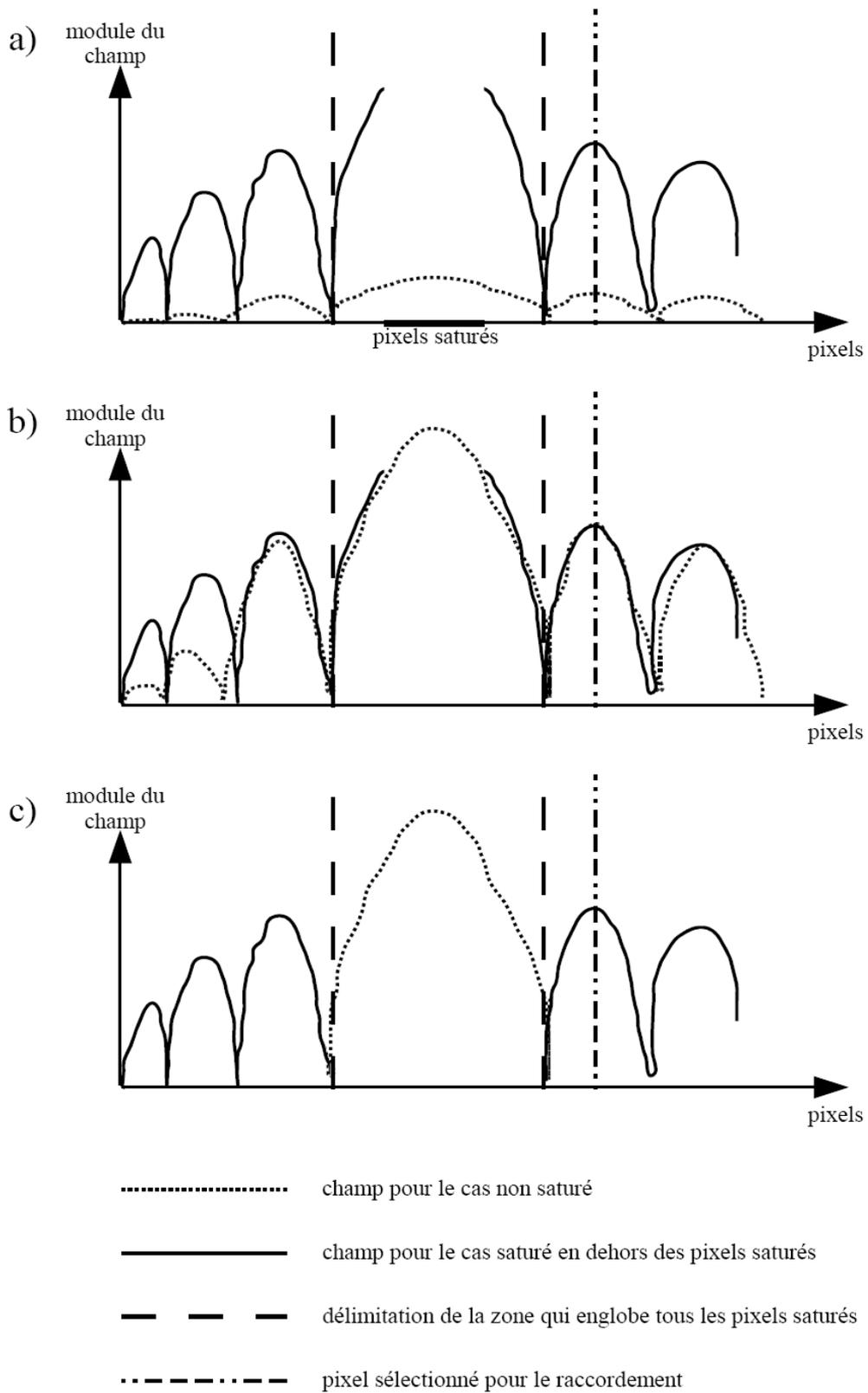


Figure 2.4. Raccordement des profils de champ diffracté non saturé et saturé :
a) les deux champs avant le raccordement, b) les deux champs après le raccordement,
c) le champ résultant du raccordement

Lorsque le champ complexe diffracté est connu sur une plage angulaire incluant l'angle de réflexion spéculaire, il est possible d'appliquer la technique de normalisation pour éliminer la phase aléatoire du champ incident. On calcule le champ réfléchi par le substrat nu pour une amplitude incidente unité, puis on normalise le champ diffracté de telle sorte que l'amplitude complexe obtenue dans le pixel correspondant au champ spéculaire réfléchi soit égal au champ réfléchi spéculaire théorique. Cette normalisation est possible si l'on peut supposer que le champ réfléchi spéculaire est peu modifié par la présence de l'objet diffractant déposé sur le substrat. Cela est vrai, en particulier, lorsque les dimensions de l'objet sont petites par rapport à la taille du faisceau incident.

2.3 Calibrage du montage et correction des aberrations

Pour que le montage soit capable de caractériser quantitativement des échantillons, il est nécessaire de le calibrer et de corriger les erreurs induites par les optiques. Cette section se concentre sur le calibrage des angles de détection de notre système d'imagerie et sur la correction des aberrations ; la construction du montage et les réglages qui sont indispensables pour son bon fonctionnement sont détaillés en annexe A2.

Le calibrage du système a pour objectif d'une part d'établir une correspondance entre les pixels de la caméra et les angles de détection (calibrage angulaire), d'autre part de déterminer le profil de l'aberration de phase en fonction du pixel ou bien en fonction de l'angle de détection (calibrage en aberration).

2.3.1 Calibrage angulaire

Quand la caméra est placée dans l'espace de Fourier, alors chaque pixel de la caméra, en considérant celui-ci comme un point, correspond à une onde plane diffractée par l'échantillon sous un certain angle par rapport à l'axe optique.

Le calibrage angulaire du système consiste à effectuer une acquisition du champ diffracté par un échantillon de référence, dont les caractéristiques sont connues et pour lequel nous sommes capables de calculer théoriquement le champ diffracté. Il faut noter que, comme notre système optique est épais, la distance à l'axe optique est reliée au sinus de l'angle de diffraction et non à la tangente (voir figure 2.5).

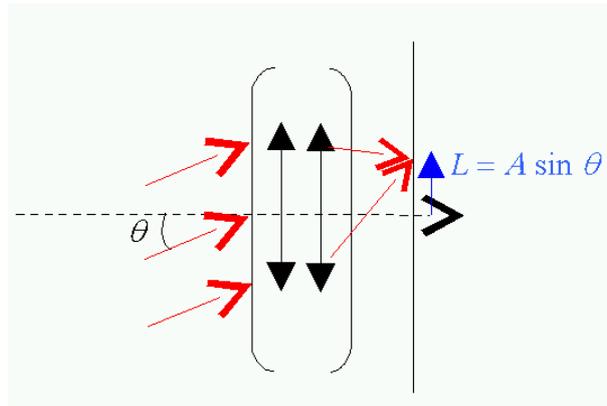


Figure 2.5. Focalisation, par un système optique épais, d'une onde plane faisant un angle θ par rapport à l'axe optique.

La distance du point de focalisation à l'axe optique est $L = A \sin \theta$

(A correspond à la distance focale effective du système).

Nous utilisons un échantillon de référence ayant la forme d'une piste en résine déposée sur un substrat de silicium, dont la section droite est rectangulaire (figure 2.6) et dont la largeur est connue ($5,08 \mu\text{m}$).

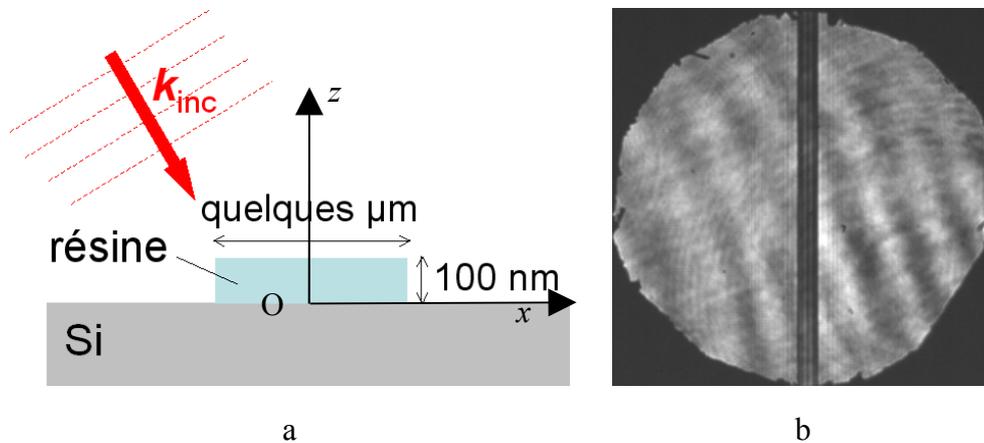


Figure 2.6. Piste en résine sur un substrat de silicium :

a) schéma de la section droite, b) image obtenue avec la caméra dans l'espace direct

Nous comparons, pour la piste de référence, le profil du champ diffracté mesuré sur le montage expérimental pour une incidence dont l'angle est connu et le profil du champ calculé théoriquement pour les mêmes conditions. Le champ diffracté par la piste est calculé en

supposant l'invariance selon y . Plus précisément, le champ diffracté obtenu en champ lointain au point \mathbf{r} appartenant au plan Oxz peut s'écrire sous la forme

$$E_d(\mathbf{r}) = e(\mathbf{k}) \frac{e^{ik_0 r}}{\sqrt{r}} \quad (2-4)$$

avec

$$\mathbf{k} = k_0 \frac{\mathbf{r}}{r} \quad (2-5)$$

L'amplitude complexe mesurée grâce au montage interférométrique sur le pixel de la caméra correspondant à la direction \mathbf{k} est supposée proportionnelle à $e(\mathbf{k})$. Le calcul du champ diffracté s'effectue à l'aide d'une méthode intégrale volumique décrite dans [Sentenac 1993].

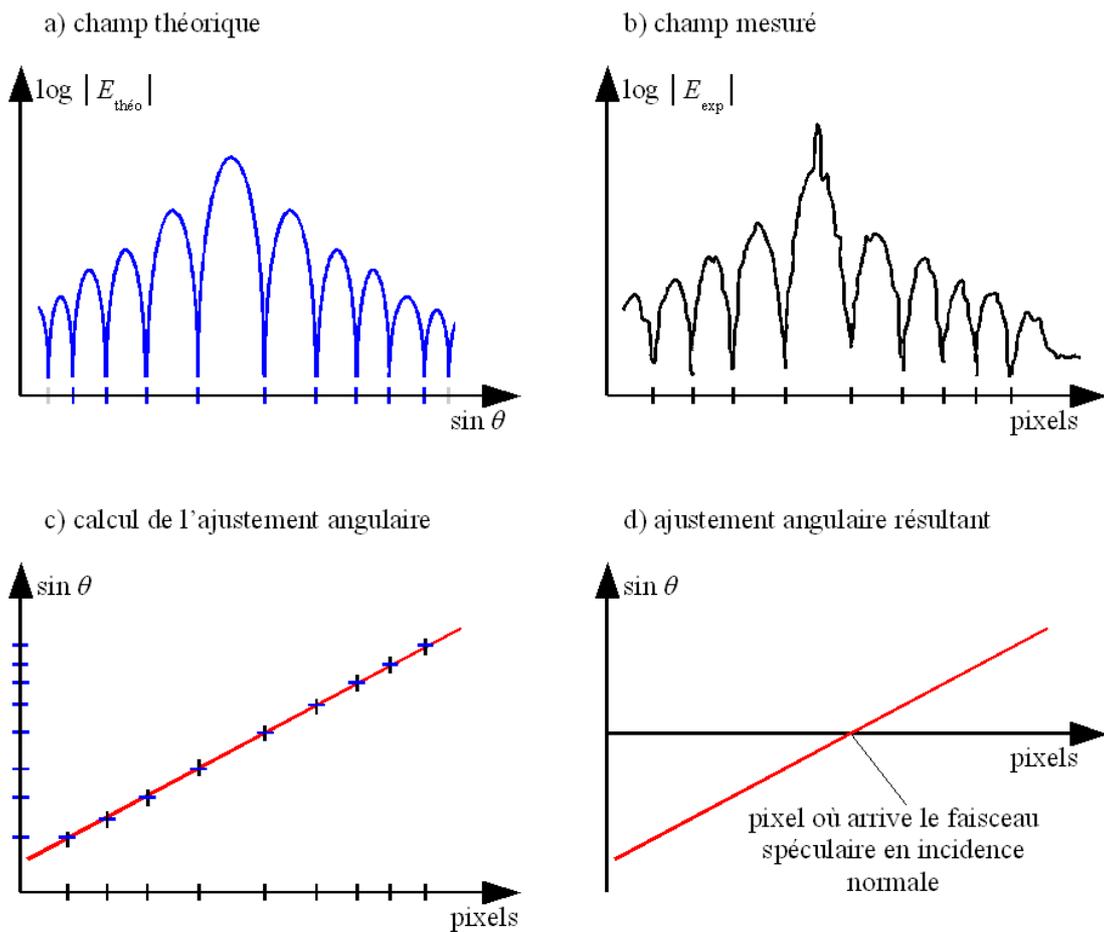


Figure 2.7. Ajustement angulaire

Nous traçons d'une part le logarithme du module du champ diffracté théorique (figure 2.7a), d'autre part celui du champ diffracté expérimental (figure 2.7b) et nous repérons dans les deux cas les numéros des pixels où se trouvent les minima locaux des profils. Nous considérons de chaque côté par rapport au pic spéculaire autant de minima locaux que nous trouvons dans les deux profils.

Pour les minima du champ théorique nous avons des informations sur les angles de détection qui leur correspondent, car le champ théorique a été calculé pour un certain nombre discret d'angles de détection dans le plan horizontal (ou bien de valeurs de la composante k_x des vecteurs d'onde). Nous traçons les valeurs du sinus des angles de détection relevés dans les minima locaux du logarithme du module du champ diffracté théorique en fonction des numéros des pixels avec les minima locaux correspondants repérés sur le profil du champ diffracté expérimental et nous calculons les paramètres de la droite qui se rapproche au mieux des points dans le graphe au sens des moindres carrés (ajustement linéaire, figure 2.7c). Ensuite nous décalons cette droite de sorte que la valeur de cette fonction linéaire soit nulle pour le pixel qui correspond à l'incidence normale. Nous avons ainsi obtenu un calibrage qui attribue à chaque pixel d'une rangée horizontale de pixels de la caméra le sinus de l'angle de détection. Nous pouvons obtenir les angles en appliquant la fonction « arcsin » à la fonction linéaire décalée. Ce calibrage permet d'obtenir le coefficient de proportionnalité entre la distance à l'axe optique et le sinus de l'angle diffracté. Cependant, pour obtenir de manière absolue la valeur de l'angle diffracté en fonction de la position du pixel, il faut connaître avec précision le pixel correspondant à l'incidence normale. Un réglage précis permettant de situer l'incidence normale et (si possible) de le confondre avec l'axe optique est donc nécessaire.

Si nous utilisons un échantillon pour lequel il n'est pas possible de régler son inclinaison de sorte que son plan soit perpendiculaire à l'axe optique, nous ne pouvons pas confondre les incidences axiale (vecteur d'onde du champ incident parallèle à l'axe optique) et normale (vecteur d'onde du champ incident parallèle à la normale de l'échantillon). Dans ce cas, le faisceau incident qui arrive en incidence axiale n'est généralement pas perpendiculaire au plan de l'échantillon, c'est pourquoi le faisceau spéculaire est réfléchi en dehors de l'axe optique. Sur la caméra dans l'espace de Fourier, nous voyons alors que le pic spéculaire est décalé par rapport au centre de l'ouverture numérique du système (figure 2.8). Sachant que les angles des vecteurs d'onde par rapport à l'axe optique au niveau de la caméra sont petits (quelques degrés), nous pouvons dire que nous trouvons l'incidence normale

lorsque le pic spéculaire se trouve à mi-chemin entre sa position pour l'incidence axiale et le centre de l'ouverture numérique. Pour cette raison, il faut effectuer une acquisition préliminaire sous forte incidence pour trouver les bords de l'ouverture numérique. La position du centre de l'ouverture numérique se calcule comme la moyenne arithmétique des numéros des pixels correspondant aux bords de l'ouverture numérique. Nous déterminons le pixel au milieu entre le centre de l'ouverture numérique et la position du pic spéculaire pour l'incidence axiale et nous trouvons ainsi le pixel où arriverait le faisceau spéculaire pour l'incidence normale. Nous faisons correspondre à ce pixel la valeur nulle de l'angle de détection dans l'ajustement angulaire précédemment établi.

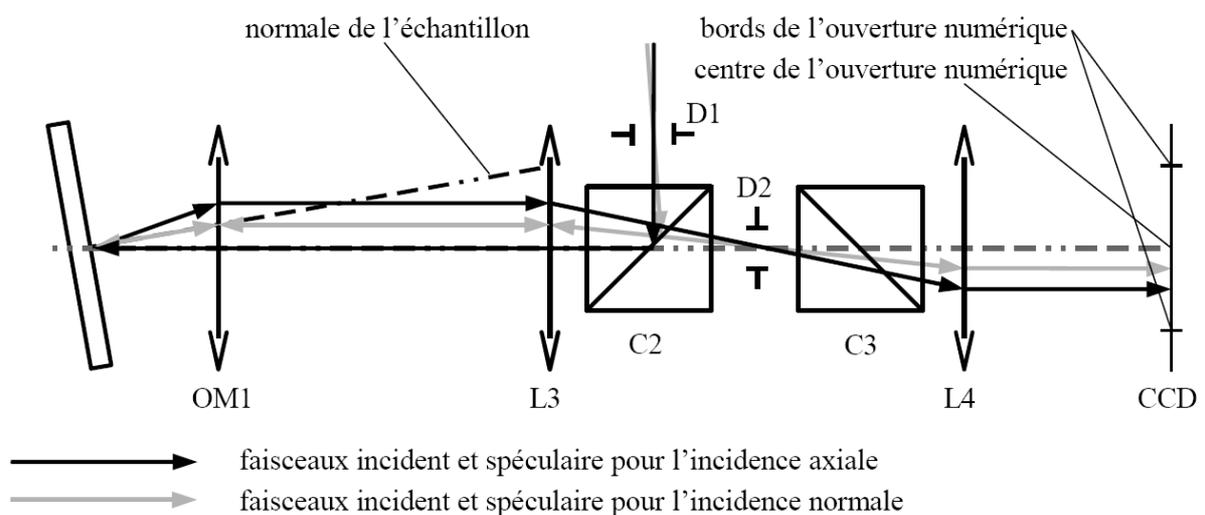


Figure 2.8. Incidences axiale et normale pour un échantillon incliné

2.3.2 Calibrage des aberrations

Une autre partie importante du calibrage du système est la détermination du profil de l'aberration en phase du système à travers l'ouverture numérique. Le système introduit, sur le champ mesuré, un déphasage qui est fonction de l'angle de détection. L'objectif de cette étape du calibrage est de connaître ce déphasage afin de pouvoir le compenser et d'obtenir dans le cas idéal un champ non affecté par cette aberration (cf. [Colomb 2006 (1), Montfort 2006 (2), Colomb 2006 (2), Colomb 2006 (3)]).

Nous déterminons l'aberration du système comme la différence entre la phase du champ diffracté expérimental et celle du champ diffracté théorique, obtenu pour le même angle

d'incidence et pour les mêmes angles de détection. Cependant, l'origine des phases théorique n'a aucune raison d'être confondue avec l'origine des phases du montage expérimental. (Nous rappelons que l'origine des phases expérimentales correspond à la position de l'extrémité de la fibre optique qui sert d'objet de référence). Ainsi, le champ diffracté expérimental doit être comparé au champ diffracté théorique obtenu pour une certaine translation de l'objet. Cette translation, qui se traduit par une variation linéaire de la phase en fonction de $(\mathbf{k} - \mathbf{k}_{inc})$, doit tout d'abord être identifiée et supprimée.

L'échantillon de référence que nous avons étudié est une piste de résine dont la section droite est approximativement un rectangle. Son champ diffracté selon \mathbf{k} est donné en première approximation par la transformée de Fourier du profil pris en $(\mathbf{k} - \mathbf{k}_{inc})_x$. C'est un sinus cardinal, dont les valeurs sont réelles et ont la phase soit 0 (valeurs positives), soit π (valeurs négatives). Nous voyons que la phase du sinus cardinal est une fonction constante par morceaux dont les valeurs alternent entre 0 et π . Ce raisonnement nous permet de prédire l'allure théorique de la phase du champ diffracté par un objet de section droite rectangulaire quelle que soit l'incidence.

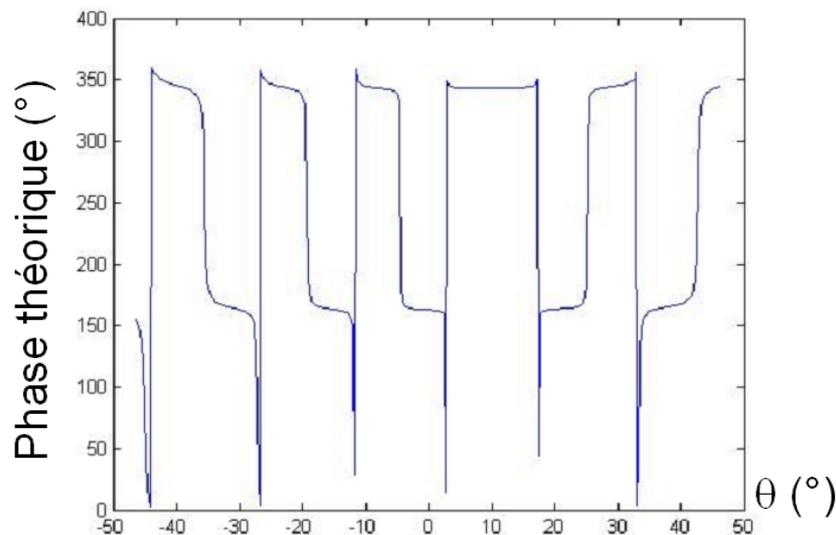


Figure 2.9. Phase théorique du champ diffracté par un échantillon de section droite rectangulaire éclairé sous $\theta_{inc} = 10^\circ$

La figure 2.9 présente la phase du champ diffracté théorique calculé pour un échantillon de section droite rectangulaire selon la figure 2.6 pour l'angle d'incidence de 10° . Dans le calcul théorique, l'axe des z , normal au substrat, correspond à l'axe de symétrie de l'échantillon, l'axe des y correspond à l'axe d'invariance de la piste et l'axe des x est parallèle au substrat. L'origine des phases se situe sur le substrat et sur cet axe de symétrie (voir figure 2.6). L'abscisse est graduée en angles de détection en degrés. Nous pouvons voir que le profil de phase présente des tronçons approximativement constants autour de deux valeurs séparées de 180° avec des basculements coïncidant avec les zéros du sinus cardinal. Les deux valeurs autour desquelles la fonction devient localement constante sont décalées par rapport aux valeurs théoriques 0° et 180° dans le but d'optimiser la présentation graphique du profil de phase.

La figure 2.10 montre la phase du champ expérimental acquis pour le même échantillon et pour le même angle d'incidence. Nous constatons, pour les faibles angles de diffraction, une variation linéaire qui s'introduit aux tronçons qui devraient théoriquement être constants. Celle-ci est due au fait que l'origine des phases expérimentale ne correspond pas à l'origine des phases théoriques. Aux extrémités du profil, pour les forts angles de diffraction, nous constatons des variations non linéaires qui sont dues à l'aberration du système.

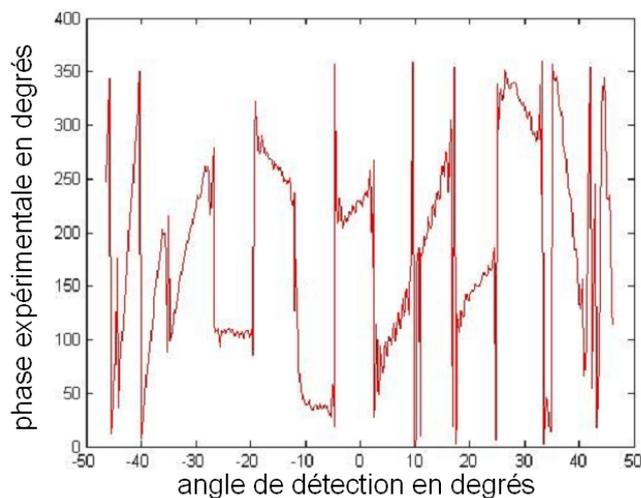


Figure 2.10. Phase non corrigée du champ expérimental

Pour corriger les aberrations, il est nécessaire d'éliminer tout d'abord les variations linéaires causées par la translation de l'objet par rapport à l'origine des phases théoriques. La phase φ du champ mesuré peut être exprimée à l'aide de la phase théorique $\varphi_{\text{théo}}$, des vecteurs

d'onde d'incidence et de détection \mathbf{k}_{inc} et \mathbf{k} , du décalage \mathbf{d} de l'échantillon par rapport à sa position théorique et l'aberration φ_{aberr}

$$\begin{aligned}\varphi(\mathbf{k}) &= \varphi_{\text{théo}}(\mathbf{k}) + (\mathbf{k} - \mathbf{k}_{\text{inc}}) \cdot \mathbf{d} + \varphi_{\text{aberr}}(\mathbf{k}) \\ &= \varphi_{\text{théo}}(\mathbf{k}) + k_0(\sin \theta - \sin \theta_{\text{inc}}) d_x + k_0(\cos \theta + \cos \theta_{\text{inc}}) d_z + \varphi_{\text{aberr}}(\mathbf{k}) \quad , \quad (2-6)\end{aligned}$$

en considérant que

$$\mathbf{k}_{\text{inc}} = \begin{pmatrix} k_{\text{inc},x} \\ k_{\text{inc},z} \end{pmatrix} = k_0 \begin{pmatrix} \sin \theta_{\text{inc}} \\ -\cos \theta_{\text{inc}} \end{pmatrix}, \quad \mathbf{k} = \begin{pmatrix} k_x \\ k_z \end{pmatrix} = k_0 \begin{pmatrix} \sin \theta \\ \cos \theta \end{pmatrix}, \quad \mathbf{d} = \begin{pmatrix} d_x \\ d_z \end{pmatrix} . \quad (2-7)$$

Nous voyons que le produit $k_0 d_x$ joue le rôle du coefficient directeur de l'expression linéaire $k_0(\sin \theta - \sin \theta_{\text{inc}}) d_x$ lorsque l'expression $\sin \theta$ est considérée comme la variable, et de même le produit $k_0 d_z$ détermine le coefficient directeur de l'expression linéaire $k_0(\cos \theta + \cos \theta_{\text{inc}}) d_z$ lorsque l'expression $\cos \theta$ est considérée comme la variable. Pour les angles $\theta \approx 0$ l'expression $\cos \theta$ est pratiquement constante et il en est de même pour le profil d'aberration, donc si on gradue l'abscisse en $\sin \theta$, nous voyons autour du point $\theta = 0$ l'inclinaison due au produit $k_0 d_x$. Par conséquent, pour compenser l'effet du décalage d_x sur la phase du champ expérimental, nous additionnons à la phase de ce champ une fonction linéaire en $\sin \theta$ avec le coefficient directeur opposé.

