
Etude d'un disque holographique de type Lippmann

Introduction

Le travail présenté dans ce chapitre concerne l'étude du schéma de lecture par détection homodyne dans une architecture de stockage holographique plus aboutie par rapport au montage de démonstration présenté dans le chapitre précédent. A savoir, l'objectif est d'obtenir un signal de lecture ayant une intensité utile absolue d'une part plus importante, et d'autre part mise en évidence par une détection différentielle comme il a été proposé dans le chapitre 2, afin de supprimer l'offset de réflexion. Pour cela, le choix du matériau d'enregistrement s'est naturellement orienté vers une couche de photopolymère pour les raisons suivantes. Les efficacités de diffraction accessibles dans ce cas sont importantes et il est aisé d'obtenir une surface de l'échantillon de plusieurs centimètres carrés. Ceci est propice à l'enregistrement de nombreux réseaux de Bragg dans des zones adjacentes de l'échantillon et ainsi à la détermination de leur espacement optimum en terme de compromis entre capacité et diaphonie. En outre, les effets physiques et chimiques intervenant dans un tel matériau pourront être identifiés expérimentalement, ce qui contribuera à fournir des informations pertinentes dans la perspective à plus long terme d'une structuration en microfibres. Dans le cas présent, une telle structuration n'est bien sûr pas l'objectif et les réseaux seront enregistrés dans le photopolymère brut. Dans cette optique, ce chapitre présentera donc tout d'abord la configuration géométrique du matériau retenue, dite en disque de Lippmann [Maire 05-a], et les performances théoriques qu'elle implique, pour ensuite décrire sa mise en œuvre expérimentale.

I. Etude théorique des performances du disque de Lippmann

A. Descriptif et principe du disque

Nous désignons par structure en disque de Lippmann le fait de placer le milieu d'enregistrement, à savoir un photopolymère, directement sur un miroir faisant partie intégrante de la structure. L'architecture résultante est ainsi présentée figure 4.1, en ignorant le substrat supplémentaire situé au dessus du milieu holographique. A l'écriture, le faisceau incident, considéré comme gaussien, est donc focalisé sur le miroir semi-réfléchissant pour inscrire un réseau de Bragg aux longueurs d'onde voulues par interférence avec sa réflexion. Au bout du compte des piles de réseaux multiplexés en longueur d'onde sont ainsi créés. La même configuration est alors utilisée pour la procédure de lecture par détection homodyne, au cours de laquelle une détection différentielle entre les intensités réfléchie et transmise par la structure sera mise en œuvre.

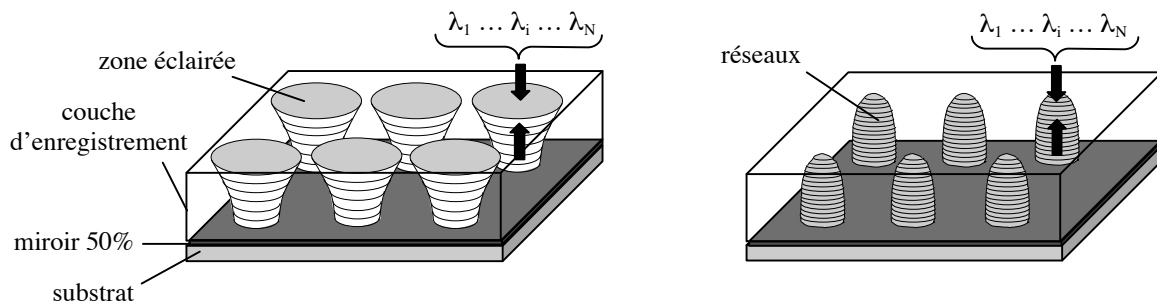


figure 4.1 : procédures d'écriture (à gauche) et de lecture (à droite) d'un disque de Lippmann

Afin de pouvoir juxtaposer de manière dense les piles d'hologrammes, il paraît adapté de focaliser le faisceau d'écriture-lecture sur le miroir de telle sorte que sa longueur de Rayleigh soit typiquement égale à l'épaisseur du matériau d'enregistrement. Outre le fait que la densité d'énergie peut alors être considérée comme constante au sein de l'épaisseur, c'est en effet dans cette configuration que l'aire S occupée par le faisceau gaussien sur la surface du matériau opposée au miroir est minimale. Avec une telle configuration, nous allons dans un premier temps déterminer l'incidence de l'épaisseur l du matériau sur la densité surfacique de données accessible par un disque de Lippmann. Celle-ci est proportionnelle au rapport du nombre de réseaux multiplexables N sur l'aire S évoquée précédemment. Comme du fait de la sélectivité de Bragg en longueur d'onde (1.31), N est inversement proportionnel à l et que d'après les relations (1.43) et (1.44), la surface S est proportionnelle à l , la capacité du disque de Lippmann est donc indépendante de l'épaisseur de sa couche de données.

Un tel comportement semble peu attractif pour atteindre de très hautes capacités, mais il comporte toutefois l'avantage de permettre à un niveau de capacité donné d'utiliser une ouverture numérique de focalisation d'autant plus faible que l'épaisseur est importante. Il paraît ainsi possible de relâcher considérablement les tolérances de fonctionnement du disque par rapport à celles des supports surfaciques classiques. Pour ces derniers, les marges de focalisation, d'inclinaison et de variation de l'épaisseur de la couche de protection sont en effet respectivement inversement proportionnelles à la puissance carrée, cubique et quatre de l'ouverture numérique, celle-ci atteignant 0,85 dans le cas du disque Blu-Ray [www.blu-ray.com]. En terme de débit de lecture, la procédure de lecture par détection homodyne a en outre le potentiel pour apporter une amélioration significative au disque de Lippmann.

B. Performances attendues

Suite aux premières considérations effectuées précédemment sur les caractéristiques du disque de Lippmann, nous allons estimer quantitativement ses performances en terme de capacité accessible, tolérances de fonctionnement et gain en débit de lecture [Maire 05-c].

1. Champ diffracté à l'infini par un réseau du disque

Pour commencer, le champ diffracté par un réseau enregistré est calculé en adaptant les formules de diffraction volumique présentées dans le chapitre 1. Considérons un repère orthonormé $(O, \vec{u}_x, \vec{u}_y, \vec{u}_z)$ associé au disque, l'origine O étant placée sur le miroir et les \vec{u}_i étant les trois vecteurs unitaires, avec \vec{u}_z perpendiculaire à la couche d'enregistrement (figure 4.2). Nous supposons les réseaux enregistrés par un faisceau incident de profil gaussien focalisé sur le miroir dont le champ électrique \vec{E}_p est donné en notation complexe par :

$$\vec{E}_p(\vec{r}, t) = A_p \frac{w_0}{w(z)} e^{-\frac{\rho^2}{w^2(z)}} e^{-i\left(\omega_p t + k_p z + \frac{k_p \rho^2}{2R(z)} - \tan^{-1}\left(\frac{z}{z_0}\right)\right)} \vec{u}_x \quad (4.1)$$

où A_p est l'amplitude au centre du col du faisceau, ρ le module de la position dans le plan (x, y) , k_p le nombre d'onde correspondant à la longueur d'onde λ_p , $w(z)$ le rayon du faisceau donné par la relation (1.43), et $R(z)$ le rayon de courbure des fronts d'onde :

$$R(z) = z \left(1 + \left(\frac{z_0}{z} \right)^2 \right) \quad (4.2)$$

avec z_0 la longueur de Rayleigh donnée par la relation (1.44).

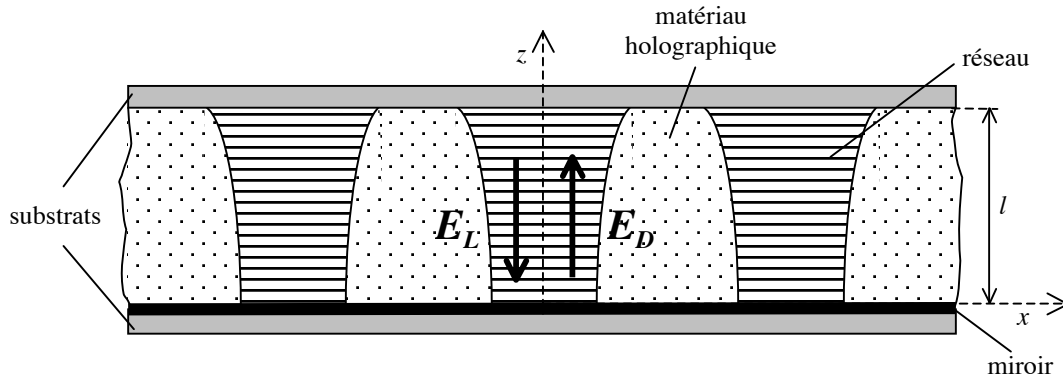


figure 4.2 : lecture du disque de Lippmann

Considérons un des réseaux gaussiens enregistrés dans le disque, dont nous plaçons le col à l'origine du repère. Nous supposons la variation de la permittivité diélectrique du matériau linéaire en fonction de l'énergie lumineuse absorbée, ce qui revient pour un photopolymère à se placer dans la partie linéaire de la courbe de la figure 1.5. La figure d'interférence de deux faisceaux gaussiens contre-propageants conduit à une variation de permittivité où la modulation périodique du réseau de Bragg se superpose à une modulation de la permittivité locale moyenne. Pour le réseau en question la permittivité diélectrique relative $\varepsilon(\vec{r})$ résultante est ainsi :

$$\varepsilon(\vec{r}) = \varepsilon_m + \delta\varepsilon \left(\frac{w_0}{w(z)} \right)^2 e^{-\frac{2\rho^2}{w^2(z)}} \left[1 + m \cos \left(2k_p z + \frac{k_p \rho^2}{R(z)} - 2 \tan^{-1} \left(\frac{z}{z_0} \right) \right) \right] \quad (4.3)$$

où ε_m est la permittivité diélectrique relative du matériau avant exposition, $\delta\varepsilon$ la variation de permittivité locale moyenne induite au centre du col, supposée faible devant ε_m afin de pouvoir appliquer l'approximation de Born. m est le taux de modulation réel de la figure d'interférence donné par (2.21). D'après (4.3), la modulation de permittivité du réseau est prise en compte avec une bonne approximation en se limitant au volume de la couche d'enregistrement défini par le cylindre d'axe (O, \vec{u}_z) et de section dont le rayon est donné par $w(l)$, avec l l'épaisseur de la couche d'enregistrement que nous considérons ici égale à z_0 . C'est donc ce volume que nous allons considérer comme le volume V occupé par un réseau.

Au cours de l'approche suivie dans le chapitre 1 pour étudier la diffraction volumique d'un hologramme dans le cadre de l'approximation de Born, il était supposé que la figure de modulation de permittivité (1.2) mise en jeu ne comportait aucun terme de fréquence spatiale élevée autre que celui du réseau de Bragg porteur. Seule la fréquence spatiale de ce réseau

était donc prise en compte dans le calcul du gradient de la permittivité intervenant dans l'équation de propagation (1.3). Pour la modulation (4.3) étudiée ici, seul le terme en cosinus est susceptible de contenir des fréquences spatiales élevées. Les composantes du gradient de ce terme dans le repère $(\vec{u}_x, \vec{u}_y, \vec{u}_z)$ sont :

$$\frac{-2k_p x}{R(z)} \sin\left(2k_p z + \frac{k_p \rho^2}{R(z)} - 2 \tan^{-1}\left(\frac{z}{z_0}\right)\right) \vec{u}_x \quad (4.4)$$

$$\frac{-2k_p y}{R(z)} \sin\left(2k_p z + \frac{k_p \rho^2}{R(z)} - 2 \tan^{-1}\left(\frac{z}{z_0}\right)\right) \vec{u}_y \quad (4.5)$$

$$-2 \left(k_p - \frac{z_0}{z_0^2 + z^2} + \frac{k_p \rho^2}{2} \frac{z_0^2 - z^2}{(z_0^2 + z^2)^2} \right) \sin\left(2k_p z + \frac{k_p \rho^2}{R(z)} - 2 \tan^{-1}\left(\frac{z}{z_0}\right)\right) \vec{u}_z \quad (4.6)$$