Si nous travaillons avec des incidences symétriques par rapport à l'incidence normale (par exemple $\pm 10^\circ$, $\pm 20^\circ$), nous pouvons prendre en charge pour la compensation de l'inclinaison due au décalage d_x simultanément deux incidences symétriques avec les incidences i et $N + 1 - i$, où N est le nombre d'incidences. Pour faire cela, nous définissons la phase corrigée (sans tenir compte de l'aberration, car celle-ci peut être considérée pratiquement constante pour $\theta \approx 0$) exprimée en fonction de la fréquence spatiale k_x

$$\varphi_i^{(\text{corr})}(k_x) = \varphi_i^{(\text{exp})}(k_x) - (\mathbf{k} - \mathbf{k}_i^{(\text{inc})}) \cdot \mathbf{d} = \varphi_i^{(\text{exp})}(k_x) - (k_x - k_{x,i}^{(\text{inc})}) d_x - (k_z - k_{z,i}^{(\text{inc})}) d_z \quad (2-8)$$

et, étant donnée la symétrie entre les incidences i et $N + 1 - i$, nous pouvons écrire

$$\varphi_i^{(\text{corr})}(k_x) = \varphi_{N+1-i}^{(\text{corr})}(-k_x) . \quad (2-9)$$

À l'aide des relations suivantes :

$$k_{x,N+1-i}^{(\text{inc})} = -k_{x,i}^{(\text{inc})}, \quad k_{z,N+1-i}^{(\text{inc})} = k_{z,i}^{(\text{inc})}, \quad (2-10)$$

nous développons la différence des termes $\varphi_{N+1-i}^{(\text{corr})}(-k_x)$ et $\varphi_i^{(\text{corr})}(k_x)$, qui doit être théoriquement nulle en raison de la symétrie entre les incidences i et $N+1-i$:

$$\begin{aligned} 0 &= \varphi_{N+1-i}^{(\text{corr})}(-k_x) - \varphi_i^{(\text{corr})}(k_x) \\ &= \varphi_{N+1-i}^{(\text{exp})}(-k_x) - (-k_x - k_{x,N+1-i}^{(\text{inc})})d_x - (k_z - k_{z,N+1-i}^{(\text{inc})})d_z \\ &\quad - \varphi_i^{(\text{exp})}(k_x) + (k_x - k_{x,i}^{(\text{inc})})d_x + (k_z - k_{z,i}^{(\text{inc})})d_z \\ &= \varphi_{N+1-i}^{(\text{exp})}(-k_x) - \varphi_i^{(\text{exp})}(k_x) + 2(k_x - k_{x,i}^{(\text{inc})})d_x \end{aligned} \quad (2-11)$$

et à partir de cette expression nous obtenons

$$\varphi_i^{(\text{exp})}(k_x) - \varphi_{N+1-i}^{(\text{exp})}(-k_x) = 2(k_x - k_{x,i}^{(\text{inc})})d_x = 2k_0 d_x (\sin \theta - \sin \theta_{\text{inc},i}), \quad (2-12)$$

et nous pouvons ainsi voir que l'expression avant le premier signe « = » tracée en fonction de $\sin \theta$ a le coefficient directeur $2k_0 d_x$. À cette inclinaison correspond, d'après le calcul (2-12), le décalage selon l'axe x qui s'écrit comme

$$d_x = \frac{\varphi_i^{(\text{exp})}(k_x) - \varphi_{N+1-i}^{(\text{exp})}(-k_x)}{2(k_x - k_{x,i}^{(\text{inc})})}. \quad (2-13)$$

Nous restituons à partir de la valeur de d_x les coefficients directeurs des profils de phase pour les deux incidences symétriques individuelles (ces coefficients directeurs valent $k_0 d_x$, comme nous l'avons vu précédemment) et nous compensons ces inclinaisons en additionnant au profil de phase exprimé en fonction de $\sin \theta$ une droite avec le coefficient directeur opposé.

Après cette correction, nous continuons par la correction du décalage de l'échantillon selon l'axe z . Dans ce cas, nous distinguons les demi-axes des θ négatifs et des θ positifs et pour chacun nous traçons la phase dans un graphe avec l'abscisse graduée cette fois en $\cos \theta$. Nous choisissons parmi ces deux cas celui où il est mieux possible de repérer le coefficient directeur de la dérive linéaire, ce qui nous permet de déterminer d_z .

Une fois d_x et d_z déterminés, nous représentons la phase expérimentale du champ diffracté corrigée de ses dérives linéaires et nous la comparons à la phase théorique. Le profil d'aberration est alors obtenu en calculant la différence entre la phase mesurée corrigée de ses variations linéaires et la phase du champ théoriquement calculé. Nous représentons ce profil d'aberrations dans la figure 2.11.

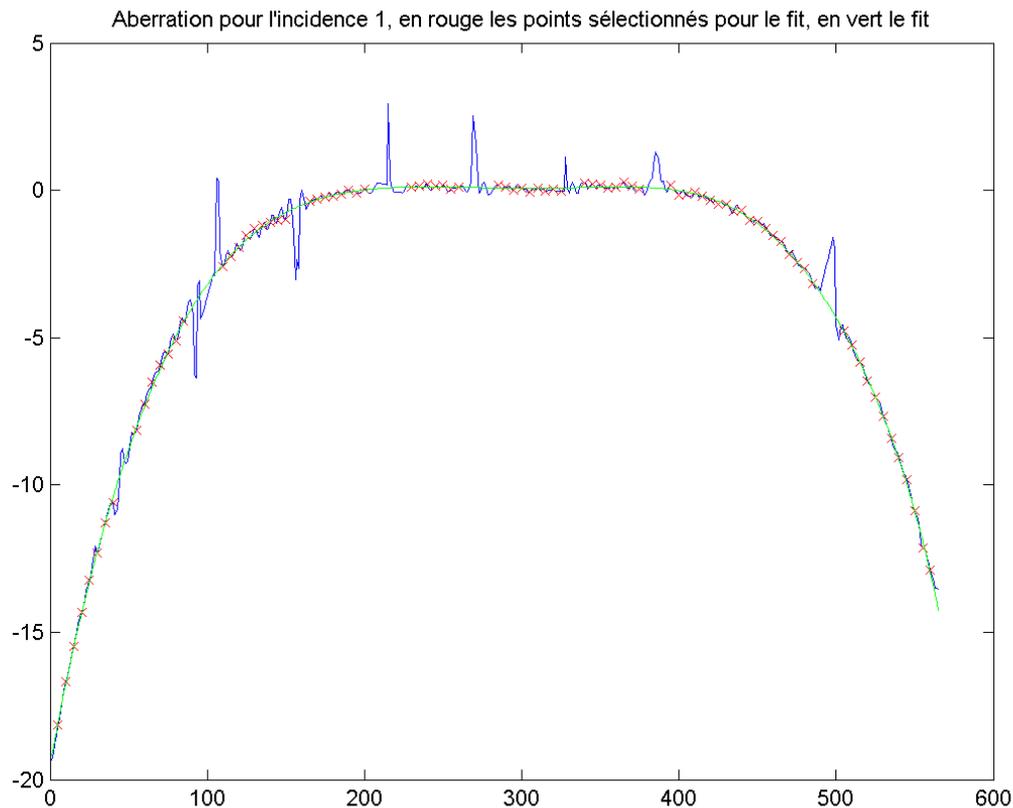


Figure 2.11. Profil d'aberration obtenu (en bleu), points pour l'ajustement (en rouge), élimination des perturbations dans le profil d'aberration par un ajustement (en vert)

La phase a été « dépliée » de manière à réduire autant que possible les sauts rapides ($-\pi$ à $+\pi$) des valeurs de phases (nous effectuons cette procédure pour toutes les incidences et nous choisissons le meilleur profil). Comme lors de la détermination du profil d'aberration il n'est généralement pas possible d'éliminer toutes les perturbations, nous choisissons sur la courbe du meilleur profil déplié un grand nombre (quelques dizaines) de points en dehors des perturbations et nous calculons un ajustement pour cet ensemble de points afin d'éliminer les

perturbations restantes, qui apparaissent notamment autour des minima de l'intensité du champ diffracté. L'ajustement obtenu correspond aux erreurs de phase provenant des aberrations du système. Il est systématiquement soustrait aux phases expérimentales obtenues pour tous les échantillons testés.

Cette étape de calibrage, réglage et correction du montage est délicate mais nécessaire pour pouvoir faire de l'imagerie quantitative. Pour compléter les explications fournies dans ce chapitre, des figures intermédiaires permettant de mieux appréhender le processus de calibrage sont présentées dans l'annexe du manuscrit.

2.4 Comparaison du champ diffracté expérimental et théorique

Pour valider notre montage et les différentes opérations de calibrage et corrections, nous comparons sur la figure 2.12 l'amplitude et la phase expérimentale du champ diffracté par deux échantillons aux résultats théoriques obtenus par la méthode des moments.

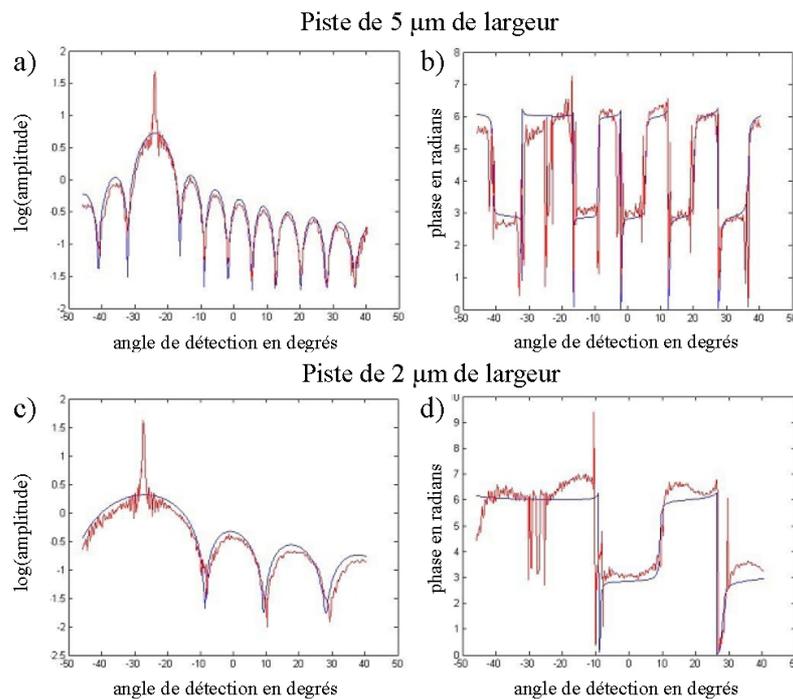


Figure 2.12. Vérification de l'accord entre le champ diffracté corrigé et le champ théorique pour deux échantillons ayant la forme d'une piste : en bleu les profils théoriques, en rouge les profils mesurés, corrigés en phase

Le premier échantillon correspond à la piste de résine de 5 microns de large utilisée pour effectuer le calibrage angulaire et établir le profil d'aberration. Le second est une piste de deux microns de large en résine. La phase expérimentale du champ diffracté par le second échantillon est corrigée en soustrayant le profil d'aberration obtenu en figure 2.11 et en repositionnant numériquement l'axe optique au centre de la piste selon l'équation (2-8). Le bon accord entre les courbes expérimentales et théoriques permet de confirmer que notre montage et notre processus de calibrage permet de mesurer le champ diffracté de manière quantitative.

3 Imagerie quantitative

Ce chapitre présente les premiers résultats d'imagerie quantitative obtenus avec notre montage. Nous considérons deux applications principales, la profilométrie qui permet d'obtenir le profil d'une surface rugueuse homogène, et l'imagerie en volume qui permet d'obtenir la cartographie de la permittivité d'objets hétérogènes.

3.1 Profilométrie

Dans cette section nous abordons les principes de la profilométrie (pour différentes approches, voir les références suivantes : [Takeda 1983, Lee 1990, Halioua 1989, Toyooka 1986, Takeda 1994, Srinivasan 1985, Cuche 1999]) sur notre système d'imagerie et les résultats que nous avons obtenus sur des échantillons calibrés. Nous comparons les résultats de notre profilomètre avec les images obtenues avec un microscope à force atomique (AFM) [Binnig 1986, Martin 1987, Radmacher 1992, Rugar 1989]. Cette première série d'expériences a été effectuée au tout début du montage lorsque la technique de calibrage et de correction d'aberration n'étaient pas tout à fait au point. D'autre part, le modèle utilisé pour décrire l'interaction de l'onde avec la surface rugueuse est rudimentaire. C'est pourquoi, nous ne pouvons encore parler d'imagerie quantitative même si les résultats sont déjà convaincants.

3.1.1 *Théorie*

La profilométrie a pour objectif d'obtenir la hauteur d'une surface rugueuse, $h(x, y)$ (hauteur de la surface), en fonction des coordonnées dans le plan. L'axe z est perpendiculaire

au plan de l'échantillon. Contrairement aux échantillons utilisés dans le chapitre précédent, nous considérons ici des surfaces bidimensionnelles.

Pour relier la grandeur d'intérêt $h(x, y)$ au champ diffracté mesuré par notre montage, nous utilisons le modèle de Kirchhoff [Beckmann 1987] sous l'approximation de Fraunhofer. Nous supposons que la surface présente de faibles pentes et qu'elle est éclairée par une onde plane de vecteur d'onde \mathbf{k}_{inc} . Dans ce cas, on peut montrer que le champ diffracté au point \mathbf{r} , placé en champ lointain de la surface, peut s'écrire comme

$$\mathbf{E}_d(\mathbf{r}) = \mathbf{e}_d(\mathbf{k}, \mathbf{k}_{inc}) \frac{e^{ik_0 r}}{r} \quad (3-1)$$

avec (comme dans le chapitre 2)

$$\mathbf{k} = k_0 \frac{\mathbf{r}}{r}, \quad (2-5)$$

où

$$\mathbf{e}_d(\mathbf{k}, \mathbf{k}_{inc}) = \int \mathbf{B}(\mathbf{k}, \mathbf{k}_{inc}, \mathbf{r}_{\parallel}) e^{i(\mathbf{k}_{inc} - \mathbf{k}) \cdot \mathbf{s}(\mathbf{r}_{\parallel})} d\mathbf{r} \quad (3-2)$$

avec $\mathbf{r}_{\parallel} = (x, y)$ et $\mathbf{s}(\mathbf{r}_{\parallel})$ est le point de coordonnées $[\mathbf{r}_{\parallel}, h(\mathbf{r}_{\parallel})]$. Ce résultat est obtenu en disant que le champ diffracté par la surface rugueuse est égal au champ diffracté par un ensemble de sources électriques et magnétiques sur la surface. L'amplitude de ces sources est donnée par la somme des composantes tangentielles à la surface du champ (électrique ou magnétique) incident et réfléchi. Le champ réfléchi au point $\mathbf{s}(\mathbf{r}_{\parallel})$ est calculé en remplaçant la surface par son plan tangent.

Si l'on suppose que \mathbf{k} et \mathbf{k}_{inc} sont très proches de l'incidence normale et que les pentes de la surface sont faibles (approximation de Fraunhofer), \mathbf{B} peut être considéré comme une constante.

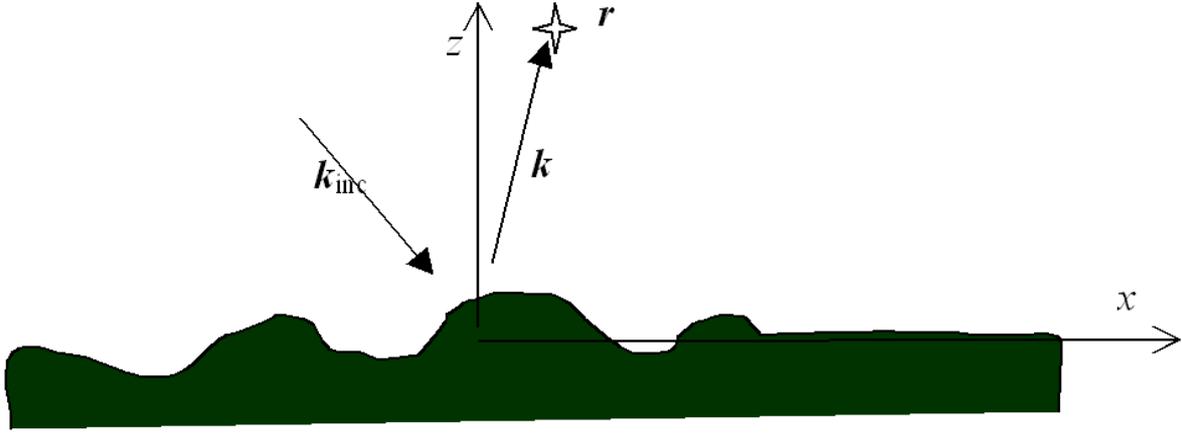


Figure 3.1. Configuration choisie pour la profilométrie

Le champ mesuré par notre montage expérimental est la projection du champ diffracté $e_d(\mathbf{k}, \mathbf{k}_{inc})$ sur le champ de référence (qui est dans notre cas orienté selon Oy). Lorsque les angles d'incidence et d'observation sont proches de 0° , nous voyons que le champ mesuré $e_{mes}(\mathbf{k}, \mathbf{k}_{inc})$ est proportionnel à la transformée de Fourier de $\exp[2ik_0h(x, y)]$,

$$e_{mes}(\mathbf{k}, \mathbf{k}_{inc}) \propto \int \exp[2ik_0h(\mathbf{r}_{\parallel}) + i(\mathbf{k}_{inc,\parallel} - \mathbf{k}_{\parallel}) \cdot \mathbf{r}_{\parallel}] d\mathbf{r}_{\parallel} \quad , \quad (3-3)$$

où $\mathbf{k} = (k_{\parallel}, k_z)$ et $\mathbf{k}_{inc} = (k_{inc,\parallel}, k_{inc,z})$ et k_z et $k_{inc,z}$ sont approximés par k_0 .

Ainsi, en calculant la transformée de Fourier bidimensionnelle du champ diffracté complexe, en prenant son logarithme et en divisant le résultat par $2k_0$, nous obtenons le profil de la surface. Si l'on utilise plusieurs angles d'incidence, on peut augmenter le domaine de Fourier accessible et améliorer la résolution transverse du profil reconstruit.

En pratique, nous avons choisi d'utiliser un ensemble d'incidences qui forment un cône autour de l'axe optique afin d'avoir la même valeur de $k_{inc,z}$ pour toutes les illuminations. Ainsi, nous n'avons plus besoin de supposer que $k_{inc,z}$ est proche de k_0 pour transformer l'équation 3.2 en transformée de Fourier. D'autre part, il est apparu que le champ diffracté par la surface est intense essentiellement autour du spéculaire réfléchi. Pour gagner en précision, nous avons alors préféré approximer k_z par $k_{inc,z}$ plutôt que par k_0 . Ainsi, au lieu de diviser par $2k_0$ le logarithme de la Transformée de Fourier du champ, nous l'avons divisé par $2k_{inc,z}$. Remarquons que cette division est primordiale pour obtenir un résultat quantitatif car elle

détermine directement la hauteur de la surface. On conçoit dès à présent que la recherche d'un large domaine de Fourier permettant d'améliorer la résolution transverse du profil est en contradiction avec l'obtention d'une grande précision sur la hauteur du profil car l'on sort de l'approximation de Fraunhofer.

3.1.2 Résultats

Nous allons maintenant présenter les résultats que nous avons obtenus d'une part sur des échantillons avec des rectangles gravés, d'autre part sur un réseau de diffraction.

3.1.2.1 Échantillons rectangulaires

3.1.2.1.1 Largeur des rectangles $l = 2 \mu\text{m}$

Pour tester la méthode, nous avons d'abord utilisé un échantillon ayant la forme d'un substrat plan avec trois zones rectangulaires gravées dans le substrat (figure 3.2). La hauteur des rectangles est approximativement de $20 \mu\text{m}$ et la largeur de $2 \mu\text{m}$. La profondeur était à mesurer. Comme c'était le premier échantillon que nous avons commencé à utiliser, nous l'avons nommé « échantillon 1 ».

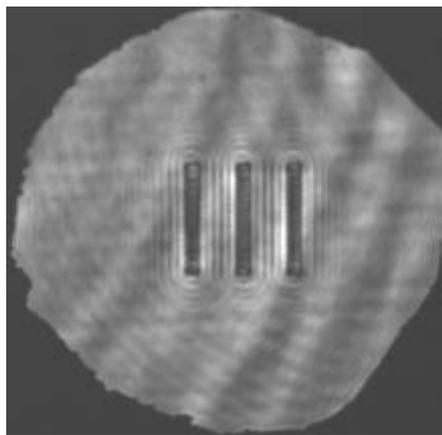


Figure 3.2. Échantillon pour la profilométrie (échantillon 1, $l = 2 \mu\text{m}$, image en espace direct)

Les acquisitions du champ diffracté ont été effectuées pour 4 incidences avec l'angle d'incidence de 23° (l'angle d'incidence a été choisi de sorte que le pic spéculaire se trouve près du bord de l'ouverture numérique) et les angles de l'orientation du plan d'incidence prenant les valeurs $0, \pi/2, \pi, 3\pi/2$ (figure 3.3). (Le calibrage du système avait été effectué à l'aide d'un réseau de diffraction, voir la section 2.3.1.1.) La figure 3.4 montre les logarithmes du module du champ diffracté pour les 4 incidences (nous voyons que les rectangles diffractent notamment dans le plan perpendiculaire à leurs axes longitudinaux) et le logarithme du module du champ diffracté résultant de la synthèse d'ouverture (voir la section 1.2) est présenté dans la figure 3.5. Les cercles noirs dans la figure 3.4 et les cercles rouges

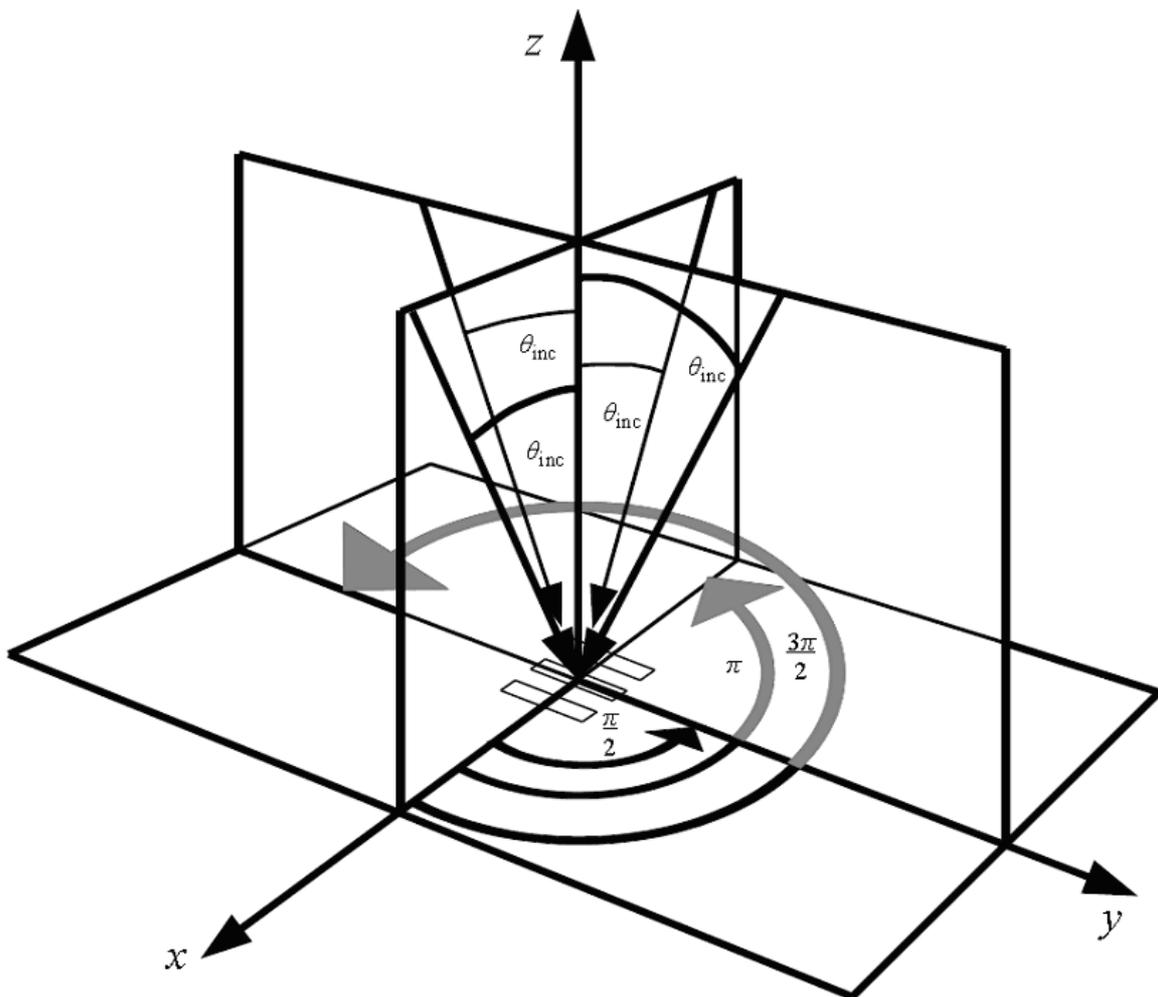


Figure 3.3. Les quatre incidences avec le même angle d'incidence, utilisées pour l'imagerie des échantillons ayant la forme d'un triplet de rectangles

dans la figure 3.5 délimitent les domaines de fréquences spatiales accessibles avec l'ouverture numérique du système pour les incidences individuelles. Le cercle noir dans la figure 3.5 délimite l'ouverture synthétique maximale qu'il est possible de remplir pour l'angle d'incidence donné ; elle ne serait complètement remplie que si on utilisait tout le continuum (le cône entier) d'incidences avec l'angle d'incidence donné.