Il n'est bien sûr nécessaire de considérer ces composantes que dans le volume V du réseau défini précédemment. Les amplitudes maximales en valeur absolue de (4.4) et (4.5) dans ce volume valent ainsi $2\sqrt{2}/w_0$. De même, l'amplitude de (4.6) résulte d'une somme de trois termes dont les deux derniers sont en valeur absolue inférieurs respectivement à $4/(k_p w_0^2)$ et $8/(k_p w_0^2)$. En considérant que la couche de photopolymère du disque de Lippmann ne sera pas plus mince que $5 \mu\text{m}$, le col w_0 minimal correspondant est de $0,65 \mu\text{m}$ pour une longueur d'onde de 400 nm et un indice de $1,5$. Avec ces paramètres $2k_p = 4,7 \times 10^7$, $2\sqrt{2}/w_0 = 4,35 \times 10^6$ et $8/(k_p w_0^2) = 8 \times 10^5$: il est donc légitime de ne considérer que la fréquence spatiale $2k_p$ du réseau porteur. Au final l'approche de diffraction volumique considérée dans le chapitre 1 s'applique donc bien au cas présent.

Vu la configuration d'écriture-lecture du disque de Lippmann et d'après l'étude de la sélectivité de Bragg effectuée dans la partie I.D du chapitre 1, seul l'ordre +1 de diffraction est à considérer et ainsi la forme pertinente de la modulation de permittivité à prendre en compte est la suivante :

$$\varepsilon(\vec{r}) = \varepsilon_m + \delta\varepsilon \left(\frac{w_0}{w(z)} \right)^2 e^{-\frac{2\rho^2}{w^2(z)}} \left[1 + 0,5 m \exp\left(2ik_p z + i \frac{k_p \rho^2}{R(z)} - 2i \tan^{-1}\left(\frac{z}{z_0}\right) \right) \right] \quad (4.7)$$

Par analogie avec la relation (1.2), (4.7) peut se reformuler en :

$$\varepsilon(\vec{r}) = \varepsilon_m + \delta\varepsilon \left(\frac{w_0}{w(z)} \right)^2 e^{-\frac{2\rho^2}{w^2(z)}} + 0,5 \tilde{\varepsilon}(\vec{r}) e^{2ik_p z} \quad (4.8)$$

En suivant ensuite la même approche que pour établir la relation (1.8), l'équation de propagation dans le réseau à résoudre est la suivante :

$$\nabla^2 \vec{E} + \omega^2 \mu_0 \left(\varepsilon_m + \delta\varepsilon \left(\frac{w_0}{w(z)} \right)^2 e^{-\frac{2\rho^2}{w^2(z)}} \right) \vec{E} = U(\vec{r}) \vec{E} \quad (4.9)$$

où $U(\vec{r})$ est l'opérateur donné par la relation (1.9), restreint ici aux termes pertinents pour l'ordre de diffraction +1. Par rapport au cas de (1.8), l'équation sans second membre issue de (4.9) fait donc intervenir une modulation de la permittivité matérialisée par $\delta\varepsilon$ et qui s'apparente à une lentille d'indice. Si nous considérons l'onde de lecture gaussienne suivante focalisée sur le miroir :

$$\vec{E}_L(\vec{r}, t) = A_L \frac{w_0}{w(z)} e^{-\frac{\rho^2}{w^2(z)}} e^{-i\left(\omega t + kz + \frac{k\rho^2}{2R(z)} - \tan^{-1}\left(\frac{z}{z_0}\right)\right)} \vec{u}_x = \tilde{A}_L(\vec{r}) e^{-i(\omega t + kz)} \vec{u}_x \quad (4.10)$$

celle-ci ne vérifie pas a priori cette équation de propagation sans second membre, alors que c'est une condition nécessaire à l'utilisation de la relation (1.16), expression de l'onde diffractée. Toutefois, ce problème peut être résolu en considérant qu'il est possible d'effacer la lentille d'indice dans le photopolymère par une post-irradiation homogène une fois les réseaux inscrits, afin de consommer la dynamique holographique résiduelle du matériau. Il est alors possible d'utiliser la relation (1.16) avec l'onde de lecture (4.10), ce qui conduit au champ diffracté suivant :

$$\vec{E}_D(\vec{r}) = -k^2 \vec{u}_x \int_V d^3\vec{r}' \frac{e^{ik|\vec{r}-\vec{r}'|}}{4\pi|\vec{r}-\vec{r}'|} \frac{\tilde{\varepsilon}(\vec{r}')}{2\varepsilon_m} \tilde{A}_L(\vec{r}') e^{i(2k_p - k)z'} \quad (4.11)$$