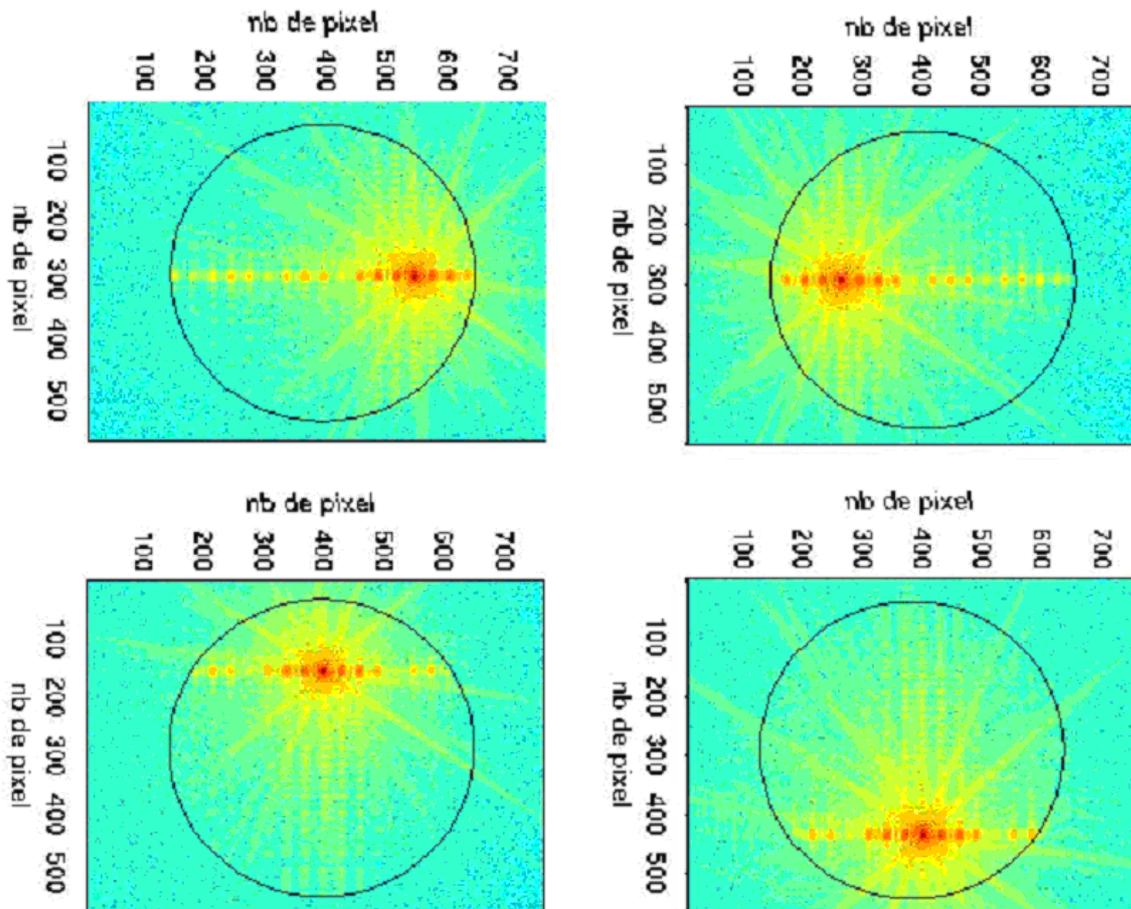


Figure 3.4. Champs diffractés par l'échantillon 1 pour les 4 incidences de $\pm 23^\circ$

La reconstruction de l'échantillon a été effectuée à l'aide de la transformée de Fourier du champ diffracté résultant. Si nous traçons la phase de cette transformée de Fourier, nous voyons une zone approximativement circulaire, délimitée par le diaphragme D2, où la phase est pratiquement constante, ce qui correspond à la surface du substrat, et des variations de la phase qui copient la forme de l'échantillon (figure 3.6). (Nous voyons d'ailleurs dans la figure

3.6 que le diaphragme, dont on verra l'image en espace direct dans la figure 3.10c, a été bien reconstruit.) À partir de cette carte de phase et pour comparaison également à partir de cartes de phase du champ diffracté pour une seule incidence, nous avons calculé le profil de hauteur selon des coupes transversale et longitudinale des rectangles ; nous les présentons dans la figure 3.7.

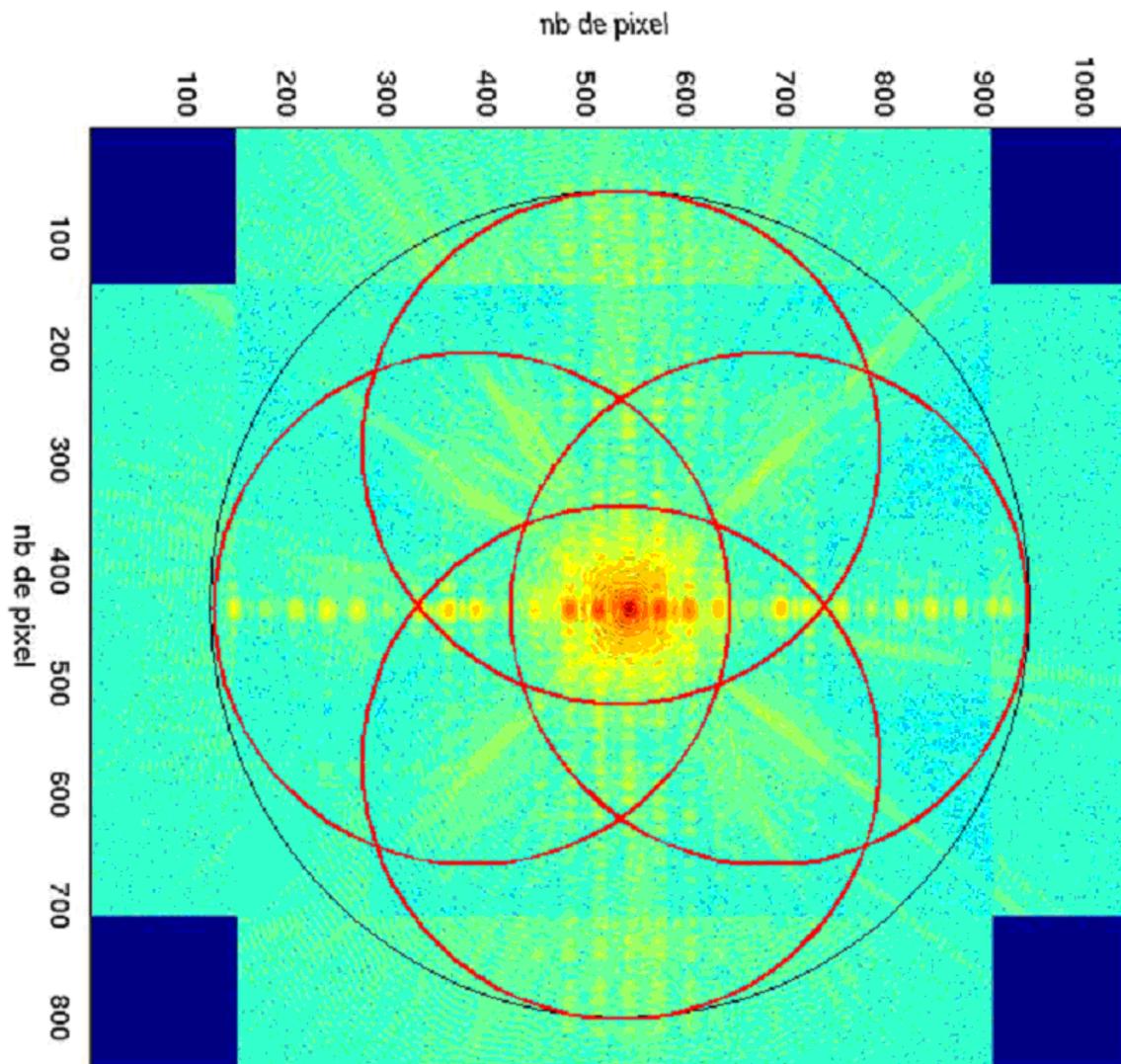


Figure 3.5. Champ diffracté par l'échantillon 1 après la synthèse d'ouverture à partir des 4 incidences de $\pm 23^\circ$ selon la figure 3.3 ; les cercles rouges délimitent les domaines de fréquences spatiales accessibles pour les incidences individuelles, en noir l'ouverture synthétique maximale pour l'angle d'incidence donné

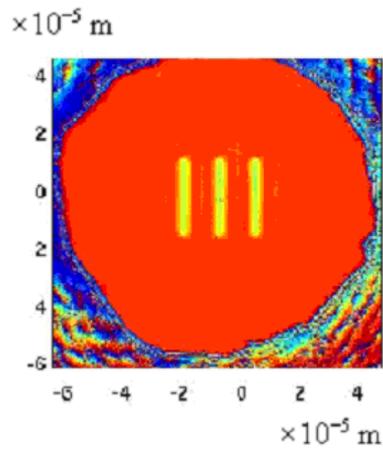


Figure 3.6. Phase de la reconstruction de l'échantillon 1

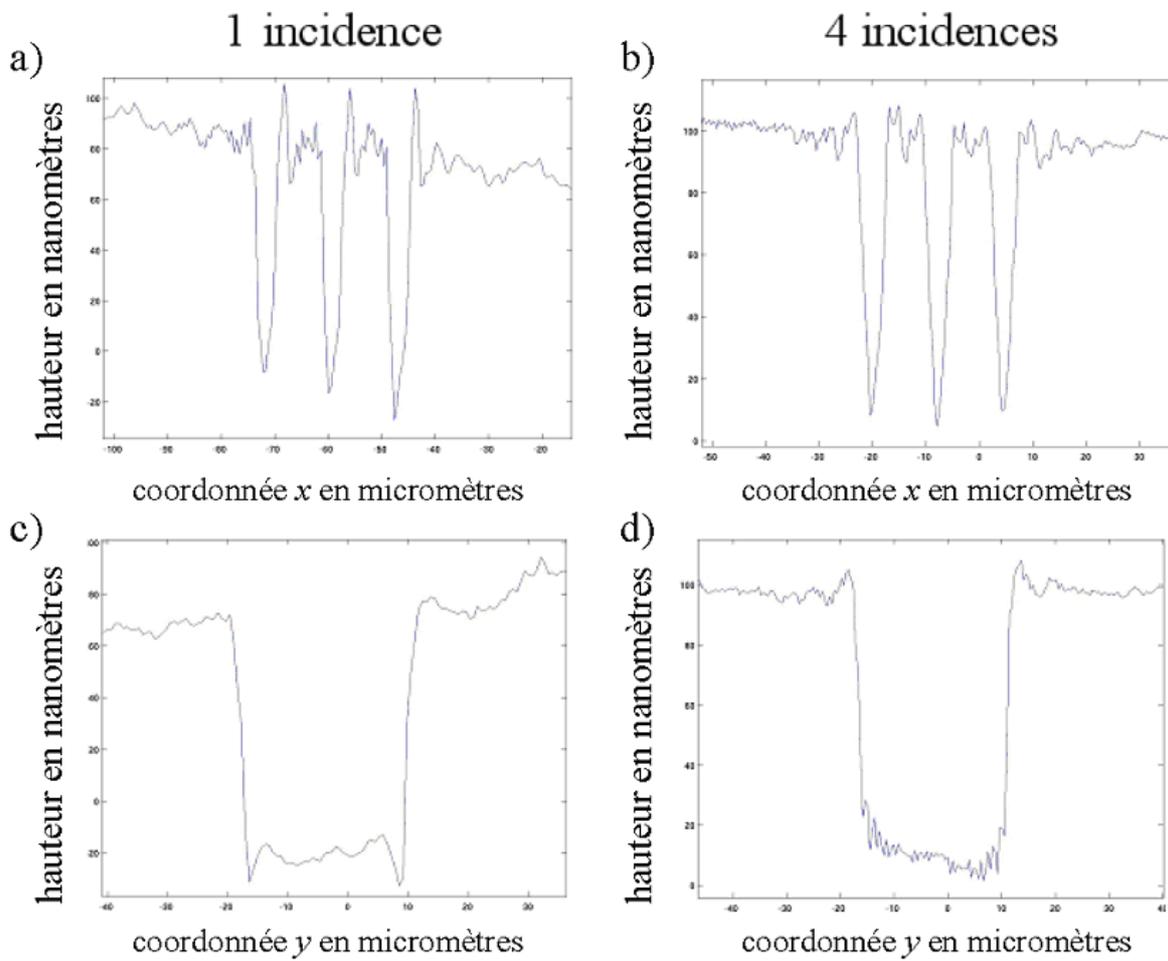


Figure 3.7. Profils de hauteur transversaux (en haut) longitudinaux (en bas) pour l'échantillon 1 obtenus à partir d'une incidence (à gauche) et à partir de 4 incidences (à droite)

Nous voyons ici que la hauteur peut être facilement reconstruite, car ses variations sont inférieures à $\lambda/2$. Du coup, nous n'avons pas le problème de dépliement de la phase.

Dans le profil de la figure 3.7a, nous voyons des pics à droite de chaque creux (phénomène de Gibbs asymétrique) ; c'est un artefact dû à la reconstruction à partir d'une seule incidence, qui n'apparaît plus lorsque la reconstruction est faite à partir de toutes les incidences (figure 3.7b).

Pour valider la méthode de profilométrie, le même échantillon a été examiné également avec un microscope AFM et les profils selon les mêmes coupes (transversale, longitudinale) ont été relevés (figures 3.8a,b).

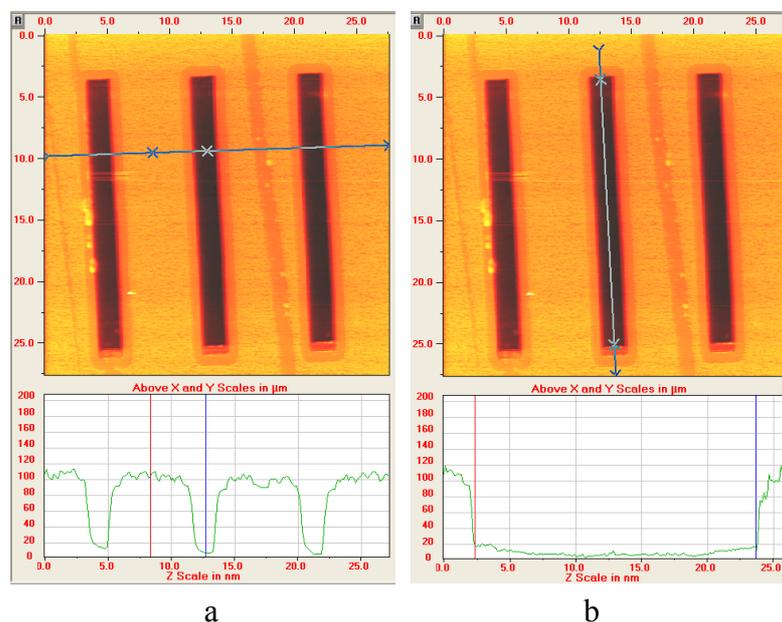


Figure 3.8. Image de l'échantillon 1 obtenue à l'aide d'un microscope à force atomique, profils de hauteur selon des coupes transversale (a) et longitudinale (b)

Si nous comparons les profils selon les coupes obtenus d'une part sur notre montage profilométrique, d'autre part sur le microscope à force atomique (figure 3.9), nous pouvons constater que notre méthode de profilométrie, basée sur l'approximation de Fraunhofer, s'accorde bien avec l'AFM au niveau de la mesure de la hauteur (profondeur). Par contre notre méthode donne un profil plus pointu selon la coupe transversale que l'AFM. Ceci peut avoir deux raisons. Pour obtenir un profil carré, les fréquences spatiales auxquelles nous avons accès ne sont pas suffisamment élevées. D'autre part, nous sommes limités par la

méthode, qui fait l'approximation de pentes faibles. Nous trouvons d'ailleurs également que la graduation de l'axe horizontal dans les figures données par notre méthode n'a pas la même échelle que celle donnée par l'AFM. Ceci est probablement dû à l'imperfection du calibrage fait à cette époque sur la correspondance entre les angles de détection et les pixels de la caméra.

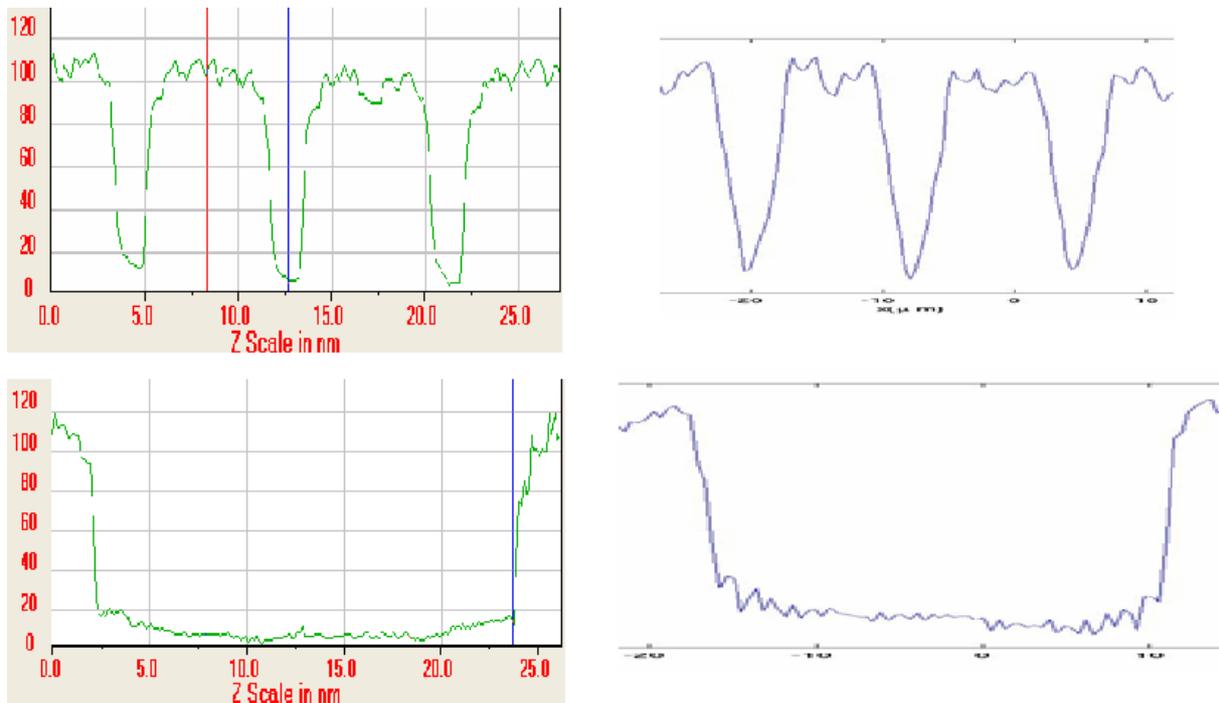


Figure 3.9. Comparaison des profils selon les coupes transversale (en haut) et longitudinale (en bas) pour l'échantillon 1 obtenus par la microscopie à force atomique (à gauche) et par notre méthode (à droite)

3.1.2.1.2 Largeur des rectangles $l = 5 \mu\text{m}$

Un travail similaire a été effectué pour un autre échantillon composé de rectangles plus larges, dont la largeur est de $5 \mu\text{m}$ (échantillon 2). Cet échantillon était éclairé sous 4 incidences comme l'échantillon précédent, mais avec l'angle d'incidence de $11,9^\circ$. Dans ce cas la conclusion est pareille, mais pour cet échantillon le profil obtenu par notre méthode de profilométrie semble être mieux reconstruit, sauf les fonds des creux. Les profils de cet échantillon obtenus sur notre montage et sur le microscope à force atomique et l'image de cet échantillon en espace direct sont présentés figure 3.10.

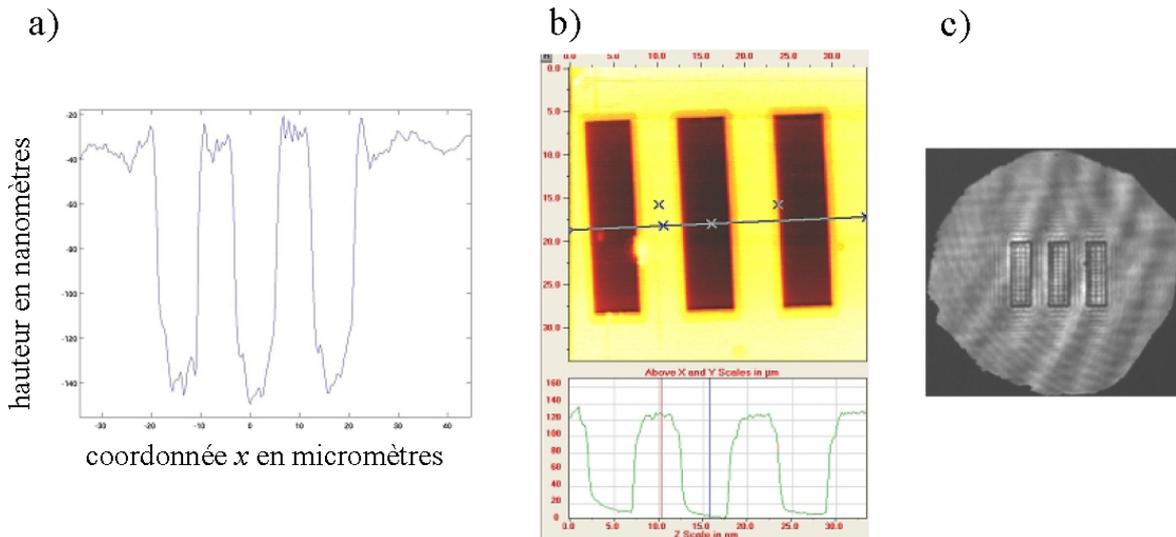


Figure 3.10. Comparaison des profils selon la coupe transversale de l'échantillon 2 obtenus a) par notre méthode de profilométrie et b) par la microscopie à force atomique ; c) image de l'échantillon 2 en espace direct

3.1.2.2 Réseau de diffraction comme échantillon

Après les tests effectués sur les échantillons rectangulaires (1 et 2), nous avons également essayé d'obtenir et de comparer des profils selon une coupe perpendiculaire aux traits d'un réseau de diffraction 1D. Comme dans les cas décrits précédemment, nous comparons les profils obtenus d'une part par la méthode de Fraunhofer à partir d'une acquisition sur notre montage expérimental, d'autre part sur un microscope à force atomique. Nous avons utilisé un réseau de période d'environ $2,7 \mu\text{m}$.

La figure 3.11 présente des profils de hauteur selon une ligne perpendiculaire aux traits du réseau. Dans la figure 3.11a nous voyons un profil obtenu à partir d'une acquisition sur notre montage. Les traits rouges verticaux indiquent le pas du réseau. Nous pouvons constater plusieurs faits. Premièrement, la comparaison au niveau des graduations pour cette expérience indique que pour cette expérience le système a été bien calibré (contrairement au cas de l'imagerie des échantillons précédents). Deuxièmement, dans la figure 3.11a nous voyons une inclinaison, qui indique une imperfection au niveau du positionnement du plan du réseau perpendiculairement à l'axe optique. Troisièmement, comme dans le cas de l'échantillon 1,

les minima locaux sont rendus plus pointus par la méthode de Fraunhofer par rapport au profil issu de la microscopie à force atomique. Quatrièmement, nous constatons un désaccord au niveau de la hauteur des plots du réseau : 100 nm selon la méthode de Fraunhofer, 300 nm selon la microscopie à force atomique. Cela provient certainement de l'approximation grossière permettant de transformer l'équation 3.2 en transformée de Fourier.

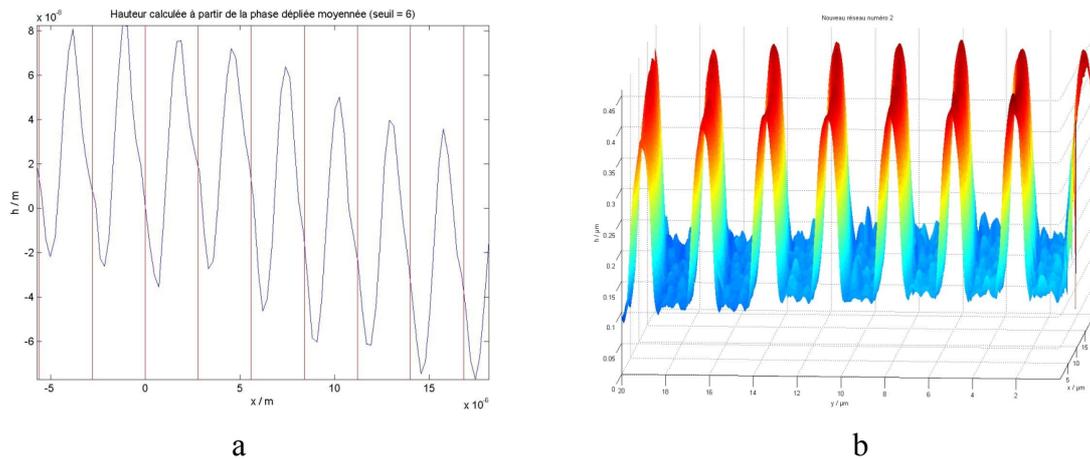


Figure 3.11. Profils d'un réseau de diffraction obtenus par la méthode de Fraunhofer sur notre montage expérimental (a) et sur un microscope à force atomique (b)

Cette étude préliminaire donne une première idée du potentiel de la technique pour la profilométrie. Nous pouvons espérer trouver une amélioration en utilisant des techniques d'inversion plus sophistiquées travaillant directement sur l'équation 3.2. En effet, l'ouverture numérique de notre système, 0.75, permet de mesurer des champs diffractés pour des angles d'observation proche de 40° . Nous sommes alors bien en dehors du domaine de validité de l'approximation de Fraunhofer. Cependant, lorsque k_z n'est plus supposé constant, l'équation 3.2 ne peut plus être considérée comme une transformée de Fourier et l'inversion devient délicate. Cela devra faire l'objet de recherches futures.

3.2 Cartographie de la permittivité

3.2.1 Introduction

Après l'étude de substrats rugueux homogènes dont seule la hauteur était retrouvée, nous avons étudié des objets hétérogènes plus complexes avec pour but de retrouver la carte de permittivité des échantillons à partir de la mesure du champ diffracté. Nous considérons des échantillons qui présentent un axe d'invariance et sont éclairés par un champ incident ayant une polarisation rectiligne parallèle à l'axe d'invariance de l'échantillon (polarisation TE ou horizontale). Dans la réalité, la taille de l'échantillon suivant cet axe n'est évidemment pas infinie, mais elle est suffisamment grande pour que l'échantillon remplisse toute la hauteur de la zone observée. Le champ diffracté que nous captions est également polarisé horizontalement (polarisation TE). C'est la raison pour laquelle nous incluons dans notre montage les polariseurs P2 et P3 (voir la figure 2.2) pour ce type d'expériences. Les vecteurs d'onde du champ incident sont tous dans le plan perpendiculaire à l'axe d'invariance de l'échantillon. Pour décrire le champ diffracté, nous utilisons son profil unidimensionnel selon l'axe perpendiculaire à l'axe d'invariance de l'échantillon. De là nous pouvons déduire que les vecteurs d'onde du champ incident et du champ diffracté sont caractérisés par un seul angle. L'intérêt d'utiliser des échantillons invariants selon un axe est d'augmenter le rapport signal sur bruit et de simplifier la procédure d'inversion. D'autre part cela permet de ne pas ajouter au montage l'étude polarimétrique qui sera nécessaire avec des objets 3D.

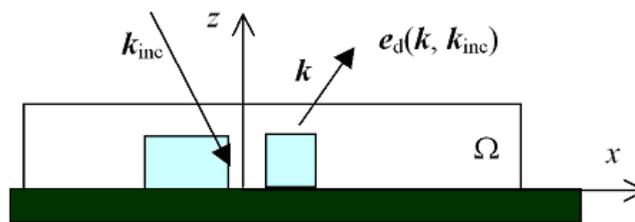


Figure 3.12. Configuration du système d'imagerie. Les échantillons sont invariants selon l'axe Oy . Le champ électrique incident est dirigé selon Oy . Ω est le domaine d'investigation utilisé dans l'algorithme d'inversion. On suppose que le contraste de permittivité de l'objet est nul en dehors de Ω .

Pour cette série d'expériences, nous avons effectué le calibrage du système par la méthode décrite au chapitre précédent. Nous avons vu que, grâce à cette technique, il était possible d'obtenir des profils d'amplitude et de phase du champ diffracté proches des profils calculés.

3.2.2 *Algorithme d'inversion des données expérimentales*

Nous utilisons un algorithme d'inversion qui permet de retrouver la carte de permittivité dans un domaine d'investigation à partir des données complexes du champ diffracté $\mathbf{e}_d(\mathbf{k}, \mathbf{k}_{\text{inc}})$. L'algorithme d'inversion est un algorithme itératif. L'estimée initiale est obtenue en utilisant la technique de rétropropagation et ensuite l'estimée de la carte de permittivité est améliorée itérativement en tenant compte du caractère non linéaire du problème, en sortant de l'hypothèse de Born et en tenant compte de la diffusion multiple (voir l'équation (1-4)).

3.2.2.1 *Principe de l'algorithme d'inversion*

La procédure d'inversion (méthode des gradients modifiée) est décrite par Belkebir et Sentenac [Belkebir 2003] (pour l'inversion plus généralement : [Blok 1995]). Le problème inverse consiste à trouver le contraste de permittivité χ définie dans un domaine d'investigation Ω de sorte le champs diffracté par l'objet estimé s'accorde au mieux avec les données expérimentale. Il faut noter que le contraste de permittivité s'écrit comme $\chi(\mathbf{r}) = \varepsilon(\mathbf{r}) - 1$, où ε est la permittivité relative de l'objet car le domaine d'investigation est toujours placé au dessus du substrat. Dans la suite de ce paragraphe, nous décrivons brièvement l'algorithme d'inversion.

Nous définissons, pour chaque incidence (identifiée par l'indice l allant de 1 à L , l'ensemble de toutes les incidences étant appelé Γ), dans le domaine d'investigation le champ E_l^0 , qui existerait si l'objet étudié n'était pas présent (et si seul le substrat était présent). Les champs dans le domaine d'investigation (E_l) et dans la zone du champ lointain (E_l^d) peuvent être exprimés à l'aide de fonctions (opérateurs) de Green \mathbf{K} (pour le champ lointain) et \mathbf{G} (pour le champ local dans le domaine d'investigation) sous la forme suivante (les opérateurs agissent sur le produit χE_l) :

$$E_l^d = \mathbf{K} \chi E_l, \quad (3-4)$$

$$E_l = E_l^0 + \mathbf{G} \chi E_l. \quad (3-5)$$

L'équation (3-4) s'appelle l'équation d'observation et l'équation (3-5) s'appelle l'équation de couplage. Les opérateurs de Green $\mathbf{G}(\mathbf{r}', \mathbf{r})$ et $\mathbf{K}(\mathbf{k}, \mathbf{r})$ donnent respectivement le champ diffracté en \mathbf{r}' et selon la direction \mathbf{k} par un dipôle placé en \mathbf{r} en présence du substrat.

La méthode des gradients modifiée implique la construction de deux suites $\{\chi_n\}$ et $\{E_{l,n}\}$ (contraste de permittivité et champ total dans le domaine d'investigation) indexées par le numéro d'itération n , à l'aide des relations récurrentes suivantes :

$$E_{l,n} = E_{l,n-1} + \alpha_{l,n} v_{l,n}, \quad (3-6)$$

$$\chi_n = \chi_{n-1} + \beta_n d_n, \quad (3-7)$$

où $v_{l,n}$ et d_n sont les directions de mise à jour des estimées du champs total et du contraste de permittivité respectivement. Les coefficients de pondération $\alpha_{l,n}$ et β_n sont choisis à chaque étape n de l'itération de manière à minimiser la fonction coût normalisée

$$F_n(\chi_n, E_{l,n}) = W_\Omega \sum_{l=1}^L \|h_{l,n}^{(1)}\|_\Omega^2 + W_\Gamma \sum_{l=1}^L \|h_{l,n}^{(2)}\|_\Gamma^2, \quad (3-8)$$

où W_Ω et W_Γ sont les coefficients de normalisation :

$$W_\Omega = \frac{1}{\sum_{l=1}^L \|E_l^0\|_\Omega^2}, \quad (3-9a)$$

$$W_\Gamma = \frac{1}{\sum_{l=1}^L \|f_l\|_\Gamma^2}. \quad (3-9b)$$

Ici f_l symbolise les champs diffractés expérimentaux et les normes sont générées par les produits scalaires $\langle \cdot, \cdot \rangle_\Omega$, $\langle \cdot, \cdot \rangle_\Gamma$ définis sur les domaines Ω et Γ (ces produits scalaires seront utilisés dans la sous-section 3.2.2.2). Les fonctions $h_{l,n}^{(1)}$ et $h_{l,n}^{(2)}$ sont les erreurs résiduelles : $h_{l,n}^{(1)}$ est l'erreur résiduelle par rapport au champ incident dans le domaine d'investigation,

calculé à partir de l'équation de couplage ; $h_{l,n}^{(2)}$ est l'erreur du champ diffracté calculé à partir de l'équation d'observation :

$$h_{l,n}^{(1)} = E_l^0 - E_{l,n-1} - \mathbf{G} \chi_n E_{l,n} \quad , \quad (3-10)$$

$$h_{l,n}^{(2)} = f_l - \mathbf{K} \chi_n E_{l,n} \quad . \quad (3-11)$$

L'algorithme d'inversion peut être enrichi d'information a priori. Dans notre méthode, prenons comme information a priori l'hypothèse de l'objet diélectrique sans pertes. Cela se traduit par la possibilité d'exprimer le contraste de permittivité χ_n à l'aide d'une fonction auxiliaire ξ_n sous la forme

$$\chi_n = \xi_n^2 \quad . \quad (3-12)$$

L'équation récurrente (3-7) sera alors remplacée par celle-ci :

$$\xi_n = \chi_{n-1} + \beta_{n;\xi} d_{n;\xi} \quad . \quad (3-13)$$

Une fois les directions de mise à jour $d_{n;\xi}$ et $v_{l,n}$ trouvées, F_n est une fonction non linéaire avec L variables complexes $\alpha_{l,n}$ et une variable réelle $\beta_{n;\xi}$. La minimisation de la fonction F_n s'effectue à l'aide de la méthode des gradients conjugués de Polak-Ribière [Press 1986].

3.2.2.2 Directions de mise à jour

Pour la direction de mise à jour $d_{n;\xi}$ nous utilisons la direction standard de Polak-Ribière [Kleinman 1994, Belkebir 1997]

$$d_{n;\xi} = \mathbf{g}_{n;\xi} + \gamma_{n;\xi} d_{n-1;\xi} \quad (3-14)$$

avec le coefficient de pondération

$$\gamma_{n;\xi} = \frac{\langle \mathbf{g}_{n;\xi}, \mathbf{g}_{n;\xi} - \mathbf{g}_{n-1;\xi} \rangle_{\Omega}}{\|\mathbf{g}_{n-1;\xi}\|_{\Omega}^2} \quad , \quad (3-15)$$

où g_ζ est le gradient de la fonction coût $F_n(\zeta, E_l)$ par rapport à ζ évalué à l'étape $n - 1$ en supposant que le champ total à l'intérieur du domaine d'investigation ne varie pas. Ce gradient a la forme

$$g_{n;\zeta} = 2\zeta_{n-1} \operatorname{Re} \left[W_\Omega \sum_{l=1}^L \bar{E}_{l,n-1} \mathbf{G}^* h_{l,n-1}^{(1)} - W_\Gamma \sum_{l=1}^L \bar{E}_{l,n-1} \mathbf{K}^* h_{l,n-1}^{(2)} \right], \quad (3-16)$$

où la barre au-dessus des symboles signifie la conjugaison complexe et l'astérisque à côté des symboles des opérateurs signifie les opérateurs adjoints.

La direction de mise à jour pour le champ total à l'intérieur du domaine d'investigation $v_{l,n}$ a l'expression similaire à celle que nous avons choisie pour les fonctions ζ :

$$v_{l,n} = g_{l,n;E_l} + \gamma_{l,n;E_l} v_{l,n-1} \quad (3-17)$$

avec

$$\gamma_{l,n;E_l} = \frac{\langle g_{l,n;E_l}, g_{l,n;E_l} - g_{l,n-1;E_l} \rangle_\Omega}{\|g_{l,n;E_l}\|_\Omega^2}, \quad (3-18)$$

où $g_{l,n;E_l}$ est le gradient de la fonction coût $F_n(\zeta, E_l)$ par rapport au champ E_l évalué à l'étape $n - 1$ en supposant que ζ ne varie pas, et est donné par l'expression

$$g_{l,n;E_l} = W_\Omega [\bar{\chi}_{n-1} \mathbf{G}^* h_{l,n-1}^{(1)} - h_{l,n-1}^{(1)}] - W_\Gamma \bar{\chi}_{n-1} \mathbf{K}^* h_{l,n-1}^{(2)}. \quad (3-19)$$

Pour accélérer la convergence de l'algorithme [Belkebir 2001], nous modifions la procédure d'inversion en ajoutant une deuxième direction de mise à jour $w_{l,n}$ pour le champ total à l'intérieur du domaine d'investigation. Alors la relation récurrente (3-6) devient

$$E_{l,n} = E_{l,n-1} + \alpha_{l,n;v} v_{l,n} + \alpha_{l,n;w} w_{l,n}. \quad (3-20)$$

La fonction coût F_n est maintenant une expression non linéaire avec $2L$ variables complexes ($\alpha_{l,n;v}$, $\alpha_{l,n;w}$) et une variable réelle ($\beta_{n;\zeta}$). La minimisation de F_n se fait toujours à l'aide de la méthode des gradients conjugués de Polak-Ribière [Press 1986].

La deuxième direction de mise à jour pour le champ total, $w_{l,n}$, est exprimée à l'aide des relations

$$w_{l,n} = \tilde{E}_{l,n-1} - E_{l,n-1} \quad , \quad (3-21)$$

$$\tilde{E}_{l,n-1} = [1 - \mathbf{G} \chi_{n-1}]^{-1} E_l^{(\text{inc})} \quad , \quad (3-22)$$

où $\tilde{E}_{l,n-1}$ représente le champ total à l'intérieur du domaine d'intégration Ω calculé à partir de l'équation de couplage avec le contraste χ_{n-1} . L'ajout de cette deuxième direction de mise à jour accélère la convergence de l'algorithme, au moins pour ce qui concerne le nombre de pas d'itération [Belkebir 2001]. Par contre, il exige la résolution du problème direct pour une estimée donnée de la permittivité.

3.2.2.3 *Estimées initiales*

Étant donnée l'information a priori que la fonction qui décrit le contraste de permittivité ne prend que des valeurs positives ou nulles, l'estimée initiale $\xi_0 \equiv 0$ n'est pas acceptable, car dans ce cas les gradients sont nuls ($g_{1;\xi} = 0$). Ceci est dû à la transformation (3-12), qui introduit un maximum local de la fonction coût pour $\xi = 0$. Nous utilisons donc la rétropropagation [Kleinman 1994, Belkebir 2000, Soriau 1996] pour obtenir l'estimée initiale.

3.2.3 *Résultats obtenus avec nos échantillons*

Nous avons effectué des acquisitions sur différents échantillons pour tester notre algorithme d'inversion. Nous allons présenter nos résultats que nous avons obtenus sur des échantillons formés par deux ou trois pistes identiques ou différentes. Un de ces échantillons est présenté par la figure 3.13. Il est formé de deux pistes de hauteur de 125 nm dont les largeurs sont de 500 nm et 1 μm et qui sont séparées de 500 nm.

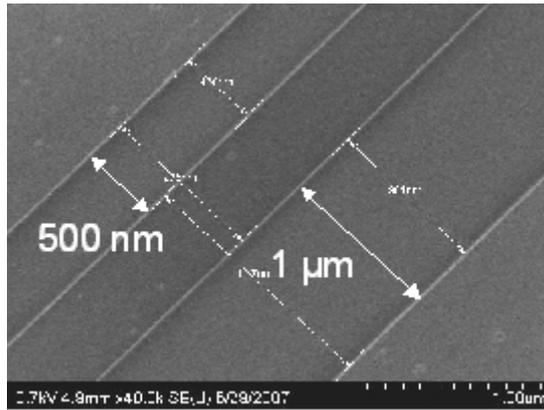


Figure 3.13. Échantillon formé de deux pistes de largeurs différentes : 500 nm et 1 μm , hauteur de 140 nm

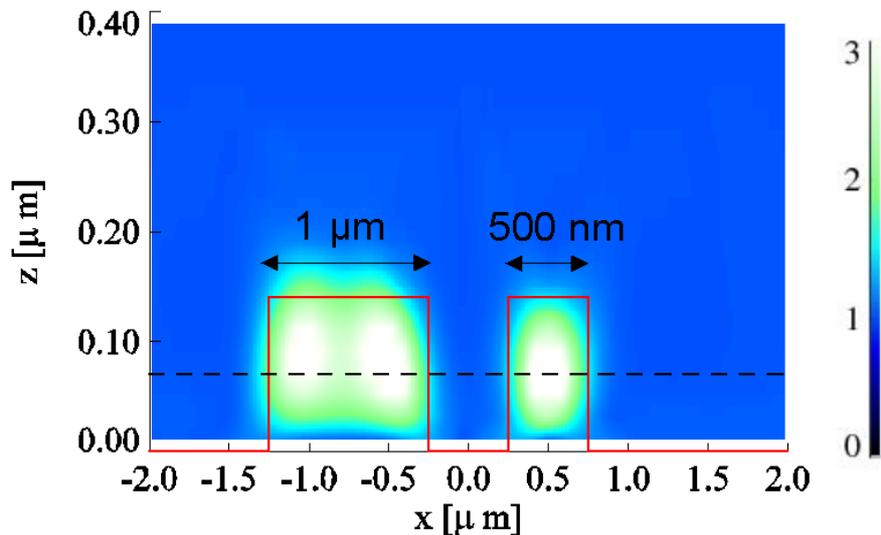


Figure 3.14. Reconstruction de l'échantillon de la figure 3.13 : carte de permittivité relative (reconstruction à partir de 8 incidences)

La figure 3.14 nous présente la reconstruction de ces deux pistes par l'algorithme itératif sous la forme de la carte de permittivité relative en fonction des coordonnées selon les axes x et z ; y étant l'axe d'invariance. Cette reconstruction a été calculée à partir des données du champ diffracté pour 8 incidences. La ligne à tirets dans la figure 3.14 est une ligne de coupe selon laquelle nous observons le profil de permittivité d'une part pour l'estimée initiale calculée par rétropropagation, d'autre part pour le résultat du calcul itératif (non linéaire). Ces profils sont présentés par la figure 3.15.

Coupe de la permittivité selon l'axe x

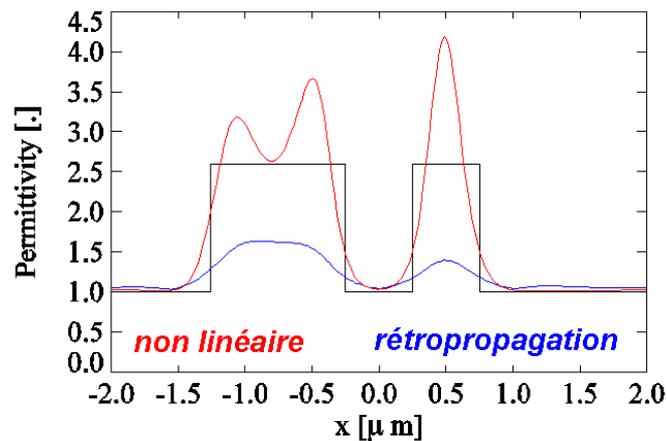


Figure 3.15. Profils de permittivité relative selon la ligne de coupe indiquée dans la figure 3.14 : en bleu l'estimée initiale (rétropropagation), en rouge le résultat du calcul itératif, en trait noir le profil réel

Nous voyons que l'estimée initiale par rétropropagation localise bien les pistes, par contre elle sous-estime significativement leur permittivité. Le calcul itératif non linéaire, par contre, donne des valeurs supérieures à la vraie permittivité de l'échantillon et divise la reconstruction de la plus large des pistes en deux pics.

Maintenant nous comparons ces résultats avec des images obtenues par deux méthodes : d'une part par la microscopie optique classique (sur notre montage en espace direct en éclairant par la lumière rouge incohérente), d'autre part par un microscope à force atomique.

La figure 3.16 présente l'image de l'échantillon obtenue par un microscope optique. En évaluant la brillance de cette image selon la ligne à tirets blanche, nous avons obtenu la courbe présentée par la figure 3.17.

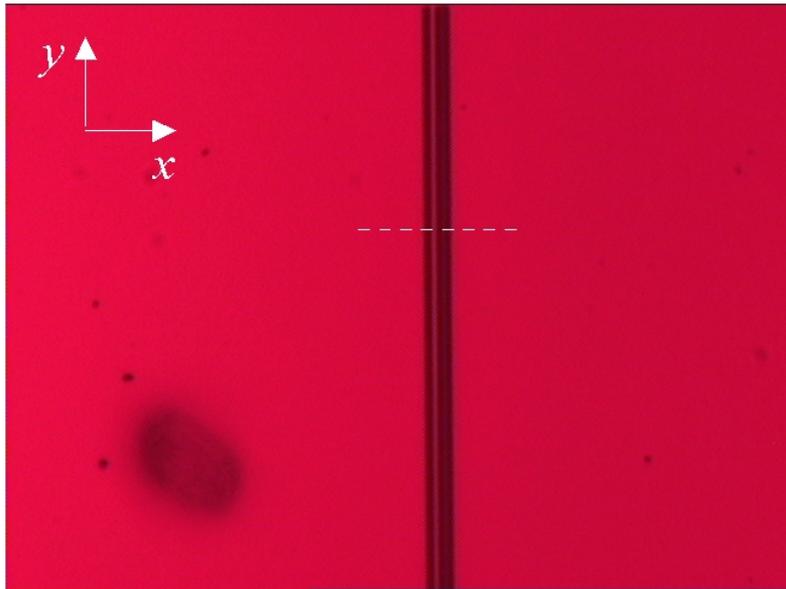


Figure 3.16. Image de l'échantillon de la figure 3.13 obtenue en espace direct de notre montage en éclairant par la lumière rouge incohérente

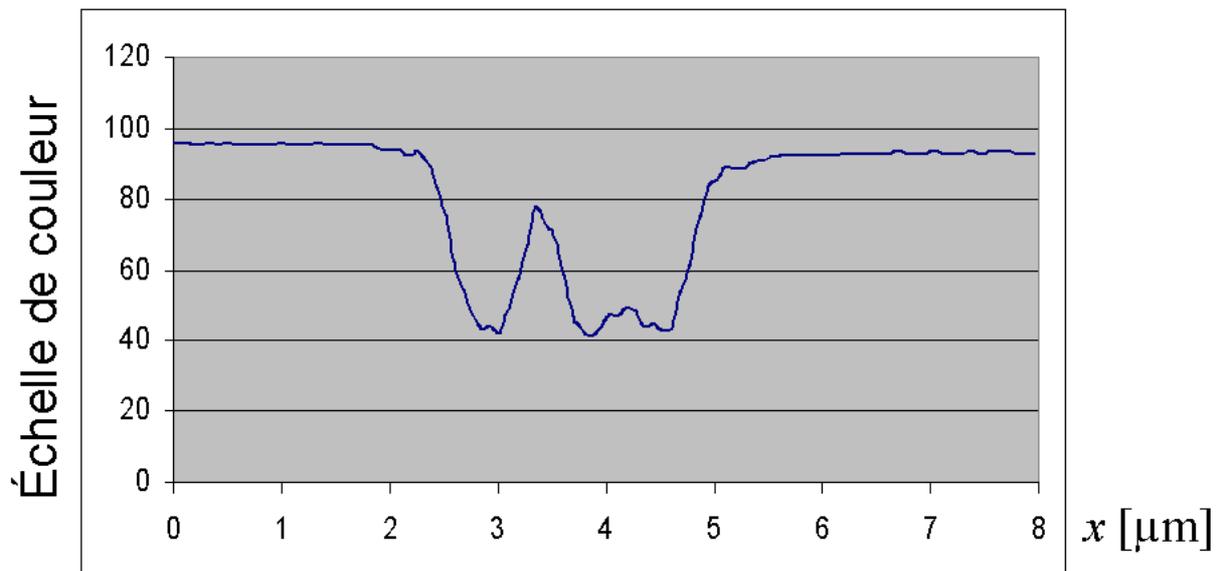


Figure 3.17. Profil de brillance de la figure 3.16 selon la ligne à tirets blanche (selon l'axe x)

La figure 3.18 nous fournit la coupe selon l'axe x du même échantillon – cette fois-ci il s'agit du profil de hauteur mesuré par un microscope à force atomique, qui permet de bien voir les deux pistes.

Coupe AFM

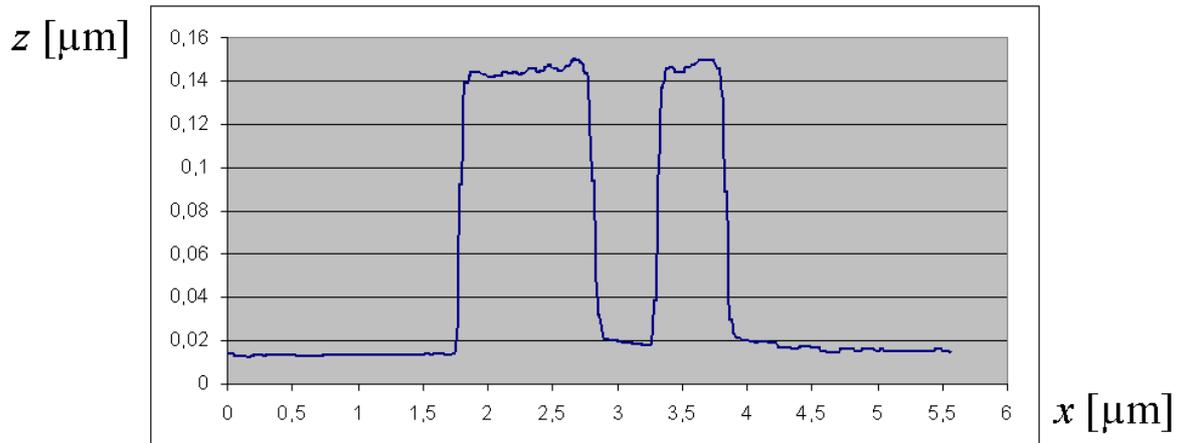


Figure 3.18. Coupe selon l'axe x de l'échantillon de la figure 3.13 du profil de hauteur mesuré par un microscope à force atomique

Nous pouvons constater que les figure 3.17 et 3.18 permettent également de distinguer les deux pistes.

Un autre échantillon sur lequel nous avons effectué le même test était composé de trois pistes identiques de hauteur de 140 nm et de largeur de 200 nm, séparées de 300 nm (figure 3.19).