2. Estimation de la capacité accessible

La capacité du disque de Lippmann dépend de l'espacement minimal qu'il est possible de placer entre deux piles de réseaux adjacentes sans qu'il y ait diaphonie entre elles à la lecture. La quantité pertinente à étudier dans ce contexte est l'amplitude diffractée par un réseau selon que l'onde de lecture gaussienne est plus ou moins décalée transversalement par rapport à l'axe de rotation de ce réseau. L'expression de cette amplitude est la suivante :

$$E_D(\vec{r}, a) = -k^2 \int_V d^3\vec{r}' \frac{e^{ik|\vec{r}-\vec{r}'|}}{4\pi|\vec{r}-\vec{r}'|} \frac{\tilde{\mathcal{E}}(\vec{r}')}{2\varepsilon_m} \tilde{A}_L(\vec{r}' - a\vec{u}_x) e^{i(2k_p - k)z'} \quad (4.12)$$

où a est la distance entre l'axe du réseau et celui de l'onde de lecture. Avec une procédure de lecture par détection homodyne, le signal détecté est sensible au module de l'amplitude diffractée par un réseau dans le cadre de l'approximation de Born, comme le montre le deuxième terme de la relation (2.23), qui fait intervenir la racine carrée de l'efficacité de diffraction des réseaux inscrits. Dans le cas présent, l'onde diffractée par un réseau sous la lecture par un faisceau gaussien n'est pas elle-même gaussienne. Pour définir l'efficacité de diffraction d'un réseau dans ce contexte, nous introduisons le coefficient de recouvrement $R_{D,G}$ de l'onde diffractée avec une onde gaussienne contre-propageante de l'onde de lecture focalisée sur le miroir :

$$R_{D,G}(a) = \iint E_D(\vec{r}, a) E_L(\vec{r}) dx dy / \iint E_L(\vec{r}) E_L^*(\vec{r}) dx dy \quad (4.13)$$

les intégrations étant faites entre $-\infty$ et $+\infty$. Sa valeur ne dépend pas de la coordonnée z choisie pour effectuer le calcul (Théorème de Gouy). $|R_{D,G}(a)|^2$ est ainsi la proportion de puissance diffractée présente dans l'onde gaussienne contre-propageante, normalisée par rapport à la puissance de cette dernière. C'est donc une efficacité de diffraction qui revient à considérer que seule la puissance diffractée présente dans le profil gaussien contre-propageant est à prendre en compte. Nous verrons par la suite que cette définition sera bien adaptée au montage expérimental en configuration de disque de Lippmann qui a été mis en place, puisqu'elle ne va considérer que la puissance diffractée pouvant y être détectée. La figure 4.3 présente ainsi la racine carrée normalisée d'une telle efficacité de diffraction en fonction de la distance a , elle-même normalisée par rapport au col du faisceau d'écriture. Le calcul a été effectué numériquement sous Mathematica pour une longueur d'onde de 470 nm, une couche de photopolymère de 50 μm , et à une distance d'1 cm du miroir, suffisante pour considérer une diffraction à l'infini. Il est ainsi visible qu'une distance entre les axes de deux réseaux adjacents égale au double du col du faisceau d'écriture est suffisante pour aboutir à une diaphonie négligeable. Il est donc possible de considérer que pour une densité à peu près maximale, la surface du disque de Lippmann se divise en surfaces élémentaires de $4w_0^2$, chacune occupée par une pile de réseaux. Il est à noter que la diaphonie serait encore plus faible pour une détection non homodyne où c'est cette fois l'efficacité de diffraction, et non sa racine carrée, qui interviendrait.

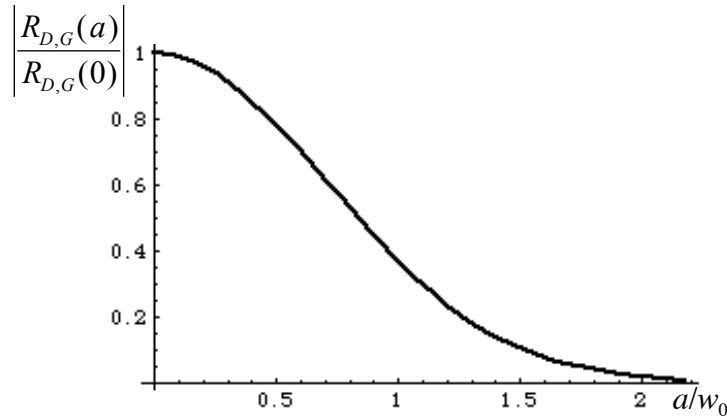


figure 4.3 : racine carrée normalisée de l'efficacité de diffraction d'un réseau en fonction de la distance a entre l'axe de ce réseau et celui de l'onde gaussienne de lecture

Pour estimer les densités surfaciques de données accessibles, nous supposons qu'il est possible de multiplexer en longueur d'onde les réseaux sur une plage spectrale $\Delta\lambda = 100$ nm permise par la source. La densité D_{3D} maximale est obtenue en espaçant les longueurs d'onde de la sélectivité de Bragg $\Delta\lambda_B$, donnée par la relation (1.31). Au vu de l'ensemble des considérations précédentes et en considérant que $\Delta\lambda_B$ varie peu sur $\Delta\lambda$, la densité est approximativement donnée par la relation :

$$D_{3D} \approx \frac{\Delta\lambda}{4w_0^2 \Delta\lambda_B} = \frac{\pi n^2 \Delta\lambda}{2\lambda_0^3} \quad (4.14)$$

où λ_0 est la longueur d'onde centrale de la plage $\Delta\lambda$ pour laquelle $\Delta\lambda_B$ est calculée. Pour $n = 1,5$ et $\lambda_0 = 450$ nm, elle s'élève à 3,9 bits/ μm^2 . Une telle densité est donc du même ordre que celle du DVD et rend de ce fait le disque de Lippmann inadapté pour accroître les capacités des supports actuels.

3. Gain en signal apporté par la détection homodyne

L'efficacité de diffraction par réseau de Bragg pour la densité surfacique précédente peut être estimée à partir des meilleures dynamiques accessibles actuellement par les photopolymères. Ceux développés par exemple par la société Aprilis ont une dynamique holographique $M_\#$ d'environ 5 par 100 μm d'épaisseur. Avec la même plage spectrale disponible que dans le paragraphe précédent, la sélectivité de Bragg permet de multiplexer environ 148 réseaux dans une telle épaisseur. D'après la relation (1.32), cela correspond à une efficacité de diffraction par réseau proche de $1,1 \cdot 10^{-3}$. Dans ces conditions, l'analyse

numérique effectuée dans la sous-partie III.C.4 du chapitre 2 conduit à un gain en signal par la détection homodyne d'environ 15.