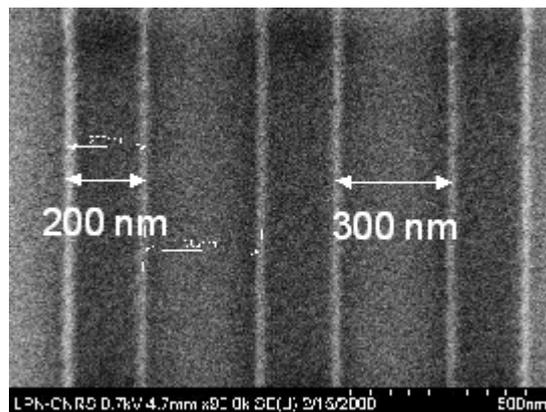


Figure 3.19. Échantillon formé de trois pistes identiques : hauteur de 110 nm, largeurs de 200 nm, séparation de 300 nm

La carte de permittivité reconstruite à partir de 10 incidences est présentée par la figure 3.20 et les coupes selon l'axe x de la carte de permittivité pour l'estimée initiale par rétropropagation et pour le résultat du calcul itératif sont dans la figure 3.21.

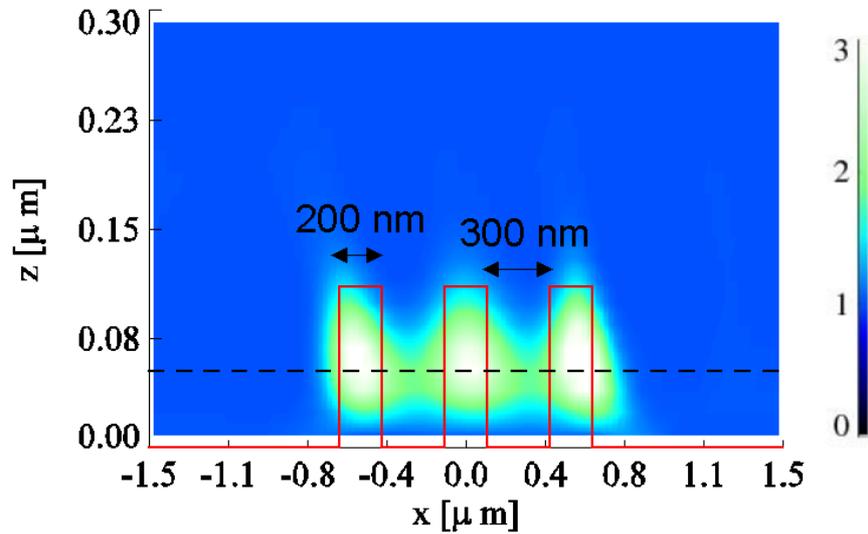


Figure 3.20. Reconstruction de l'échantillon de la figure 3.19 : carte de permittivité relative (reconstruction à partir de 10 incidences)

Coupe de la permittivité selon l'axe x

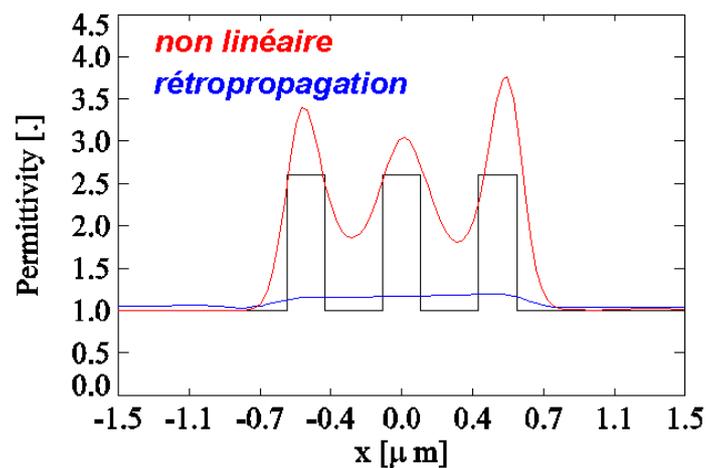


Figure 3.21. Profils de permittivité relative selon la ligne de coupe indiquée dans la figure 3.20 : en bleu l'estimée initiale par rétropropagation, en rouge le résultat du calcul itératif, en trait noir le profil réel

Nous constatons que le calcul non itératif par rétropropagation ne permet pas de distinguer entre elles les trois pistes de l'échantillon de la figure 3.19, alors que nous sommes capables de distinguer les pistes après la mise en œuvre de l'algorithme itératif qui tient compte de la diffusion multiple. Dans le cas de l'échantillon de la figure 3.19, le résultat nous indique que notre montage et la reconstruction itérative au-delà de l'hypothèse de Born nous permettent de distinguer des objets séparés d'une demi-longueur d'onde. Cela signifie que nous avons atteint une résolution comparable à celle des microscopes optiques classiques, qui est déterminée par le critère de Rayleigh.

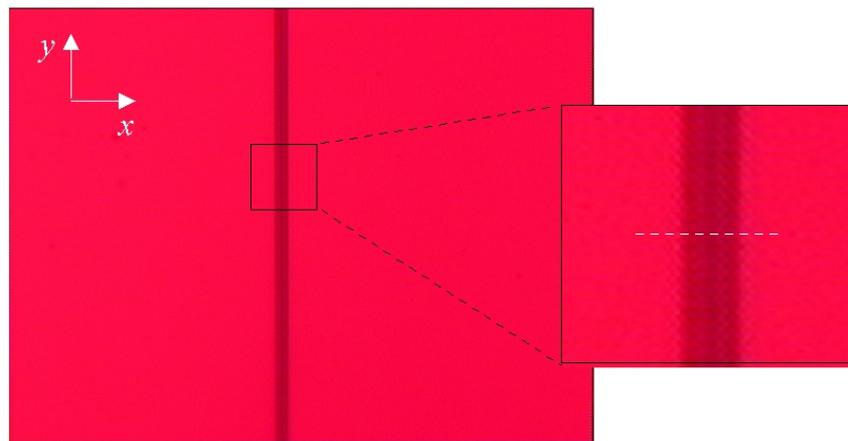


Figure 3.22. Image de l'échantillon de la figure 3.19 obtenue en espace direct de notre montage en éclairant par la lumière rouge incohérente

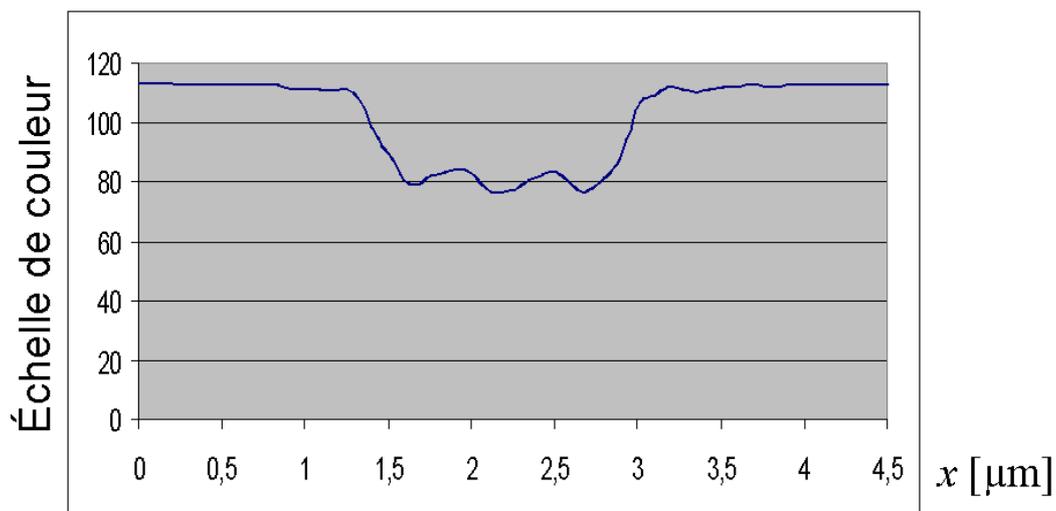


Figure 3.23. Profil de brillance de la figure 3.22 selon la ligne à tirets blanche (selon l'axe x)

Coupe AFM

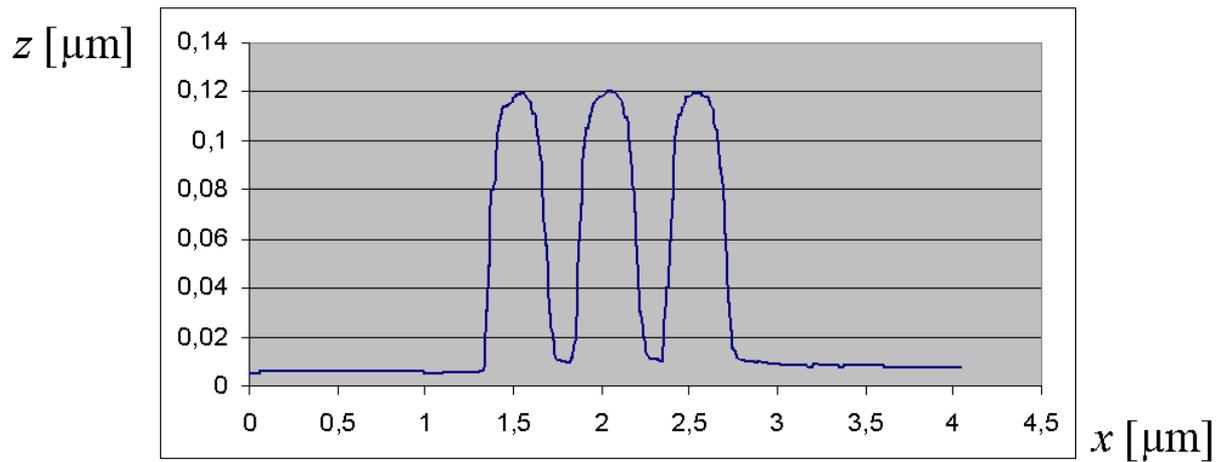


Figure 3.24. Coupe selon l'axe x de l'échantillon de la figure 3.19 du profil de hauteur mesuré par un microscope à force atomique

Dans le cas de l'échantillon de la figure 3.19, la figure 3.23 nous indique que dans l'image fournie par la microscopie optique en espace direct les trois pistes fusionnent et il est déjà presque impossible de les distinguer entre elles, idem pour la rétropropagation (figure 3.21), alors que le calcul itératif permet toujours de distinguer les trois pistes.

Le troisième échantillon que nous avons testé est présenté par la figure 3.25. Il s'agit de trois pistes séparées de 300 nm, de 110 nm de hauteur, et cette fois-ci leur largeur est seulement de 100 nm. Nous donnons ensuite les mêmes types de figures que précédemment.

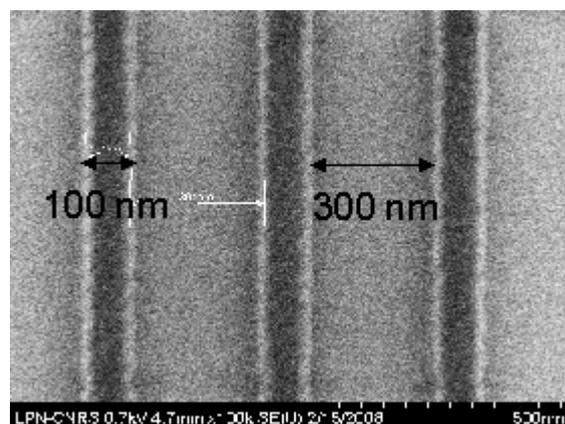


Figure 3.25. Échantillon formé de trois pistes identiques : hauteur de 110 nm, largeurs de 100 nm, séparation de 300 nm

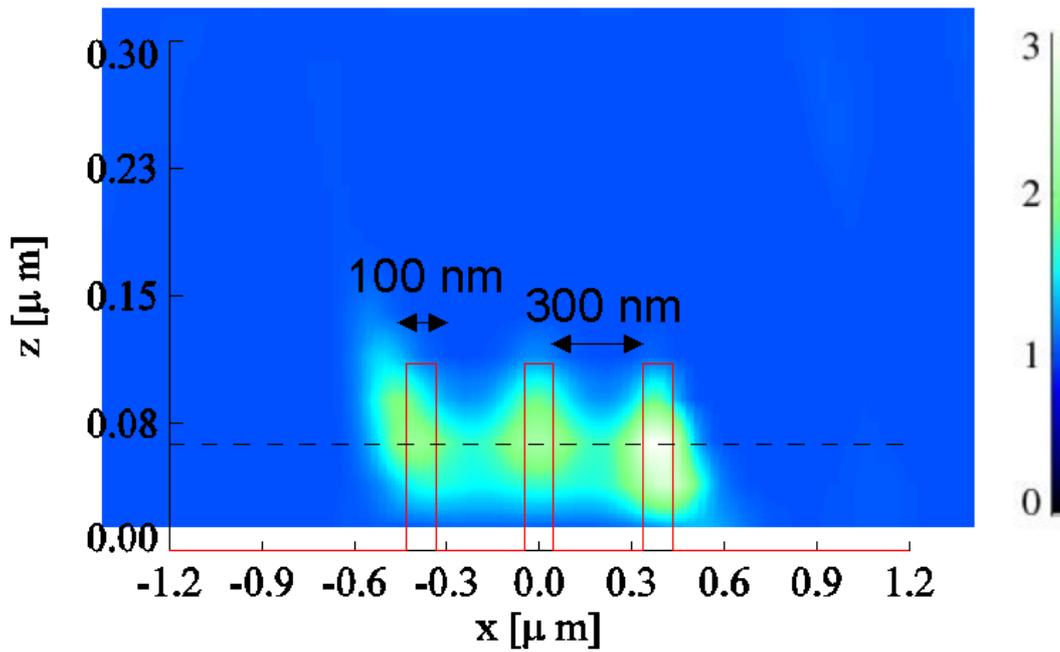


Figure 3.26. Reconstruction de l'échantillon de la figure 3.25 : carte de permittivité relative (reconstruction à partir de 10 incidences)

Coupe de la permittivité selon l'axe x

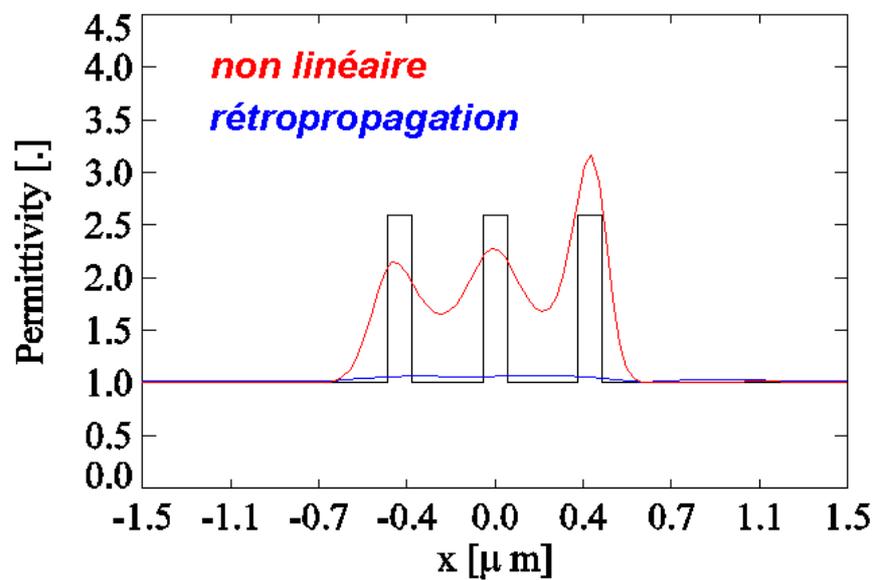


Figure 3.27. Profils de permittivité relative selon la ligne de coupe indiquée dans la figure 3.26 : en bleu l'estimée initiale par rétropropagation, en rouge le résultat du calcul itératif, en trait noir le profil réel

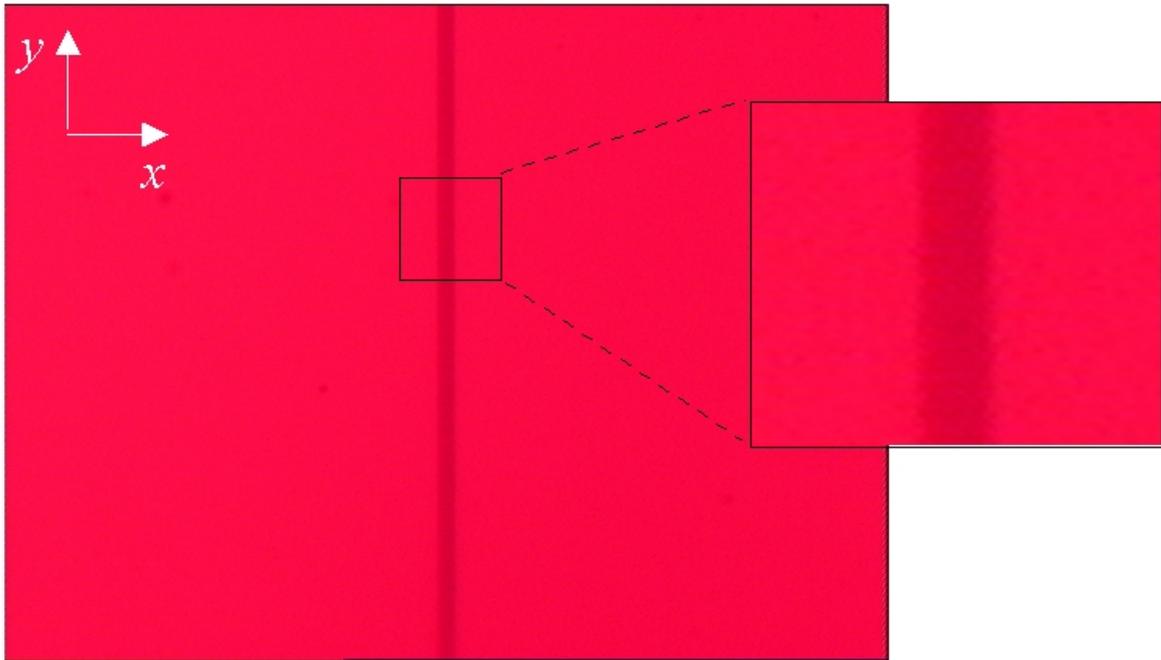


Figure 3.28. Image de l'échantillon de la figure 3.25 obtenue en espace direct de notre montage en éclairant par la lumière rouge incohérente

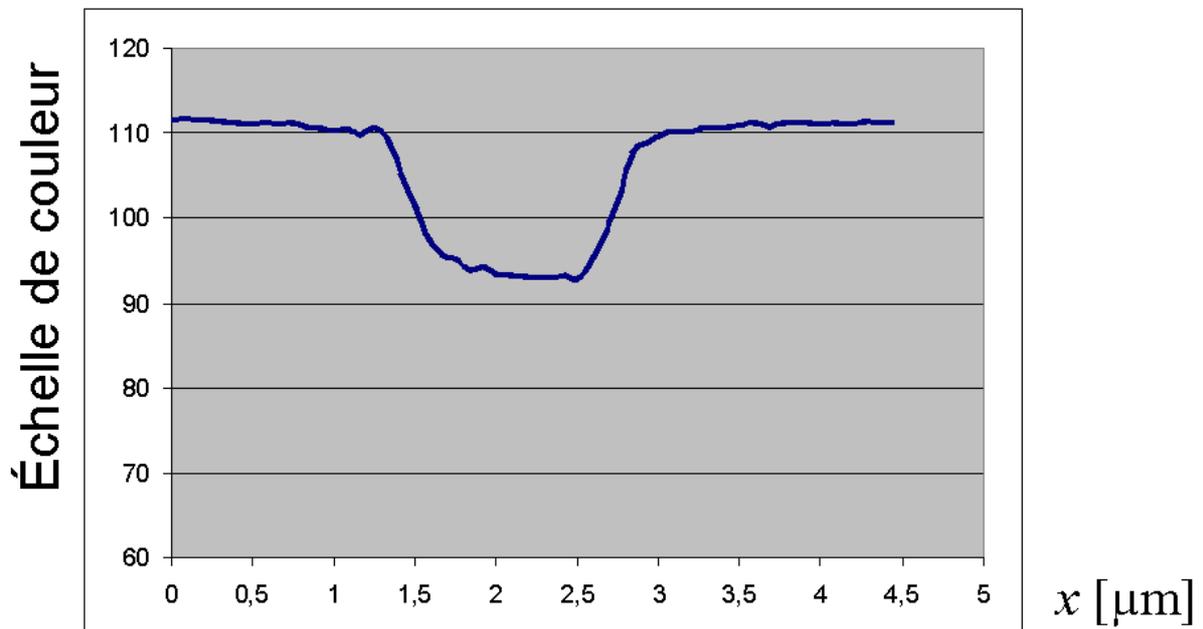


Figure 3.29. Profil de brillance de la figure 3.28 selon la ligne à tirets blanche (selon l'axe x)

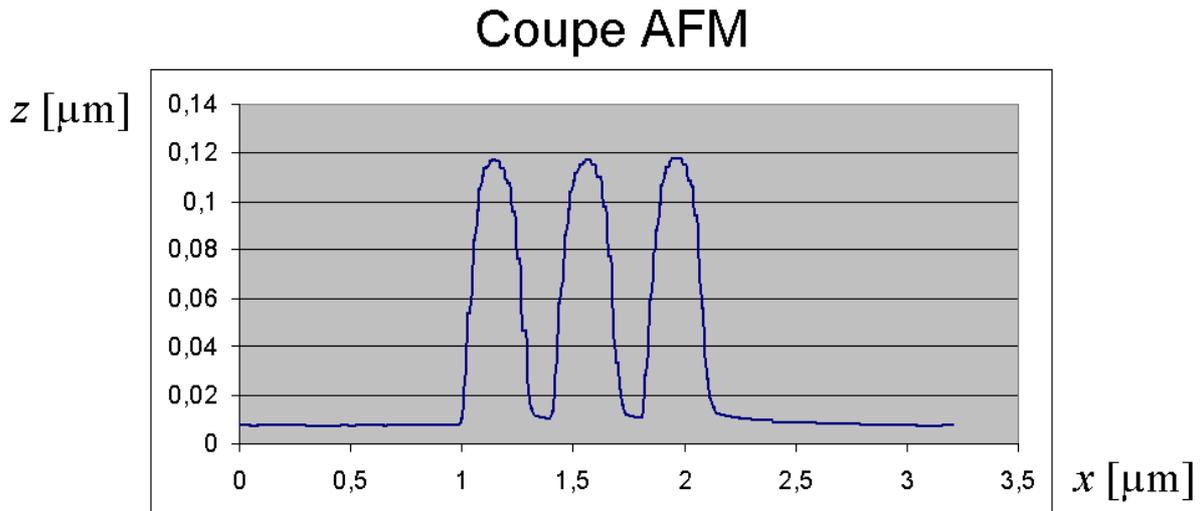


Figure 3.30. Coupe selon l'axe x de l'échantillon de la figure 3.25 du profil de hauteur mesuré par un microscope à force atomique

Dans le cas de l'échantillon de la figure 3.25, où la largeur des pistes n'est que de 100 nm, ni la rétropropagation, ni la microscopie optique classique ne distinguent pas les trois pistes, alors qu'il est toujours possible de les distinguer dans le résultat du calcul itératif, même si la variation de la permittivité entre les pistes et les espaces entre elles est déjà moins bien reconstruite que pour le premier des trois échantillons.

Sur cette série d'échantillons, nous venons de démontrer que la reconstruction par le calcul itératif présente un meilleur pouvoir de résolution que la microscopie optique classique et la rétropropagation seule.

3.2.4 *Conclusions et remarques*

Dans le dernier paragraphe, nous allons résumer les résultats majeurs que nous avons tirés des expériences décrites ci-dessus.

Premièrement, nous pouvons constater que la tomographie optique de diffraction présente une bonne résolution selon l'axe z , compte tenu des différences visibles entre les reconstructions des pistes de 140 nm de haut et de 110 nm de haut. Ce résultat remarquable est à mettre au crédit de la mesure de la phase du champ diffracté et de la configuration en réflexion de notre système. Il faut noter que, si des profilomètres basés sur des mesures

interferométriques affirment présenter des résolutions axiales inférieures à 10 nm, cela ne peut en aucun cas s'appliquer à des objets dont les dimensions transverses sont inférieures à un quart de la longueur d'onde incidente comme dans nos exemples. De plus, aucun profilomètre n'est capable de faire des mesures correctes sur des échantillons transparents déposés sur un substrat fortement réfléchissant.

Deuxièmement, après avoir effectué la reconstruction par la méthode d'inversion itérative, nous observons que la valeur de la permittivité des pistes a été à peu près retrouvée. Il est donc possible avec notre technique d'obtenir une information sur la nature et la composition de l'échantillon.

Troisièmement, nous avons constaté que la résolution selon l'axe x de notre système d'imagerie est meilleure que celle obtenue sous l'éclairement incohérent par la microscopie classique (figures 3.16, 3.22, 3.28). Nous obtenons une résolution meilleure que celle fixée par le critère d'Abbe qui s'applique à la microscopie classique. Le critère d'Abbe est une façon de définir la résolution en assimilant l'objet à une structure périodique (réseau) de diffraction. Pour pouvoir caractériser le réseau à l'aide du champ électromagnétique incident dont la longueur d'onde est λ , il faut qu'au moins les ordres ± 1 soient propagatifs, ce qui implique pour la période d de ce réseau la condition $d \geq \lambda/2NA$. Cela signifie, selon Abbe, que deux objets ne peuvent pas être résolus si la distance entre eux est inférieure à $\lambda/2NA$. Dans notre cas, le critère d'Abbe correspond à une distance de 500 nm. Or, nous avons été capable de distinguer trois pistes dont les distances centre à centre étaient de 400 nm (et les interdistances bord à bord de 300 nm).

Ces premiers résultats expérimentaux permettent, à notre avis, de montrer clairement le potentiel de l'imagerie quantitative par tomographie de diffraction.

Conclusion et perspectives

L'objectif de cette thèse à dominante expérimentale était de démontrer l'intérêt de l'imagerie quantitative par tomographie optique de diffraction.

À l'aide d'un montage interférométrique soigneusement calibré et corrigé, nous avons été capable de mesurer des champs diffractés par des échantillons connus éclairés sous plusieurs incidence. Nous avons obtenu un bon accord avec les champs calculés. La difficulté de la mesure de phase du champ diffracté pour différents angles d'incidence a été résolue grâce à une technique de normalisation utilisant la valeur théorique du champ spéculaire réfléchi.