Cette estimation est valable quelle que soit l'épaisseur du matériau, puisque la dynamique et le nombre de réseaux multiplexables sont tout deux proportionnels à celle-ci. Bien entendu, la détection homodyne fait que le gain apporté serait encore plus important pour des dynamiques holographiques plus faibles, mais dans ce cas l'amplitude du signal utile serait elle aussi plus faible.

4. Tolérances de focalisation

Les figures 4.4-a et 4.4-b présentent la racine carrée normalisée de l'efficacité de diffraction d'un réseau, toujours calculée à l'aide de la relation (4.13), en fonction du décalage de focalisation b par rapport au miroir respectivement à l'écriture et à la lecture. b y est normalisé par rapport à la longueur de Rayleigh des faisceaux. Pour la figure 4.4-a, la modulation de permittivité considérée est celle produite par une onde d'écriture $\vec{E}_p(\vec{r}, t)$ décalée de $b\vec{u}_z$ par rapport à son expression (4.1), et l'onde de lecture est focalisée sur le miroir comme selon la relation (4.10). Dans le cas de la figure 4.4-b, l'onde d'écriture est focalisée sur le miroir et celle d'écriture est décalée de $b\vec{u}_z$ par rapport à l'expression (4.10).

Au vu des figures 4.4-a et b, il apparaît donc que les tolérances de focalisation à l'écriture et à la lecture compatibles avec une restitution de signal importante sont de l'ordre de plus ou moins la zone de Rayleigh du faisceau. Il est à noter qu'avec la lecture par détection homodyne, sensible au module de l'amplitude diffractée, la tolérance est accrue par rapport au cas usuel où c'est le carré de ce module qui est détecté, ceci toutefois au détriment de la densité surfacique de données comme nous l'avons évoqué précédemment. L'asymétrie de la courbe de la figure 4.4-b indique que l'intégrale effectuée dans la relation (4.11) est maximisée lorsque le col de l'onde de lecture est légèrement décalé à l'intérieur du réseau de permittivité. L'ouverture numérique de focalisation NA du faisceau gaussien d'écriture-lecture peut être estimée comme le sinus de l'angle par rapport à son axe pour lequel l'intensité est divisée par e^2 à l'air libre, ce qui conduit à la relation :

$$NA \approx \frac{w_0}{z_0} = \frac{\lambda}{\pi w_0} \quad (4.15)$$

Pour le cas considéré comme minimal où la couche de photopolymère correspond à une zone de Rayleigh de $5 \mu\text{m}$, l'ouverture numérique maximale correspondante est ainsi de 0,2 pour

une longueur d'onde de 450 nm. Une telle valeur est à comparer à celles bien plus élevées de 0,6 et 0,85 utilisées respectivement pour le DVD et le Blu-Ray.

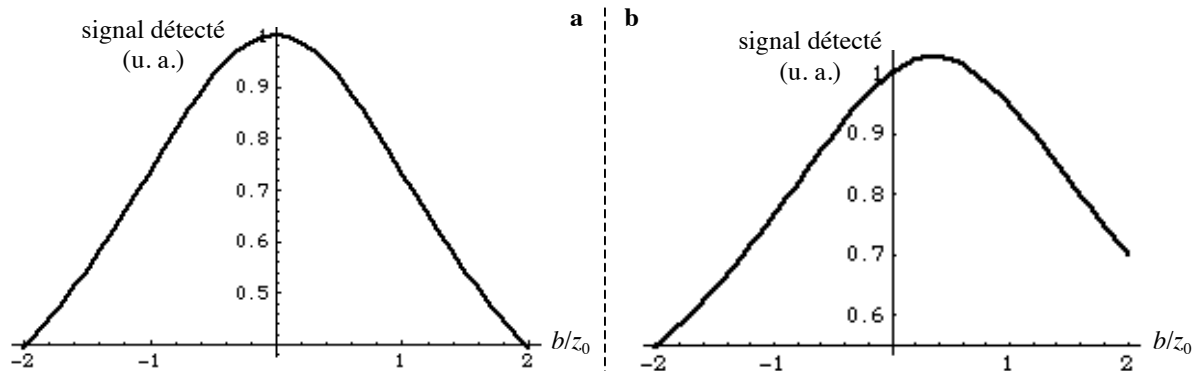


figure 4.4 : racine carrée normalisée de l'efficacité de diffraction d'un réseau en fonction du décalage b en focalisation à l'écriture (a) et à la lecture (b)

II. Le dispositif expérimental

Après avoir présenté ci-dessus les performances théoriques du disque de Lippmann, cette partie décrit le montage dérivé de cette configuration de stockage qui a été mis en place afin d'étudier la lecture par détection homodyne dans un schéma de détection différentielle.

A. Architecture de la tête d'écriture-lecture

L'échantillon de photopolymère servant de milieu holographique dans le montage possède l'architecture classique d'une couche de gel photopolymérisable scellée entre deux substrats de verre BK7. Ces substrats présentent une surface carrée de $4,5 \times 4,5$ cm et une épaisseur de 1,6 mm. Pour obtenir la structure du disque de Lippmann, un des substrats possède une surface en contact avec le gel rendue semi-réfléchissante grâce une couche diélectrique que nous avons fait déposer par la société SAGEM. Les spécifications demandées sont une réflectivité en intensité de 50% à la longueur d'onde de fonctionnement du montage, qui sera présentée par la suite, lorsque le gel est complètement polymérisé et possède un indice d'environ 1,51. Les surfaces des substrats à l'air libre ont en outre subi un traitement anti-reflet déposé par la même société, conduisant à une réflectivité résiduelle en intensité inférieure à $5 \cdot 10^{-3}$. Nous présenterons par la suite l'épaisseur exacte de photopolymère qui a été choisie et considérons juste pour le moment qu'elle est suffisante pour contenir une longueur de Rayleigh d'environ $50 \mu\text{m}$ du faisceau incident. La structure de la tête d'écriture-lecture destinée à fonctionner sur cet échantillon est présentée figure 4.5.