Nous avons ensuite testé notre système d'imagerie sur des surfaces rugueuses homogènes bi-dimensionnelles. Pour cela, nous avons proposé un algorithme d'inversion très simple basé sur une transformée de Fourier inverse permettant de retrouver le profil de la surface à partir des valeurs complexes du champ diffracté. Des résultats encourageants ont été obtenus même si la grossièreté du modèle utilisé pour décrire la diffraction par la surface a limité la précision des dimensions mesurées.

Nous avons enfin étudié des échantillons hétérogènes présentant un axe d'invariance. Dans ce cas, nous avons utilisé un algorithme d'inversion sophistiqué, basé sur une modélisation rigoureuse du champ diffracté, pour retrouver la carte de permittivité de l'échantillon à partir du champ diffracté. Nous avons obtenu une résolution transverse meilleure que celle donnée par le critère d'Abbe et meilleure que celle obtenue avec un microscope optique classique à éclairement incohérent. Cette performance est à mettre au crédit de la synthèse d'ouverture (éclairage par plusieurs angles d'incidence) inhérent à la technique de tomographie. Nous avons aussi observé une résolution axiale remarquable (de

l'ordre de quelque dizaines de nanomètres). Ce résultat provient de notre configuration en réflexion, particulièrement bien adapté à la mesure de hauteur de profil lorsqu'il est couplé à un montage interférométrique, et de notre technique d'inversion qui prend en compte la présence du substrat fortement réfléchissant et ne fait aucune approximation dans le calcul du champ diffracté. Enfin, nous avons estimé correctement la permittivité d'échantillons fortement diffractants. Cette bonne estimation est due à l'utilisation d'une méthode d'inversion non linéaire qui peut prendre en compte la présence de diffusion multiple. Il est à noter que la présence et la prise en compte de la diffusion multiple permet, dans certains cas, d'obtenir des images présentant une meilleure résolution que celle donnée par une analyse basée sur la diffusion simple. Nous avons analysé la problématique de la résolution et de la diffusion multiple dans notre article [Sentenac 2007]. Cet article est reproduit dans l'Annexe A4.

Il ressort de notre étude que la tomographie optique par diffraction couplée à un algorithme d'inversion sophistiqué est un outil très intéressant pour obtenir des informations quantitatives sur la forme et la nature d'un échantillon hétérogène. A notre avis, il n'existe pas d'autres systèmes d'imagerie optique analogique permettant d'obtenir ce genre d'informations avec une telle résolution (transverse et axiale).

L'étude que nous avons menée pourra se poursuivre dans de nombreuses directions. On pourra dans un premier temps valider la technique avec des échantillons composites présentant différents domaines de permittivité et adapter le montage pour étudier des échantillons sans axe d'invariance (échantillons « 3D »). La difficulté pressentie sera alors d'améliorer le rapport signal sur bruit lorsque les objets sont très petits devant la longueur d'onde. Nous envisageons aussi d'étudier des surfaces rugueuses aléatoires. Dans ce cas, la difficulté résidera dans la technique d'inversion qui devra reconstruire un profil étendu à partir du champ diffracté. Le nombre d'inconnues sera alors très important. Enfin, nous comptons aussi améliorer la résolution en utilisant un objectif à immersion et en éclairant l'échantillon en réflexion totale interne [Belkebir 2005 (2), Chaumet 2004] ou en déposant les échantillons sur un réseau sub-longueur d'onde [Sentenac 2006, Chaumet 2005, Sentenac 2008].

Ces perspectives très nombreuses montrent l'intérêt de l'imagerie quantitative utilisant le principe de la tomographie optique par diffraction. De manière plus générale, il est probable que l'utilisation d'algorithmes d'inversion élaborés, basés sur une modélisation

précise de l'interaction de l'onde avec l'objet permettra d'améliorer grandement les performances des systèmes d'imagerie optique analogiques (que ce soit des microscopes en champ proche, [Greffet 1996] ou en champ lointain comme ici). Ainsi, l'imagerie numérique paraît promise à un bel avenir, d'autant plus que les capacités de calculs des ordinateurs augmentent constamment.

Annexe A1 : Schéma des acquisitions

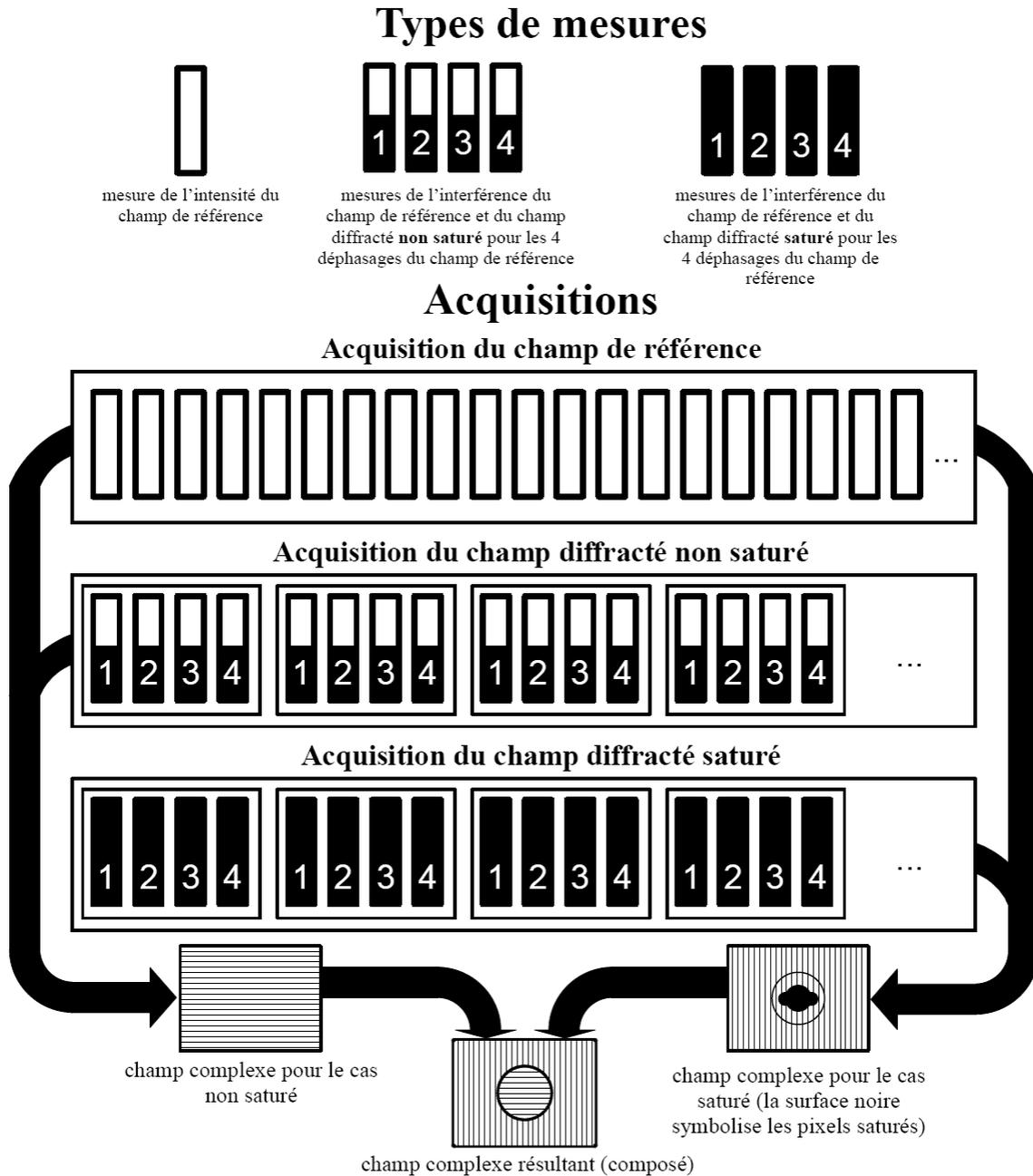


Figure A1.1. Schéma des mesures et raccords nécessaires pour obtenir le profil résultant du champ diffracté pour une incidence (l'acquisition du champ de référence s'effectue une seule fois, quel que soit le nombre d'incidences)

Annexe A2 : Construction et réglages du montage

Ici nous allons décrire un certain nombre de paramètres du montage qui doivent être réglés pour assurer sa performance optimale. En parlant des différents composants du montage, nous nous référons à la figure 2.2, qui les met en évidence.

A2.1 Dimensionnement du montage

Nous allons commencer par le dimensionnement du montage. Les dimensions du montage sont déterminées essentiellement par les distances focales des lentilles. En ce qui concerne les lentilles L1 et L2, elles doivent former un système qui élargit le faisceau d'un facteur de 3 à 5, c'est pourquoi il est nécessaire d'avoir le rapport correspondant entre les distances focales des lentilles L2 et L1. La lentille L3 doit être la lentille de tube avec laquelle l'objectif de microscope OM1 est supposé fonctionner. La distance focale de la lentille L4 doit être la plus courte possible pour maximiser l'angle solide dans lequel cette lentille capte les ondes provenant de l'image intermédiaire de l'échantillon, mais en même temps sa distance focale doit être suffisante pour pouvoir installer le polariseur P3 et le cube C3 entre la lentille L4 et le diaphragme D2, où doit se trouver son foyer objet pour le champ diffracté.

Une partie importante du dimensionnement du montage consiste à assurer le meilleur accord entre les chemins optiques des deux voies entre la séparation du faisceau issu du laser et la superposition du champ diffracté avec le champ de référence. La somme du chemin optique du champ incident à partir du cube C1 jusqu'à l'échantillon et du chemin optique du champ diffracté à partir de l'échantillon jusqu'au cube C3 doit être aussi proche que possible du chemin optique du champ de référence entre les cubes C1 et C3, pour assurer le meilleur contraste dans la figure d'interférence. Il faut donc déterminer la longueur de la fibre optique qui sera utilisée pour le champ de référence. S'il n'est pas possible de choisir la longueur de la fibre, il faut assurer l'accord des chemins optiques en choisissant la position (selon l'axe optique passant par les miroirs MF et MT) du système formé par le cube C1, le polariseur P1, le modulateur de phase, l'élargisseur et l'objectif de microscope OM2, et éventuellement de petites corrections sont également possibles en faisant varier la longueur des tronçons de faisceau parallèle entre les composants de ce système. Le calcul des chemins optiques doit compter deux fois les tronçons où le champ se propage dans les deux sens – c'est le cas entre

le cube C2 et l'échantillon, où le champ incident se propage dans un sens et le champ diffracté dans l'autre sens. Il faut tenir compte de l'indice du milieu là où les champs se propagent dans le verre – ceci concerne non seulement la fibre optique, où nous calculons le chemin optique à partir de la longueur de la fibre et à partir de l'indice du verre, mais également les lentilles et cubes, où la contribution de chaque élément au chemin optique est estimée.

A2.2 Laser

Pour obtenir une figure d'interférence bien contrastée, la différence des deux chemins optiques doit être en valeur absolue inférieure à la longueur de cohérence du laser, ce qui conditionne le choix du laser. Dans la pratique, il n'est pas possible d'assurer une égalité très précise (au centimètre ou même au millimètre près) entre les deux chemins optiques, d'où découle la nécessité d'utiliser un laser avec une longueur de cohérence plus grande que juste quelques centimètres ; par exemple une diode laser avec une longueur de cohérence autour d'un millimètre ne conviendrait pas. Par contre, si la longueur de cohérence du laser est trop importante, nous constatons que même des faisceaux qui se réfléchissent sur les surfaces des cubes et lentilles (réflexion parasites) au lieu de parcourir tout le chemin optique envisagé, interfèrent avec le champ de référence et perturbent notre mesure. Pour cette raison, nous avons été amenés à remplacer le laser Nd:YAG doublé, que nous utilisions originalement, par un laser hélium-néon, qui avait une longueur de cohérence plus faible.

A2.3 Début de la construction, voie des champs incident et diffracté

Le montage a été réalisé sur une table optique avec un réseau régulier de trous permettant de visser les composants. La table était équipée de pieds pneumatiques pour atténuer les vibrations provenant du sol.

Si nous commençons à partir d'une table vide, le premier composant à monter est le laser, dont le faisceau sera ensuite utilisé pour l'alignement des autres composants. Le laser doit être monté de sorte qu'il délivre un faisceau parallèle à la surface de la table et à la hauteur correspondant à celle du centre d'un support de lentille monté sur un rail. S'il n'est pas possible de monter le laser directement dans l'axe par lequel doit passer le faisceau qui arrive sur le cube C1, nous le montons perpendiculairement à cet axe et nous utilisons un miroir fixe (mais réglable) MF pour diriger le faisceau dans la bonne direction.

Le faisceau doit coïncider avec une rangée de trous de la table. Pour assurer cette condition, nous utilisons une tige qui peut être soit vissée dans un trou de la table, soit dotée d'un cavalier et placée sur un rail. Nous réglons le faisceau de sorte qu'il arrive au même point de la tige quelle que soit la position de la tige le long de la trajectoire souhaitée du faisceau.

L'élément suivant à installer est le cube C1. Nous montons son support directement sur la table. Sa position le long du faisceau incident est déterminée par le dimensionnement du montage en égalisant les chemins optiques. Il doit se trouver au-dessus du trou qui est le plus proche de la position donnée par la nécessité de rendre les chemins optiques aussi proches que possible. Il doit être réglé de sorte que le faisceau réfléchi soit parallèle à la surface de la table et qu'il coïncide avec la rangée de trous perpendiculaire au faisceau qui arrive sur le cube C1. Nous y parvenons en faisant varier notamment les inclinaisons du cube à l'aide des vis sur la petite table sur laquelle le cube est posé, et éventuellement en translatant également le cube si le faisceau réfléchi est latéralement décalé.

De même, il est possible de régler également le cube C3, mais celui-ci doit être monté sur un rail. Nous appellerons ce rail C3L4 ; ce sera le rail qui tiendra le diaphragme D2, le polariseur P3, le cube L3, la lentille L4 et la caméra. Il doit être suffisamment long pour accueillir tous ces éléments, même si la lentille L5 est ajoutée selon la figure 2.4. Nous montons le rail sur la voie du faisceau, nous plaçons dessus le cube C3 sur un support avec un cavalier (à la position estimée du futur emplacement du cube C3) et nous alignons le cube de sorte que le faisceau réfléchi se superpose avec une rangée de trous perpendiculaire au rail. Ensuite nous démontons le rail de la table.

Le miroir tournant MT doit être monté sur des platines de translation permettant de le déplacer dans les deux directions horizontales. Nous positionnons les deux moteurs du miroir approximativement au milieu entre les positions extrêmes et nous plaçons le miroir à sa place prévue dans le dimensionnement de sorte que le faisceau incident arrive au centre du miroir et qu'il se réfléchisse au moins approximativement suivant une rangée de trous (juste comme celui qui se réfléchit sur le cube C1). En translatant le miroir et en pilotant ses moteurs, nous trouvons la position exacte du miroir pour laquelle le faisceau réfléchi est parallèle à la surface de la table et coïncide avec la rangée de trous sélectionnée. Ensuite nous notons les positions des moteurs pour être capables de restaurer cet état ultérieurement.

Maintenant que nous avons un faisceau réfléchi par le miroir tournant et que ce faisceau est bien aligné, nous faisons une marque sur un mur, un rideau, une armoire etc. Nous plaçons sur la voie de ce faisceau un élargisseur de faisceau de sorte que le faisceau élargi soit centré sur la marque et de sorte qu'il soit aussi centré sur la sortie de l'élargisseur. Nous montons sur cette voie, devant l'élargisseur, le rail qui servira de support pour les lentilles L1, L2, le diaphragme D1 et le cube C2 (rail L1L2D1C2). Nous plaçons la lentille L1 sur le rail, à l'extrémité proche de l'élargisseur. Le faisceau doit passer par le centre de cette lentille. Nous ajoutons la lentille L2 et nous trouvons sa position pour qu'il en ressorte un faisceau parallèle, centré sur la marque. Nous vissons sur le rail un cavalier de sorte qu'il touche à celui de la lentille L1, et nous enlevons la lentille L1. Nous plaçons le diaphragme D1 sur le rail avec le trou diminué à sa taille minimale et nous trouvons la position du trou où la partie la plus étroite du faisceau passe par le trou sans être diaphragmée. Nous remettons la lentille L1 à sa place et nous enlevons le cavalier auxiliaire et l'élargisseur.

Maintenant nous connaissons les positions des éléments L1, L2 et D1 l'un par rapport à l'autre. L'étape suivante consiste à déterminer leur position par rapport au miroir tournant MT. Nous voulons que le foyer objet de la lentille L1 se trouve sur le miroir tournant et que le miroir soit conjugué avec le diaphragme D1. Pour cette raison, il faut faire en sorte que toujours la même zone sur le diaphragme D1 soit éclairée si nous faisons varier l'inclinaison du miroir tournant MT. Nous imposons au miroir un mouvement périodique et nous glissons le rail avec les éléments L1, L2 et D1 pour trouver la position où l'amplitude du mouvement de la tache lumineuse sur le diaphragme est minimale. Après avoir trouvé cette position optimale, nous fixons le rail pour qu'il ne puisse plus se déplacer.

Le rail L1L2D1C2 est maintenant à sa bonne position. L'étape suivante consiste à rajouter dessus le cube C2. Pour cela, nous marquons les positions des éléments L1, L2 et D1 avec des cavaliers et nous les enlevons du rail. Nous plaçons le cube C2 sur le rail L1L2D1C2 de sorte qu'il réfléchisse le faisceau suivant la rangée de trous sur laquelle est monté le rail C3L4, mais dans la direction opposée. À l'aide de la tige, nous ajustons le cube de sorte que le faisceau qui est réfléchi sur le cube C2 tire droit suivant cette rangée de trous – c'est-à-dire dans le plan vertical passant par cette rangée et en même temps parallèlement à la table. Nous faisons une marque sur le mur pour marquer le point où le faisceau arrive lorsqu'il tire droit. Nous remettons les lentilles et le diaphragme D1 à leurs places.

Après la réflexion sur le cube C2, le faisceau incident doit entrer dans le microscope confocal formé par la lentille de tube L3 et l'objectif de microscope OM1. Ce système sera monté sur le rail OM1L3. Nous allons maintenant décrire la préparation de ce rail. Ce rail se monte sur la même rangée de trous que le rail C3L4, mais de l'autre côté par rapport au rail L1L2D1C2. Nous plaçons la lentille L3 à l'extrémité proche du cube C2. Nous réglons la position transverse de la lentille L3 de sorte que le faisceau divergent soit centré sur la marque. Nous marquons avec des cavaliers les positions des lentilles L1 et L2, puis nous les enlevons. Nous vérifions que le faisceau qui passe le long du rail L1L2D1C2 arrive à la marque correspondante sur le mur ou rideau. Nous montons l'élargisseur entre le miroir tournant et le rail L1L2D1C2 ou sur ce rail. Nous vérifions que le faisceau élargi arrive aussi sur la même marque. Nous remettons L2 à sa place et nous glissons le rail OM1L3 avec L3 montée dessus ou la lentille L3 seule pour trouver la position de L3 où le faisceau qui arrive parallèle sur L2, après avoir passé par D1, C2 et L3, est de nouveau parallèle à la sortie de L3 et centré sur la marque qui a été précédemment faite dans le prolongement du rail OM1L3. Nous ajoutons la lentille L1 et l'objectif OM1 et nous trouvons la position de cet objectif de sorte que la divergence du faisceau sortant soit minimale et que le faisceau sortant soit centré sur la marque.

Dans l'étape suivante, nous mettrons en place le diaphragme D2, le polariseur P3 et la lentille L4. Pour cela nous avons besoin d'un réseau de diffraction monté sur un support qui permet de régler son inclinaison par rapport aux deux axes horizontal et vertical dans son plan. Nous plaçons ce réseau de diffraction devant l'objectif OM1 et nous réglons la position sur le rail et son inclinaison de sorte que le faisceau spéculaire et les autres ordres de diffraction visibles se rejoignent dans l'ouverture du diaphragme D1. Nous assurons ainsi que le réseau se trouve dans le plan focal de l'objectif OM1 parallèlement à l'axe optique. Nous plaçons maintenant le diaphragme D2 sur le rail C3L4 entre les cubes C2 et C3 et réduisons la taille de son trou au minimum. Nous trouvons le point de focalisation du faisceau spéculaire réfléchi et ajustons la position transverse du diaphragme de sorte que ce point de focalisation se trouve dans le trou. Cela signifie que le faisceau spéculaire et les ordres de diffraction visibles doivent se rejoindre dans l'ouverture du diaphragme D2 juste comme dans celle du diaphragme D1. Nous marquons sur le mur la position du faisceau qui sort du diaphragme D2. Nous plaçons le polariseur P3, orienté verticalement, entre le diaphragme D2 et le cube C3.

Enfin, nous installons la lentille L4 sur le rail C3L4 après le cube C3 et ajustons la position pour qu'il en ressorte un faisceau parallèle centré sur la marque.

Nous montons la caméra comme le dernier élément de la rangée d'éléments sur le rail C3L4. Nous ajustons la position transverse de la caméra pour que la figure de diffraction se trouve sur le capteur de la caméra. Nous visualisons l'image captée par la caméra sur l'ordinateur et nous ajustons la position longitudinale de la caméra pour que la figure de diffraction devienne nette. Nous mettons des densités sur la voie du faisceau incident pour éviter la saturation de la caméra.

A2.4 Voie du champ de référence

Maintenant nous allons décrire la procédure de la construction de la voie de référence. Nous commençons par faire une marque sur un rideau ou sur un papier à l'endroit où arrive le faisceau réfléchi par le cube C1. Nous plaçons le modulateur sur la voie de ce faisceau et devant lui le polariseur P1 orienté selon le besoin du modulateur. Il faut aligner le modulateur pour que le faisceau passe au mieux, et fixer son support à la table. Ensuite nous plaçons l'élargisseur après le modulateur, nous l'alignons pour que le faisceau élargi soit centré sur la marque, et nous vissons l'élargisseur à la table. Nous ajoutons l'objectif de microscope OM2 et nous le vissons aussi à la table. Le faisceau après l'objectif devrait aussi être centré sur la marque. Nous montons les extrémités des fibres dans les supports de fibre. Nous plaçons le support qui est adapté à être monté sur la table, après l'objectif OM2, et nous alignons l'entrée de la fibre, à l'aide de translations selon les trois axes, avec le point de focalisation du faisceau, pour que le maximum de puissance lumineuse passe par la fibre. Nous montons un rail court (le « rail fibre ») à côté du rail C3L4 perpendiculairement à lui au niveau du cube C3 du côté du cube C1. Nous rajoutons dessus le support avec l'autre extrémité de la fibre. Pour la suite, il faut marquer la position de la caméra avec un cavalier auxiliaire et démonter la caméra, et également bloquer le faisceau incident quelque part entre le cube C1 et l'échantillon de sorte que seul le champ de référence arrive au cube C3, et marquer sur un bout de papier la taille de la tache lumineuse du champ de référence juste après la lentille L4. Nous trouvons la position du support sur le rail fibre pour laquelle le faisceau de référence après la lentille L4 est parallèle et la tache lumineuse a la même taille également à la distance maximale possible de la lentille L4. Nous remettons la caméra à sa place.

A2.5 Adaptation du montage pour l'observation de l'espace direct

Nous venons de décrire les étapes principales de la construction du montage. Ensuite il est utile d'adapter le montage également à notre besoin d'observer l'espace direct sur la caméra, c'est-à-dire voir sur la caméra directement l'échantillon au lieu de son champ diffracté (espace de Fourier). Pour cela, il faut marquer la position de la caméra que nous avons trouvée pour l'observation de l'espace de Fourier, enlever la caméra et rajouter sur le rail C3L4 une lentille convergente supplémentaire L5 de sorte qu'elle forme un système confocal avec la lentille L4. Ensuite nous rajoutons sur le rail la caméra de sorte que son capteur d'image se trouve dans le plan focal image de la lentille L5. Nous réglons la position de la caméra pour voir net les deux diaphragmes si nous les réglons à une taille convenable, notamment le diaphragme D2. Nous marquons avec des cavaliers les positions de la lentille L5 et de la caméra pour cette configuration.

A2.6 Préparation d'une acquisition

Avant de décrire la démarche à suivre pour préparer une acquisition, nous allons dire quelques remarques à propos de la caméra, qui nous servira pour la prise des images. Il faut utiliser une caméra avec un accès direct au capteur d'image, c'est-à-dire sans objectif et sans hublot devant le capteur. Sur un hublot on risquerait d'avoir des interférences parasites. En plus, la caméra doit être compatible avec le logiciel LabView, qui est utilisé pour le pilotage du montage et pour l'acquisition des données. Pour avoir dans les images numériques fournies par la caméra des valeurs proportionnelles à l'intensité du champ sur le capteur de la caméra, il est en plus souhaitable que la caméra n'ait pas de correction gamma et pas d'adaptation automatique du gain et du temps d'intégration.

Avant de pouvoir effectuer une acquisition, il convient au moins de temps en temps de vérifier le gonflage des pieds de la table et également certains réglages. Premièrement, nous vérifions le centrage des diaphragmes D1 et D2 l'un par rapport à l'autre et celui du diaphragme D2 par rapport au faisceau spéculaire pour le cas où le faisceau est envoyé par le miroir tournant exactement dans l'axe optique (incidence axiale). Deuxièmement, nous vérifions le centrage des faisceaux spéculaire et de référence après le cube C3 : il faut que les deux champs donnent des traces circulaires concentriques et centrées par rapport à l'axe

optique (ceci se vérifie à l'aide d'une tige montée sur un cavalier et posée à différents emplacements sur le rail C3L4 après la lentille L4) sur une feuille de papier à toute distance après la lentille L4 lorsque la caméra est provisoirement enlevée. Troisièmement, dans l'espace direct nous vérifions que la trace du champ de référence sur la caméra est bien focalisée, car dans cette configuration le plan du capteur de la caméra doit être conjugué avec la sortie de la fibre optique qui amène le champ de référence. En plus, cette trace doit se superposer avec le centre commun des images des deux diaphragmes.