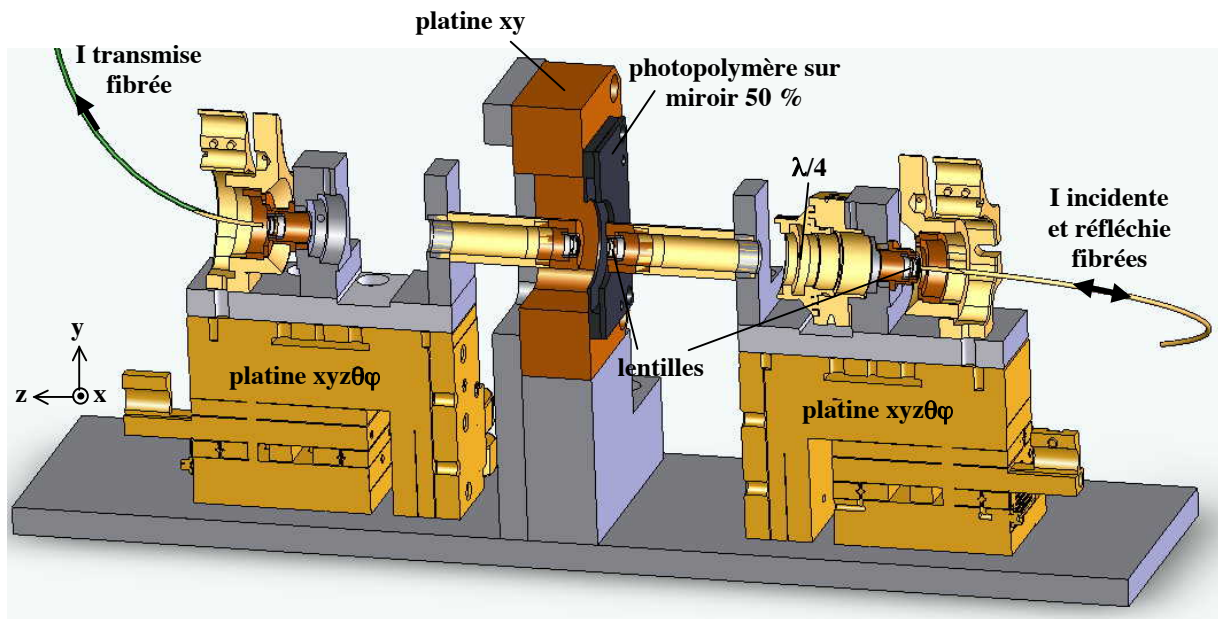


figure 4.5 : Coupe de la tête d'écriture-lecture environnant l'échantillon

L'échantillon est maintenu verticalement sur une platine de translation piézoélectrique pouvant induire des déplacements selon les axes du plan de la couche photopolymère. Les positions de l'échantillon selon x et y peuvent ainsi être ajustées sur une plage de $90\ \mu\text{m}$ avec une résolution de $0,3\ \text{nm}$. De part et d'autre de cet échantillon se trouvent des dispositifs de structure identique qui servent de tête d'écriture-lecture, et qui seront appelés par la suite tête de réflexion et tête de transmission. En se référant à la figure 4.6, schématisant la coupe de la figure 4.5, seul la tête de réflexion (à droite) est utilisée à l'écriture. La lumière incidente polarisée linéairement provient d'une fibre monomode à maintien de polarisation dont l'ouverture numérique donnée par la relation (4.15) est de $0,082$. Nous présenterons par la suite la longueur d'onde de fonctionnement qui a été choisie pour le montage, il est pour le moment juste utile de savoir que la longueur de Rayleigh du faisceau issu de la fibre est ainsi de $22\ \mu\text{m}$. L'extrémité de la fibre se trouve au foyer d'une première lentille asphérique traitée anti-reflet large bande et de focale $4\ \text{mm}$. Pour parvenir à cette situation, seul un ajustement de la position de la lentille selon z est nécessaire en la vissant plus ou moins loin, car nous avons fait en sorte que l'extrémité de la fibre soit centrée par construction en x et y sur la lentille. Le faisceau collimaté résultant passe alors au travers d'une lame quart d'onde et est ensuite focalisé sur le miroir 50% par une deuxième lentille asphérique de distance focale identique à la première. La zone de Rayleigh obtenue dans le photopolymère est ainsi d'environ $33\ \mu\text{m}$. A la lecture, la tête de réflexion est utilisée pour récolter dans la fibre précédente le signal réfléchi par le résonateur miroir - réseau inscrit. La lame quart d'onde permet de récolter une onde polarisée perpendiculairement par rapport à l'onde émise

initialement par la fibre. La tête de transmission (à gauche) permet quant à elle d'obtenir le signal transmis par le résonateur en le couplant dans une fibre analogue. Ces deux signaux peuvent alors être acheminés vers un détecteur différentiel, et nous verrons plus loin dans cette partie II comment ceci est effectué en pratique.