Nous nous servons de cette adaptation du montage pour mettre en place l'échantillon : quand nous voyons net les diaphragmes (surtout le diaphragme D2, dont la taille de l'ouverture doit être inférieure à celle du diaphragme D1, car la zone observée doit être comprise dans la partie centrale de la zone éclairée de l'échantillon), nous ajustons l'échantillon dans le plan focal de l'objectif OM1 pour qu'il devienne également net dans l'image donnée par la caméra. Pour qu'il soit possible de faire cela, l'échantillon est monté sur un support qui permet de le déplacer avec précision selon les trois axes. Remarquons qu'il convient de vérifier également le centrage des diaphragmes l'un par rapport à l'autre de sorte que leurs images sur la caméra soient concentriques, et de placer l'échantillon de sorte qu'il soit centré par rapport aux diaphragmes et par rapport à la trace du champ de référence dans l'espace direct.

Un autre critère pour vérifier le centrage de la sortie de la fibre optique consiste à observer dans l'espace de Fourier la superposition du faisceau spéculaire réfléchi avec le champ de référence lorsque le faisceau spéculaire ne s'écarte pas de l'axe optique. Il faut sélectionner l'atténuation du champ incident de manière à obtenir un bon contraste des franges d'interférence. Ces franges doivent avoir la forme d'anneaux centrés sur la trace du faisceau spéculaire. Si ce n'est pas le cas, nous y parvenons en effectuant des déplacements transverses et éventuellement également des rotations de la sortie de la fibre optique.

Pour assurer que la caméra capte bien tout le signal utile, il est nécessaire de bien positionner la caméra avant l'acquisition. Nous procédons d'habitude de la façon suivante : Nous réglons le miroir tournant à la position pour laquelle le faisceau incident est dirigé suivant l'axe optique (incidence axiale). Nous bloquons le champ de référence et nous atténuons le champ incident de sorte que le faisceau spéculaire ne sature pas la caméra (dans ce cas il faut atténuer particulièrement fortement, typiquement de 60 dB). Nous dirigeons la caméra aussi parallèlement au rail C3L4 que possible et, en affichant sur l'ordinateur l'image

captée par la caméra dans l'espace de Fourier en temps réel et les coordonnées du pixel avec l'intensité maximale, nous décalons la caméra transversalement pour que le pixel avec l'intensité maximale soit celui que nous avons désigné comme celui qui se trouve au centre de la matrice de la caméra. Ensuite nous diminuons l'atténuation du faisceau incident pour être capable de mesurer l'intensité en dehors du pic spéculaire (nous pouvons nous permettre de saturer la caméra dans le pic spéculaire). Nous enregistrons le profil d'intensité sous la forme d'une matrice et nous repérons les bords de l'ouverture numérique.

Nous pouvons trouver que le pic spéculaire ne se trouve pas exactement au centre de l'ouverture numérique. Ceci est dû au fait de ne pas avoir positionné le plan de l'échantillon exactement perpendiculairement à l'axe optique. Dans ce cas, si le faisceau incident arrive jusqu'à l'échantillon dans l'axe optique (incidence axiale), il n'y arrive pas en incidence normale et le faisceau spéculaire réfléchi est dévié par rapport à l'axe optique, et l'incidence normale (perpendiculaire au plan de l'échantillon) est, par conséquent, différente de l'incidence axiale. La différence entre les incidences axiale et normale pour un échantillon incliné par rapport au plan perpendiculaire à l'axe optique est illustrée par la figure A2.1.

Sachant que les angles des faisceaux par rapport à l'axe optique au niveau du diaphragme D2 sont petits (quelques degrés), nous pouvons en déduire que le pixel où le faisceau spéculaire réfléchi aurait son maximum dans le cas de l'incidence normale se trouve au milieu entre le centre de l'ouverture numérique et le pixels où se trouve le maximum de

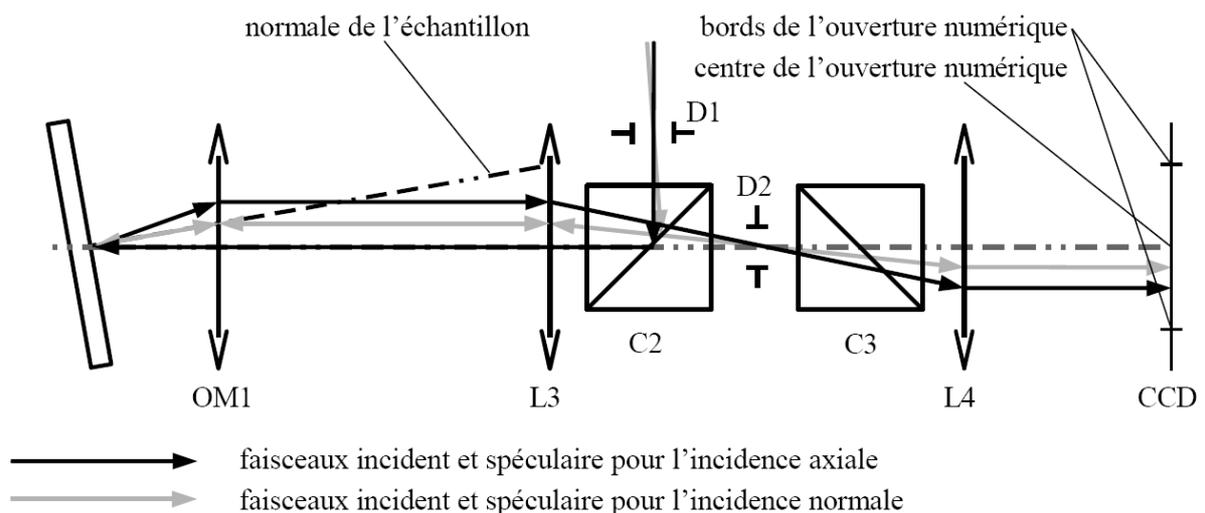


Figure A2.1. Différence entre les incidences axiale et normale

l'intensité du faisceau spéculaire pour l'incidence axiale. Ce pixel correspondant à l'incidence normale sera désigné comme l'origine des fréquences spatiales k_x, k_y dans l'espace de Fourier.

Toujours avec le champ de référence bloqué et en affichant les coordonnées du maximum de l'intensité sur la caméra, nous parcourons successivement toutes les incidences pour lesquelles nous voulons effectuer l'acquisition. Chaque incidence est établie en positionnant le pic spéculaire aux coordonnées calculées pour cette incidence à partir de l'origine des fréquences spatiales établie précédemment et à partir du calibrage du système, qui sera explicité plus tard. Chaque incidence correspond à une certaine paire de positions des moteurs du miroir tournant ; en parcourant les incidences avant l'acquisition, nous trouvons et mémorise dans l'ordinateur les positions des moteurs pour chaque incidence planifiée.

La dernière étape avant de pouvoir passer à l'acquisition elle-même est le choix des densités. Comme nous avons expliqué dans la section 2.2, il faut faire une acquisition non saturée et ensuite une acquisition saturée. Le choix des densités se fait pour l'incidence axiale ou normale avec le champ diffracté et le champ de référence arrivant simultanément à la caméra, positionnée dans l'espace de Fourier. Pour l'acquisition non saturée nous choisissons la plus petite valeur de l'atténuation pour laquelle le champ arrivant à la caméra n'est pas susceptible de la saturer, quel que soit le déphasage entre le champ diffracté et le champ de référence. Pour faire varier ce déphasage lors du choix des densités, il suffit d'agir avec une force variable sur une partie du montage (typiquement sur le rail OM1L3). Pour l'acquisition saturée, nous choisissons l'atténuation minimale pour laquelle nous ne saturons que le pic spéculaire et non pas les maxima secondaires du champ (nous avons la possibilité de voir quels pixels sont saturés) et pour laquelle, sauf dans le cas des échantillons à axe d'invariance, la saturation du pic spéculaire ne perturbe pas toute une colonne ou plusieurs colonnes de pixels de la caméra CCD (la perturbation se manifeste comme une colonne lumineuse passant par le pic spéculaire sur toute la hauteur de l'image).

Annexe A3 : Figures du calibrage en aberration

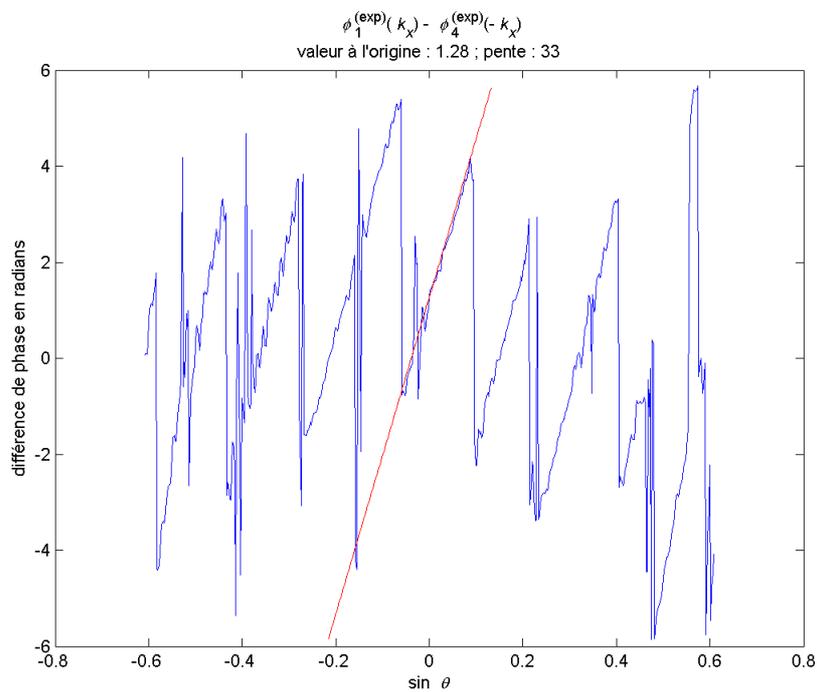


Figure A3.1. Différence des phases pour deux incidences symétriques, mise en évidence de l'inclinaison repérée

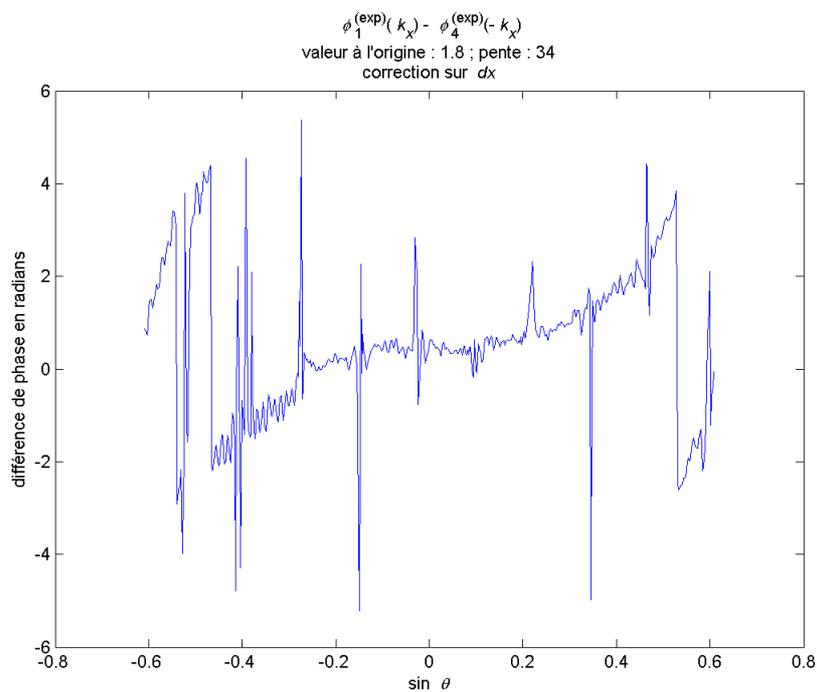


Figure A3.2. Différence des phases pour deux incidences symétriques après la compensation de l'inclinaison

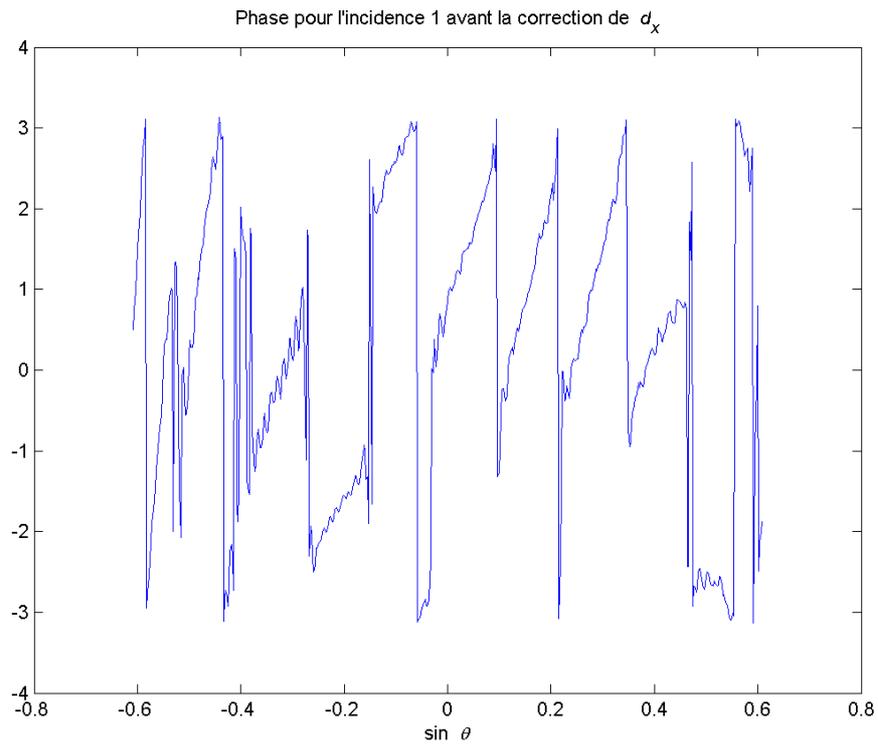


Figure A3.3. Phase du champ expérimental pour une incidence avant les corrections

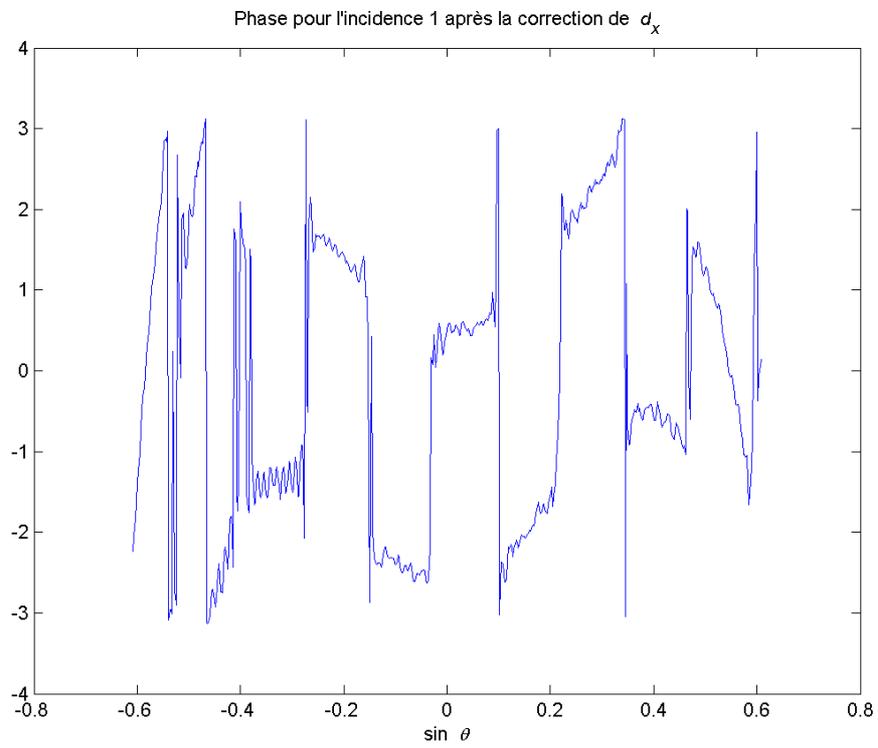


Figure A3.4. Phase du champ expérimental pour une incidence après la correction de d_x

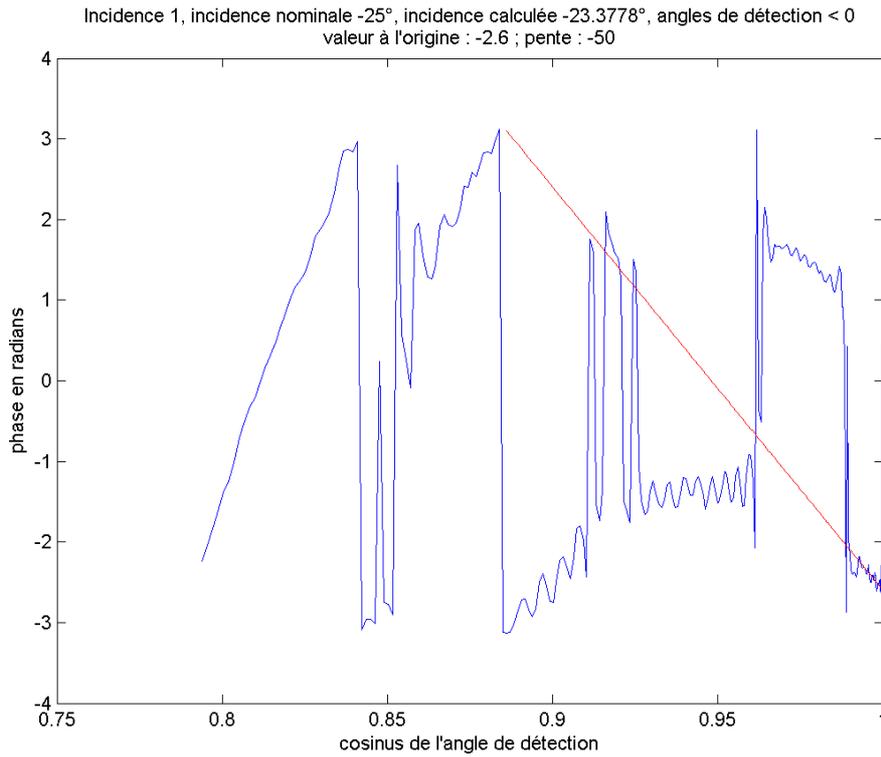


Figure A3.5. Recherche de l'inclinaison relative au décalage d_z dans le profil de phase après la correction du décalage d_x ; abscisse graduée en $\cos \theta$

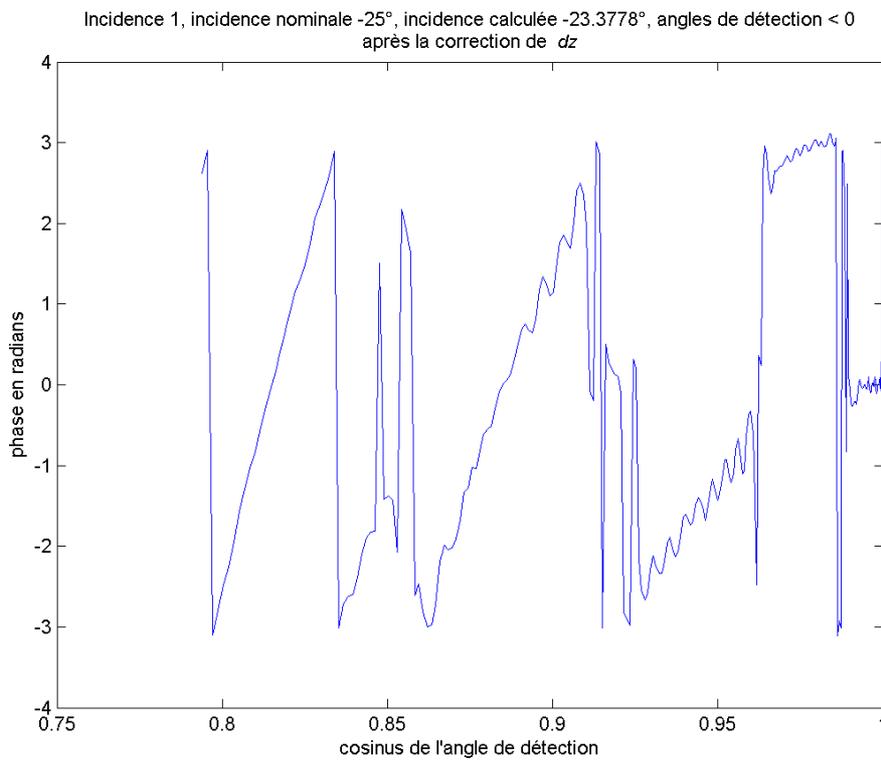


Figure A3.6. Profil de phase après la compensation de l'inclinaison due au décalage d_z ; abscisse graduée en $\cos \theta$

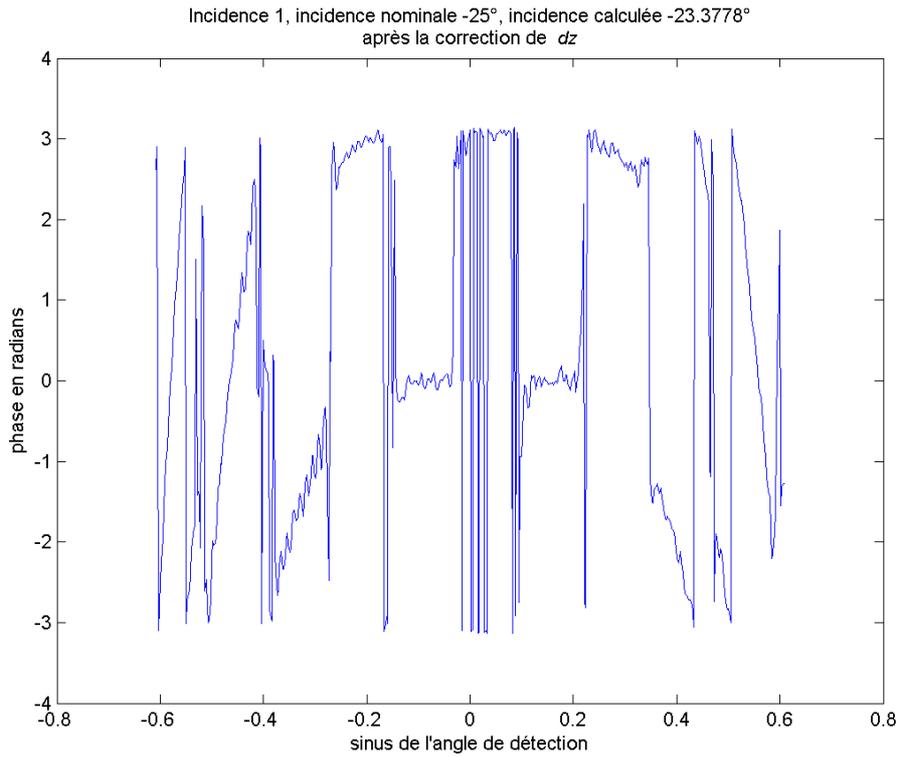


Figure A3.7. Profil de phase après la compensation de l'inclinaison due au décalage d_z ;
abscisse graduée en $\sin \theta$

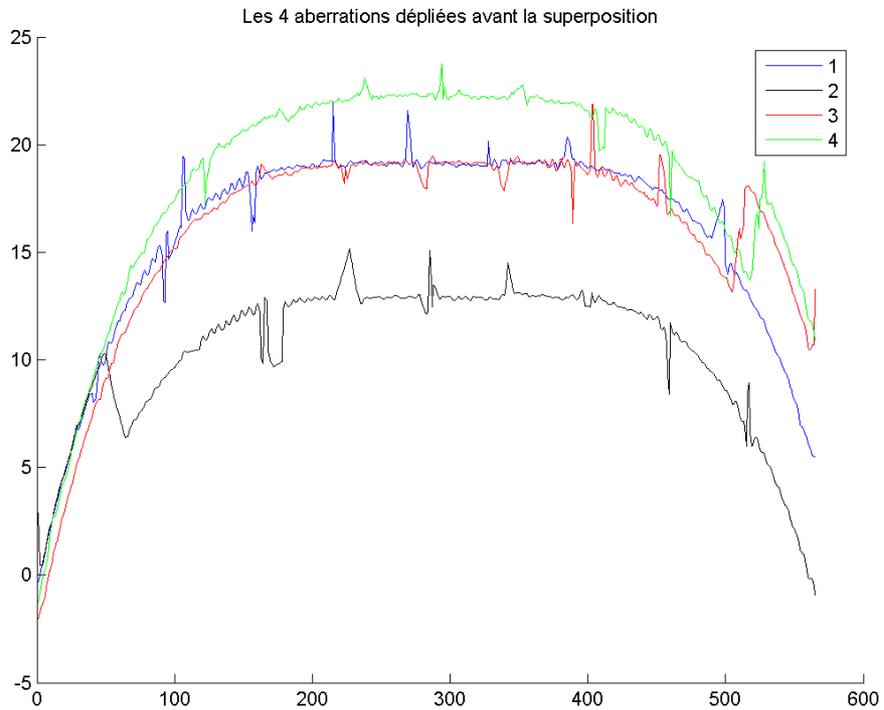


Figure A3.8. Profils d'aberration dépliés obtenus sur l'échantillon de référence
pour différentes incidences