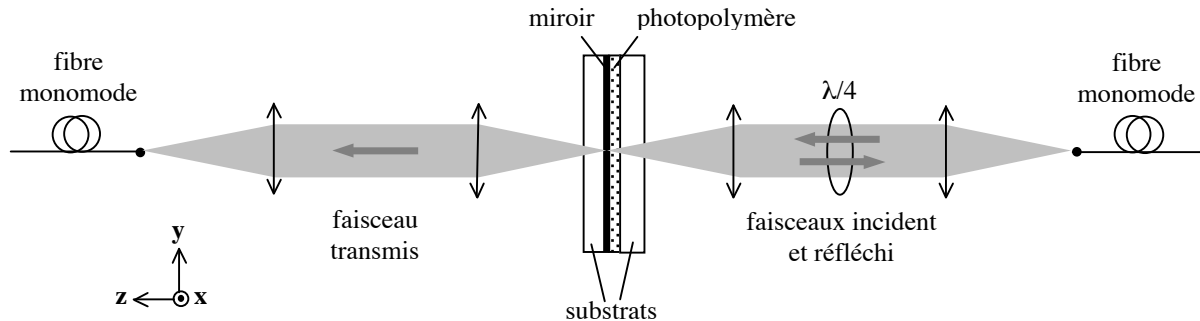


figure 4.6 : Schéma de la tête d'écriture-lecture environnant l'échantillon

Les deux dispositifs de la tête d'écriture-lecture peuvent être déplacés selon les trois axes de l'espace grâce à des butées de translation. Celles-ci permettent d'une part une course de 8 mm à une sensibilité de 1 μm et d'autre part un réglage plus fin sur une course de 0,3 mm (graduations tous les microns et sensibilité de 0,02 μm). Les extrémités de fibre sont maintenues sur le pivot central de supports permettant d'ajuster leurs orientations angulaires par deux vis de réglage (sensibilité de 4,2 secondes d'arc sur une plage de $\pm 5^\circ$). Le positionnement de la tête d'écriture-lecture par rapport à l'échantillon s'avère relativement aisé et est effectué selon le principe suivant. La position de la tête de réflexion est tout d'abord ajustée suivant l'axe z de manière à obtenir une focalisation sur le miroir. Celle-ci peut être vérifiée grossièrement en plaçant manuellement une lame de verre à 45° entre les deux lentilles et en observant que la réflexion provenant du miroir est bien collimatée. L'orientation du support de la fibre est ensuite réglée jusqu'à détecter un signal réfléchi en sortie de fibre, ceci étant possible du fait que ce réglage est découplé du précédent grâce au placement de l'extrémité de la fibre sur le pivot central du support. La position z et l'orientation du support peuvent alors être réajustées plus finement pour maximiser le couplage dans la fibre. C'est ensuite au tour de la tête de transmission d'être positionnée. Le réglage de sa position selon z est tout d'abord effectué afin d'observer un faisceau transmis collimaté entre les deux lentilles. Les positions suivant x et y sont alors optimisées afin de centrer ce faisceau sur le support de la fibre, dont l'orientation est par la suite ajustée pour détecter un signal transmis en sortie de fibre. Un ajustement plus fin des paramètres précédents peut alors à nouveau avoir lieu pour maximiser ce signal. La relative facilité avec laquelle ces réglages sont opérés provient du fait que leurs sensibilités sont largement

suffisantes pour satisfaire aux tolérances qu'impose la faible ouverture numérique du faisceau. Nous avons en outre vérifié que l'utilisation d'une ouverture numérique faible permet de s'affranchir des effets d'aberration sphérique lors de la focalisation du faisceau sur le miroir au travers du substrat de verre.

Le fibrage de la tête d'écriture-lecture permet de rendre les réglages précédents indépendants du reste du montage, à savoir les sources lumineuses et leur dispositif d'injection ainsi que la partie dédiée à la détection des signaux de lecture. La description de ces éléments interviendra plus loin au cours de ce chapitre. Les signaux en réflexion et en transmission sont au bout du compte tous deux obtenus après passage dans une fibre monomode à maintien de polarisation qui effectue un filtrage selon son mode gaussien principal. Comme il a été supposé au cours de la partie précédente sur les performances théoriques du disque de Lippmann, l'intensité diffractée par un réseau et effectivement détectée avec notre montage est obtenue à l'aide du coefficient de recouvrement (4.13) dans le profil gaussien. Il est en outre à noter que toutes les fibres mises en jeu sont coupées à angle afin de s'affranchir de réflexions parasites qui, comme nous l'avons constaté lors de la mise en place du montage de démonstration du chapitre 3, sont susceptibles de perturber la lecture.

B. Paramétrage de l'échantillon de photopolymère

Lors de la mise en place de notre dispositif, le but n'a pas été de faire optimiser un système photopolymère pour notre application : c'est au contraire notre montage que nous avons rendu compatible avec l'utilisation d'un matériau de caractéristiques aussi clairement établies que possible.

1. Caractéristiques de la formulation photopolymère utilisée

Le système photopolymère utilisé est synthétisé dans l'équipe APOLO de Christiane Carré, au Département de Photochimie Générale de l'Université de Haute Alsace à Mulhouse. Les échantillons que nous avons obtenus ont plus spécifiquement été préparés par Safi Jradi, doctorant dans cette équipe. Le monomère intervenant est un ester acrylate trifonctionnel, le triacrylate de pentaérythriol, polymérisant par des réactions radicalaires avec une grande réactivité [Carré 04]. Son caractère multifonctionnel lui permet de former un réseau polymère tridimensionnel. Le système photo-amorceur impliqué met en jeu des molécules d'éosine Y comme photosensibilisateur et des molécules de N-méthyle diéthanolamine (MDEA) servant de générateur de radical et de diluant.

L'éosine possède un spectre d'absorption s'étendant de 450 à 550 nm, avec un maximum d'absorption dans la formulation à 528 nm, où son coefficient d'extinction molaire s'élève à $85.10^3 \text{ mol}^{-1}.\text{L}.\text{cm}^{-1}$. La formulation est obtenue en diluant dans le monomère l'éosine et le MDEA à des concentrations respectives typiques de $4,7.10^{-4} \text{ mol/L}$ et 1 mol/L . Suite à la génération de radicaux permettant d'initier la polymérisation, l'éosine est progressivement consommée par une réaction de dismutation lui faisant perdre son caractère photosensibilisateur. A partir de telles formulations, des réseaux plans en configuration contre-propageante ont pu être typiquement enregistrés avec une amplitude de la modulation d'indice de $0,9.10^{-3}$, le photopolymère ayant subi depuis son état initial gélifié un rétreint optique estimé à $-1,2\%$ [Carré 04]. Ces résultats ont été obtenus sur des films de $50 \mu\text{m}$ d'épaisseur irradiés à 514 nm avec une fluence de 650 mJ/cm^2 pour une puissance variant de 2 à 12 mW/cm^2 . Une telle fluence permet de consommer la majeure partie de l'éosine présente, ce qui garantit une bonne stabilité temporelle des réseaux inscrits.