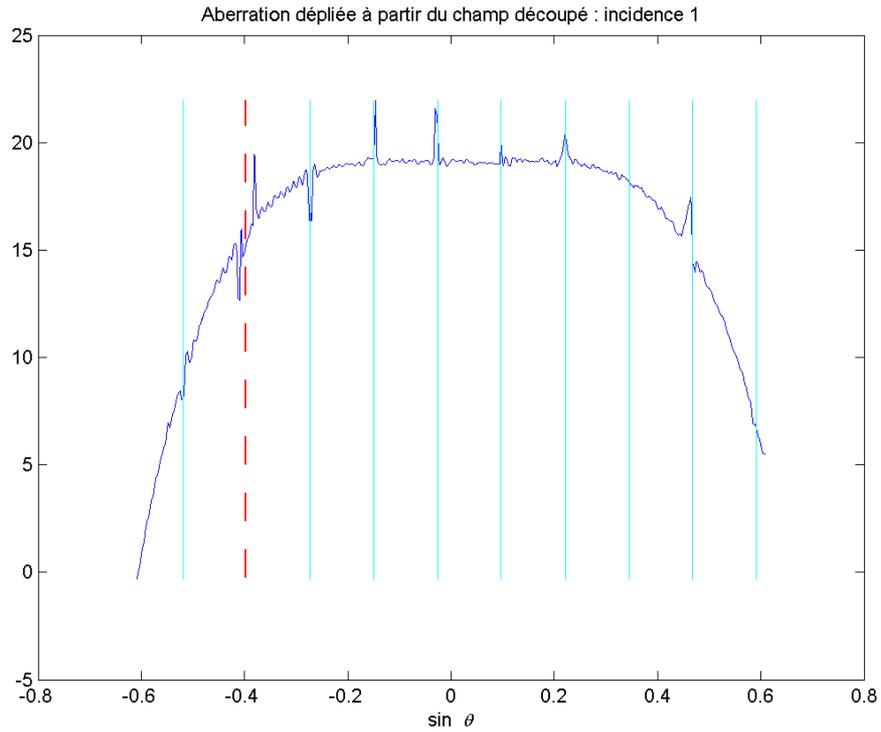


Figure A3.9. Profil d'aberration déplié sélectionné parmi toutes les incidences ; en bleu clair les positions des minima de l'intensité du champ diffracté ; la ligne à tirets rouge indique la position du spéculaire

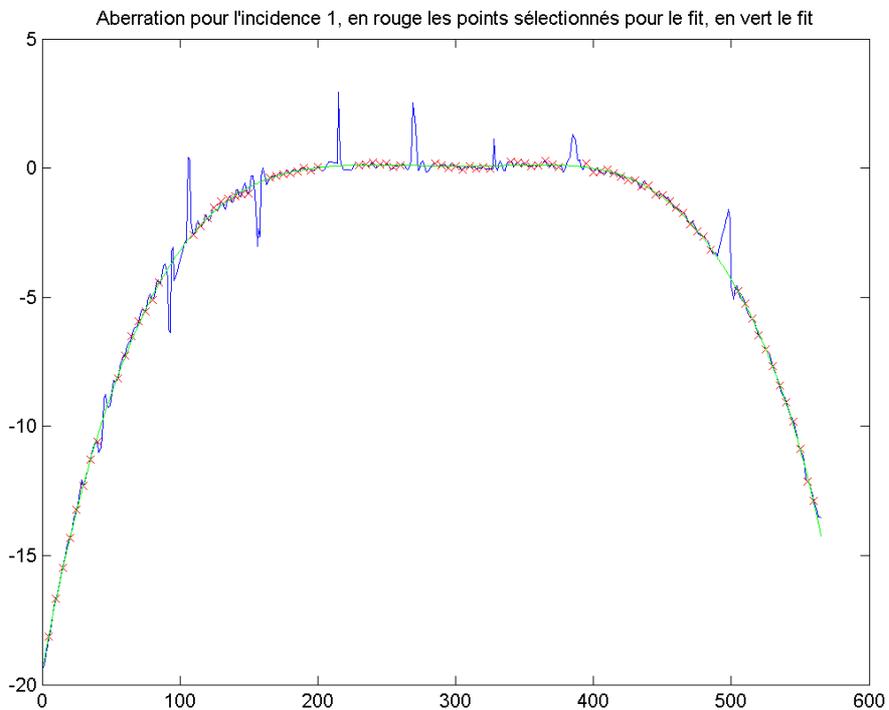


Figure A3.10. Élimination des perturbations dans le profil d'aberration par un ajustement

Annexe A4

Analyse de la résolution à l'aide de la borne de Cramér-Rao

Reproduction de l'article :

[Sentenac 2007] SENTENAC, Anne ; GUÉRIN, Charles-Antoine ; CHAUMET, Patrick C. ; DRSEK, Filip ; GIOVANNINI, Hugues ; BERTAUX, Nicolas ; HOLSCHNEIDER, Matthias. *Influence of multiple scattering on the resolution of an imaging system: a Cramér-Rao analysis*. Optics Express, Vol. 15, Issue 3, pages 1340 – 1347 (2007).

Bibliographie

72 références :

[Alexandrov 2006] ALEXANDROV, Sergey A. ; HILLMAN, Timothy R. ; GUTZLER, Thomas ; SAMPSON, David D. *Synthetic Aperture Fourier Holographic Optical Microscopy*. Physical Review Letters 97, 168102 (2006).

[Barty 1998] BARTY, A. ; NUGENT, K. A. ; PAGANIN, D. ; ROBERTS, A. *Quantitative optical phase microscopy*. Optics Letters, Vol. 23, No. 11, p. 817–819, June 1, 1998.

[Beckmann 1987] BECKMANN, Petr ; SPIZZICHINO, Andre. *The scattering of electromagnetic waves from rough surfaces*. Norwood, MA, Artech House, Inc., 1987.

[Belkebir 1997] BELKEBIR, K. ; KLEINMAN R. E. ; PICHOT, C. *Microwave imaging: Location and shape reconstruction from multifrequency scattering data*. IEEE Trans. Microwave Theory Tech. 45, p. 469–476 (1997).

[Belkebir 2000] BELKEBIR, K. ; BONNARD, S. ; PEZIN, F. ; SABOUROUX, P. ; SAILLARD, M. *Validation of 2D inverse scattering algorithms from multi-frequency experimental data*. J. Electromagnetic Waves Appl. 14, p. 1637–1667 (2000).

[Belkebir 2001] BELKEBIR, K. ; TIJHUIS, A. G. *Modified gradient method and modified Born method for solving a two-dimensional inverse scattering problem*. Inverse Problems 17, p. 1671–1688 (2001).

[Belkebir 2003] BELKEBIR, Kamal ; SENTENAC, Anne. *High-resolution optical diffraction microscopy*. Journal of the Optical Society of America, Vol. 20, No. 7, July 2003, p. 1223–1229.

[Belkebir 2005 (1)] BELKEBIR, Kamal ; CHAUMET, Patrick C. ; SENTENAC, Anne. *Influence of multiple scattering on three-dimensional imaging with optical diffraction tomography*. Journal of the Optical Society of America, 2005.

[Belkebir 2005 (2)] BELKEBIR, Kamal ; CHAUMET, Patrick C. ; SENTENAC, Anne. *Superresolution in total internal reflection tomography*. Journal of the Optical Society of America A, Vol. 22, No. 9, September 2005, p. 1889–1897.

[Binet 2002] BINET, Renaud ; COLINEAU, Joseph ; LEHUREAU, Jean-Claude. *Short-range synthetic aperture imaging at 633 nm by digital holography*. Applied Optics, Vol. 41, No. 23, 10 August 2002.

[Binnig 1983] BINNIG, G. ; ROHRER, H. ; GERBER, C. ; WEIBEL, E. *7 × 7 Reconstruction on Si(111) Resolved in Real Space*. Phys. Rev. Lett. 50, 120 (1983).

[Binnig 1986] BINNIG, G. ; QUATE, C. F. ; GERBER, C. *Atomic Force Microscope*. Physical Review Letters, Vol. 56, No. 9, 3 March 1986, p. 930–933.

[Blok 1995] BLOK, Hans ; ORISTAGLIO, Michael. *Wavefield imaging and inversion in electromagnetics and acoustics*. Delft : TU Delft, 1995.

[Caorsi 2004] CAORSI, S. ; MASSA, A. ; PASTORINO, M. ; RANDAZZO, A. *Electromagnetic detection of dielectric scatterers using phaseless synthetic and real data and the Memetic algorithm*. Technical Report DIT-04-066. University of Trento, Department Of Information And Communication Technology, August 2004.

[Carney 2004] CARNEY, P. S. ; FRAZIN, R. A. ; BOZHEVOLNYI, S. ; VOLKOV, V. S. ; BOLTASSEVA, A. ; SCHOTLAND, J. C. *Computational Lens for the Near Field*. Phys. Rev. Lett. 92 (2004).

[Charrière 2006] CHARRIÈRE, Florian ; MARIAN, Anca ; MONTFORT, Frédéric ; KÜHN, Jonas ; COLOMB, Tristan ; CUCHE, Étienne ; MARQUET, Pierre ; DEPEURSINGE, Christian. *Cell refractive index tomography by digital holographic microscopy*. Optics Letters, Vol. 31, No. 2, January 15, 2006, p. 178–180.

[Chaumet 2004] CHAUMET, Patrick C. ; BELKEBIR, Kamal ; SENTENAC, Anne. *Superresolution of three-dimensional optical imaging by use of evanescent waves*. Optics Letters, Vol. 29, No. 23, December 1, 2004.

[Chaumet 2005] CHAUMET, Patrick ; SENTENAC, Anne. *Numerical simulations of the electromagnetic field scattered by defects in a double-periodic structure*. Physical Review B 72, 205437 (2005).

[Chaumet 2007] CHAUMET, Patrick Christian. *Modélisation électromagnétique : applications à l'imagerie optique et aux forces optiques*. Habilitation à diriger les recherches. Spécialité : Physique. Marseille : Institut Fresnel, 2007.

[Choi 2007] CHOI, Wonshik ; FANG-YEN, Christopher ; BADIZADEGAN, Kamran ; OH, Seungeun ; LUE, Niyom ; DASARI, Ramachandra R. ; FELD, Michael S. *Tomographic phase microscopy*. Nature Methods, Vol. 4, No. 9, p. 717–719, September 2007.

[Colomb 2006 (1)] COLOMB, Tristan ; MONTFORT, Frédéric ; KÜHN, Jonas ; ASPERT, Nicolas ; CUCHE, Étienne ; MARIAN, Anca ; CHARRIÈRE, Florian ; BOURQUIN, Sébastien ; MARQUET, Pierre ; DEPEURSINGE, Christian. *Numerical parametric lens for shifting, magnification, and complete aberration compensation in digital holographic microscopy*. J. Opt. Soc. Am. A, Vol. 23, No. 12, p. 3177–3190, December 2006.

[Colomb 2006 (2)] COLOMB, Tristan ; CUCHE, Étienne ; CHARRIÈRE, Florian ; KÜHN, Jonas ; ASPERT, Nicolas ; MONTFORT, Frédéric ; MARQUET, Pierre ; DEPEURSINGE, Christian. *Automatic procedure for aberration compensation in digital holographic microscopy and applications to specimen shape compensation*. Applied Optics, Vol. 45, No. 5, p. 851–863, 10

February 2006.

[Colomb 2006 (3)] COLOMB, Tristan ; KÜHN, Jonas ; CHARRIÈRE, Florian ; DEPEURSINGE, Christian ; MARQUET, Pierre ; ASPERT, Nicolas. *Total aberrations compensation in digital holographic microscopy with a reference conjugated hologram*. Optics Express, Vol. 14, No. 10, 15 May 2006, p. 4300–4306.

[Crocco 2004] CROCCO, Lorenzo ; D'URSO, Michele ; ISERNIA, Tommaso. *Inverse scattering from phaseless measurements of the total field on a closed curve*. Journal of the Optical Society of America A, Vol. 21, No. 4, April 2004, p. 622–631.

[CuChe 1997] CUCHE, Étienne ; POSCIO, Patrick ; DEPEURSINGE, Christian. *Optical tomography by means of a numerical low-coherence holographic technique*. J. Opt. 28, p. 260–264, December 1997.

[CuChe 1998] CUCHE, Étienne ; RUFFIEUX, Patrick ; POSCIO, Patrick ; DEPEURSINGE, Christian. *Phase Contrast Microscopy with Digital Holography*. OSA TOPS, Vol. 21, Advances in Photon Imaging and Photon Migration, James G. Fujimoto and Michael S. Patterson (eds.), p. 341–344. Optical Society of America, 1998.

[CuChe 1999] CUCHE, Étienne ; BEVILACQUA, Frédéric ; DEPEURSINGE, Christian. *Digital holography for quantitative phase-contrast imaging*. Optics Letters, Vol. 24, No. 5, p. 291–293, March 1999.

[Debailleul 2008] DEBAILLEUL, Matthieu ; SIMON, Bertrand ; GEORGES, Vincent ; HAEBERLÉ, Olivier ; LAUER, Vincent. *Holographic microscopy and diffractive microtomography of transparent samples*. Measurement Science and Technology 19 (2008).

[de Fornel 2001] DE FORNEL, Frédérique. *Evanescent Waves*. Springer series in Optical Sciences, Vol. 73. Berlin : Springer-Verlag, 2001.

[Destouches 2001] DESTOUCHES, Nathalie ; GUÉRIN, Charles-Antoine ; LEQUIME, Michel ; GIOVANNINI, Hugues. *Determination of the phase of the diffracted field in the optical domain. Application to the reconstruction of surface profiles*. Optics Communications 198 (2001) 233–239.

[Gbur 2004] GBUR, Greg ; WOLF, Emil. *The information content of the scattered intensity in diffraction tomography*. Information Sciences 162 (2004) 3–20.

[Goodman 1971] GOODMAN, Joseph W. *An introduction to the principles and applications of holography*. Proceedings of the IEEE, Volume 59, Issue 9, September 1971, p. 1292–1304.

[Goodman 2005] GOODMAN, Joseph W. *Introduction To Fourier Optics*. Third Edition. Roberts & Company Publishers, 1 March 2005.

[Greffet 1997] GREFFET, Jean-Jacques ; CARMINATI, Rémi. *Image formation in near-field optics*. Progress in Surface Science, Vol. 56, No. 3, p. 133–237 (1997).

[Hadamard 1923] HADAMARD, Jacques. *Lectures in the Cauchy problem in linear partial*

differential equations. New Haven : Yale University Press, 1923.

[Haeberlé 2007] HAEBERLÉ, Olivier ; SENTENAC, Anne ; GIOVANNINI, Hugues. *An introduction to diffractive tomographic microscopy*. Modern research and educational topics in microscopy, vol. II, Antonio Mendez Vilas, Jesus Diaz Alvarez ed., p. 956–967 (2007). ISBN : 978-84-611-9418-6.

[Halioua 1989] HALIOUA M. ; HSIN-CHU L. *Optical three-dimensional sensing by phase measuring profilometry*. Optics and lasers in engineering, Vol. 11, No. 3, p. 185–215 (1989).

[Kleinman 1994] KLEINMAN, R. E. ; VAN DEN BERG, P. M. *Two-dimensional location and shape reconstruction*. Radio Sci. 29, p. 1157–1169 (1994).

[Lambert 2000] LAMBERT, M. ; LESSELIER, D. *Binary-constrained inversion of a buried cylindrical obstacle from complete and phaseless magnetic fields*. Inverse Problems 16 (2000) 563–576.

[Lauer 2002] LAUER, Vincent. *New approach to optical diffraction tomography yielding a vector equation of diffraction tomography and a novel tomographic microscope*. Journal of Microscopy, Vol. 205, Pt 2 February 2002, p. 165–176.

[Lavrentiev 1967] LAVRENTIEV, M. M. *Some improperly posed problems of mathematical physics*. Tracts in Natural Philosophy, Vol. 11. Berlin : Springer-Verlag, 1967.

[Lee 1990] LEE, Byron S. ; STRAND, Timothy C. *Profilometry with a coherence scanning microscope*. Applied Optics, Vol. 29, No. 26, 10 September 1990, p. 3784–3788.

[Lencrerot 2005] LENCREROT, Raphaël. *Microscopie optique à haute résolution*. Rapport de stage de Master. Marseille : Institut Fresnel, 2005.

[Maleki 1993] MALEKI, Mohammad H. ; DEVANEY, Anthony J. *Phase-retrieval and intensity-only reconstruction algorithms for optical diffraction tomography*. Journal of the Optical Society of America A, Vol. 10, No. 5, May 1993, p. 1086–1092.

[Mann 2005] MANN, Christopher J. ; YU, Lingfeng ; LO, Chun-Min ; KIM, Myung K. *High-resolution quantitative phase-contrast microscopy by digital holography*. Optics Express, Vol. 13, No. 22, 31 October 2005, p. 8693–8698.

[Marian 2007] MARIAN, Anca ; CHARRIÈRE, Florian ; COLOMB, Tristan ; MONTFORT, Frédéric ; KÜHN, Jonas ; MARQUET, Pierre ; DEPEURSINGE, Christian. *On the complex three-dimensional amplitude point spread function of lenses and microscope objectives: theoretical aspects, simulations and measurements by digital holography*. Journal of Microscopy, Vol. 225, Pt 2 February 2007, p. 156–169.

[Martin 1987] MARTIN, Y. ; WILLIMAS, C. C. ; WICKRAMASINGHE, H. K. *Atomic force microscope – force mapping and profiling on a sub-100-Å scale*. Journal of Applied Physics, Vol. 61, Issue 10, 4723 (1987).

[Massatsch 2005] MASSATSCH, Pia ; CHARRIÈRE, Florian ; CUCHE, Étienne ; MARQUET,

Pierre ; DEPEURSINGE, Christian. *Time-domain optical coherence tomography with digital holographic microscopy*. Applied Optics, Vol. 44, No. 10, p. 1806–1812, 1 April 2005.

[Mico 2006] MICO, Vicente ; ZALEVSKY, Zeev ; GARCÍA-MARTÍNEZ, Pascuala ; GARCÍA, Javier. *Synthetic aperture superresolution with multiple off-axis holograms*. J. Opt. Soc. Am. A 23, 3162 (2006).

[Montfort 2006 (1)] MONTFORT, Frédéric ; COLOMB, Tristan ; CHARRIÈRE, Florian ; KÜHN, Jonas ; MARQUET, Pierre ; CUCHE, Étienne ; HERMINJARD, Sylvain ; DEPEURSINGE, Christian. *Submicrometer optical tomography by multiple-wavelength digital holographic microscopy*. Applied Optics, Vol. 45, No. 32, p. 8209–8217, 10 November 2006.

[Montfort 2006 (2)] MONTFORT, Frédéric ; CHARRIÈRE, Florian ; COLOMB, Tristan ; CUCHE, Étienne ; MARQUET, Pierre ; DEPEURSINGE, Christian. *Purely numerical compensation for microscope objective phase curvature in digital holographic microscopy: influence of digital phase mask position*. J. Opt. Soc. Am. A, Vol. 23, No. 11, p. 2944–2953, November 2006.

[Morozov 1975] MOROZOV, V. A. *Linear and nonlinear ill-posed problems*. Journal of Mathematical Sciences, Vol. 4, No. 6, December 1975.

[Neumann 2008] NEUMANN, Alexander ; KUZNETSOVA, Yuliya ; BRUECK, S. R. *Structured illumination for the extension of imaging interferometric microscopy*. Optics Express 16, 6785 (2008).

[Payne 1975] PAYNE, L. E. *Improperly posed problems in partial differential equations*. CBMS Regional Conf. Ser. in Appl. Math., No. 22. Philadelphia : SIAM, 1975.

[Press 1986] PRESS, W. H. ; FLANNERY, B. P. ; TEUKOLSKI, S. A. ; VETTERLING, W. T. *Numerical Recipes: The Art of Scientific Computing*. Cambridge : Cambridge University, 1986.

[Radmacher 1992] RADMACHER, M. ; TILLAMNN, R. W. ; FRITZ, M. ; GAUB, H. E. *From molecules to cells: imaging soft samples with the atomic force microscope*. Science, Vol. 257, Issue 5078, p. 1900–1905, 25 September 1992.

[Rugar 1989] RUGAR, D. ; MAMIN, H. J. ; GUETHNER, P. *Improved fiber-optic interferometer for atomic force microscopy*. Applied Physics Letters, Vol. 55, Issue 25, 18 December 1989.

[Saxby 2003] SAXBY, Graham. *Practical Holography*. Third Edition. Taylor & Francis, 1 November 2003.

[Schrader 1998] SCHRADER, M. ; HELL, S. W. *Three-dimensional super-resolution with a 4Pi-confocal microscope using image restoration*. J. Appl. Phys. 84, 4033 (1998).

[Sentenac 1993] SENTENAC, Anne. *Étude de la diffraction des ondes électromagnétiques par des surfaces rugueuses. Application à la conception de surfaces sélectives*. Mémoire de thèse. Châtenay-Malabry : École Centrale Paris, Laboratoire d'Énergétique Moléculaire et Macroscopique, Combustion, 1993.

[Sentenac 2006] SENTENAC, Anne ; CHAUMET, Patrick C. ; BELKEBIR, Kamal. *Beyond the Rayleigh criterion: Grating assisted far-field optical diffraction tomography*. Physical Review Letters, Vol. 97, No. 24, 243901 (2006).

[Sentenac 2007] SENTENAC, Anne ; GUÉRIN, Charles-Antoine ; CHAUMET, Patrick C. ; DRSEK, Filip ; GIOVANNINI, Hugues ; BERTAUX, Nicolas ; HOLSCHNEIDER, Matthias. *Influence of multiple scattering on the resolution of an imaging system: a Cramér-Rao analysis*. Optics Express, Vol. 15, Issue 3, pages 1340 – 1347 (2007).

[Sentenac 2008] SENTENAC, Anne ; BELKEBIR, Kamal ; GIOVANNINI, Hugues ; CHAUMET, Patrick C. *Subdiffraction resolution in total internal reflection fluorescence microscopy with a grating substrate*. Optics Letters, Vol. 33, No. 3, p. 255–257, February 1, 2008.

[Simon 2008] SIMON, Bertrand ; DEBAILLEUL, Matthieu ; GEORGES, Vincent ; LAUER, Vincent ; HAEBERLÉ, Olivier. *Tomographic diffractive microscopy of transparent samples*. The European Physical Journal, Applied Physics, 16 April 2008.

[Simonetti 2008] SIMONETTI, Francesco ; FLEMING, Matthew ; MARENGO, Edwin A. *Illustration of the role of multiple scattering in subwavelength imaging from far-field measurements*. J. Opt. Soc. Am. A, Vol. 25, No. 2, p. 292–303, February 2008.

[Soriau 1996] SORIAU, L. ; DUCHÊNE, B. ; LESSELIER, D. ; KLEINMAN, R. E. *Modified gradient approach to inverse scattering for binary objects in stratified media*. Inverse Problems 12, p. 463–481 (1996).

[Srinivasan 1985] SRINIVASAN, V. ; LIU, H. C. ; HALIOUA, M. *Automated phase-measuring profilometry: a phase-mapping approach*. Applied Optics, Vol. 24, No. 2, 15 January 1985, p. 185–188.

[Streibl 1985] STREIBL, N. *Three-dimensional imaging by a microscope*. J. Opt. Soc. Am. A, Vol. 2, No. 2, p. 121–127, February 1985.

[Takeda 1983] TAKEDA, Mitsuo ; MUTOH, Kazuhiro. *Fourier transform profilometry for the automatic measurement of 3-D object shapes*. Applied Optics, Vol. 22, No. 24, 15 December 1983, p. 3977–3983.

[Takeda 1994] TAKEDA, Mitsuo ; YAMAMOTO, Hirokazu. *Fourier-transform speckle profilometry: three-dimensional shape measurements of diffuse objects with large height steps and/or spatially isolated surfaces*. Applied Optics, Vol. 33, No. 34, 1 December 1994, p. 7829–7837.

[Tikhonov 1977] TIKHONOV, A. N. ; ARSENIN, V. Y. *Solutions of ill posed problems*. New York : V. H. Winston and Sons, 1977.

[Toyooka 1986] TOYOOKA, S. ; IWAASA, Y. *Automatic profilometry of 3-D diffuse objects by spatial phase detection*. Applied Optics, Vol. 25, Issue 10, p. 1630–1633 (1986).

Mise au point d'un microscope optique tomographique à haute résolution fonctionnant en réflexion

Résumé

Le projet dans lequel s'insère cette thèse est centré sur le développement d'une technique d'imagerie qui devra servir au contrôle d'objets à une échelle sub-micronique. L'objet étudié est éclairé sous différents angles d'incidence et le champ diffracté est capté, en réflexion, en champ lointain sous différents angles de détection. Pour accéder au champ complexe, nous faisons interférer le champ diffracté avec un champ de référence, auquel nous appliquons successivement plusieurs déphasages. Nous utilisons ensuite un algorithme d'inversion pour obtenir une carte tridimensionnelle de permittivité qui doit caractériser l'objet. L'acquisition du champ diffracté pour différents angles d'incidence permet d'augmenter la quantité d'information sur l'objet dont nous disposons et par conséquent d'améliorer la résolution. Une méthode a été développée pour calibrer le système à l'aide d'un échantillon de référence et pour connaître le profil de l'aberration du système. Le microscope peut être construit pour fonctionner en réflexion (notre cas) ou en transmission.

Les expériences avec des pistes de résine déposées sur un substrat métallique montrent qu'une résolution transverse meilleure que celle qui est donnée par un microscope optique classique utilisant la même ouverture numérique, a été obtenue.

Mots clés : imagerie, microscopie, tomographie optique par diffraction, synthèse d'ouvertures, inversion, problème inverse, diffusion multiple, informations a priori, profilométrie, cartographie de la permittivité, résolution

Setting up a high-resolution tomographic optical microscope operating in the reflection configuration

Summary

The project in which this thesis is involved is aimed at the development of an imaging technique that will be used for observing objects at the sub-micronic scale. The studied object is illuminated under different incidence angles and the diffracted field is captured in reflection in the far-field zone under different detection angles. To access the complex field, the diffracted field interferes with a reference field, to which different phase shifts are applied successively. Then an inversion algorithm is used to obtain a permittivity map that is supposed to characterize the object. The acquisition of the diffracted field for different incidence angles allows us to increase the amount of information that we have about the object and therefore to improve the resolution. A method has been developed to calibrate the system with a reference sample and to know the aberration profile of the system. The microscope can be designed to work in reflection (our case) or in transmission.

The experiments with resin tracks deposited on a metallic substrate indicate that a transverse resolution better than the one that is obtained with a classical optical microscope using the same numerical aperture, was obtained.

Keywords: imaging, microscopy, optical diffraction tomography, synthetic aperture, inversion, inverse problem, multiple scattering, a priori information, profilometry, permittivity cartography, resolution

Discipline : Optique, Photonique et Traitement d'Image

Laboratoire de rattachement : Institut Fresnel, CNRS – UMR 6133, Domaine Universitaire de Saint Jérôme, avenue de l'Escadrille Normandie Niémen, 13397 Marseille Cedex 20