D'un point de vue pratique, l'utilisation d'une telle formulation pour notre application d'enregistrement-lecture de réseaux de tailles micrométriques implique qu'elle ne soit pas exposée à des sources lumineuses autres que le faisceau d'écriture-lecture aux longueurs d'onde auxquelles elle est sensible. Ceci sera obtenu en plaçant le montage sous lumière inactinique, à savoir en l'éclairant par des sources émettant dans le rouge, puisque l'éosine est insensible à ce domaine spectral.

2. Implications de ces caractéristiques sur le montage

a. Le choix de la source

Les caractéristiques précédentes ont plusieurs implications importantes pour une utilisation de ces formulations dans une configuration de type disque de Lippmann. Tout d'abord, il est nécessaire de déterminer s'il est possible d'enregistrer les réseaux dans le photopolymère pendant que celui-ci évolue du fait de l'établissement d'un rétreint optique. La configuration correspondante du photopolymère au début et à la fin de l'enregistrement est schématisée figure 4.7.

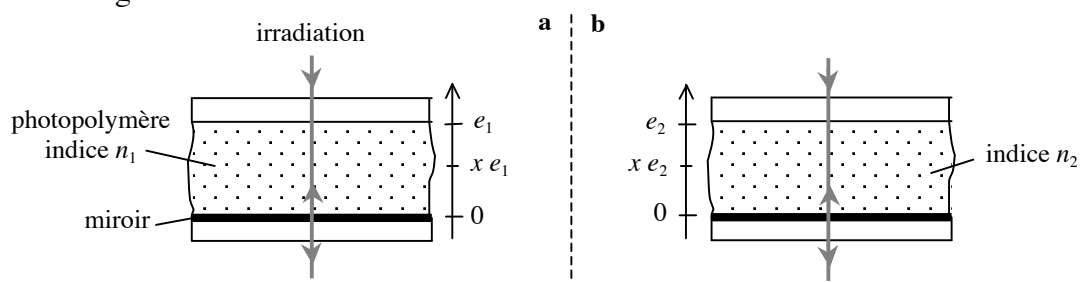


figure 4.7 : Configuration du photopolymère irradié au début (a) et à la fin (b) de l'enregistrement d'un réseau

La couche de photopolymère possède au début de l'enregistrement une épaisseur e_1 et un indice n_1 qui atteignent respectivement à la fin de l'enregistrement les valeurs $e_2 = e_1 + \delta e$ et $n_2 = n_1 + \delta n$. En considérant que le rétreint du matériau est homogène, le déphasage à une position située à une fraction x de l'épaisseur entre l'onde incidente et sa réflexion sur le miroir vaut initialement $\varphi_1 = 2kx n_1 e_1$ et finalement $\varphi_2 = 2kx(n_1 e_1 + \delta(ne))$, ce qui implique $\delta\varphi = 2kx\delta(ne)$. Avec un nombre d'onde k correspondant à 500 nm de longueur d'onde, $n_1 = 1,49$, $e_1 = 50 \mu\text{m}$ et un rétreint optique de $-1,2\%$, valeurs reportées pour notre système photopolymère [Carré 04], $|\delta\varphi|$ vaut environ 7π pour $x = 1$ et est inférieur à $\pi/10$ pour $x < 1/70$. Le brouillage des franges est donc très important si l'irradiation a lieu à la même échelle de temps que celle de la polymérisation. Comme cette dernière est usuellement de l'ordre de quelques secondes, le brouillage peut être évité en fournissant l'énergie lumineuse nécessaire à la construction du réseau pendant un temps très court, typiquement de quelques millisecondes, à la suite duquel la polymérisation aura lieu. Dans ce contexte, nous estimons un ordre de grandeur de la puissance nécessaire de la source lumineuse. Pour fournir 650 mJ/cm^2 en 1 ms sur un spot de $17 \mu\text{m}^2$, correspondant à la surface au col d'un faisceau de longueur de Rayleigh dans le photopolymère de $50 \mu\text{m}$, une puissance incidente d'environ 0,1 mW est nécessaire. Une telle valeur est donc tout à fait compatible avec l'utilisation de diodes laser.

Par ailleurs, une fois le rétreint optique établi, celui-ci est à l'origine d'un décalage en longueur d'onde à la lecture par rapport à celle utilisée à l'écriture. En effet, l'illumination de la formulation en configuration contre-propageante à une longueur d'onde λ_1 produit une figure d'interférence de pas $\lambda_1/2n_1$, avec n_1 l'indice initial. D'après le point précédent, cette exposition doit avoir lieu pendant un temps suffisamment court, et si le rétreint est uniforme la polymérisation ultérieure aboutit à un réseau de pas $\lambda_1/2n_1(1+\delta e/e_1)$, où δe et e_1 sont respectivement la variation d'épaisseur due au rétreint et l'épaisseur initiale. La longueur d'onde de lecture λ_2 adaptée pour une efficacité de diffraction maximale sur ce réseau doit donc vérifier la relation $\lambda_2/2n_2 = \lambda_1/2n_1(1+\delta e/e_1)$, où $n_2 = n_1 + \delta n$ est l'indice moyen post-polymérisation. Nous obtenons ainsi immédiatement pour λ_2 :

$$\lambda_2 = \lambda_1 \left(1 + \frac{\delta n}{n_1} + \frac{\delta e}{e_1} + \frac{\delta n \delta e}{n_1 e_1} \right) \approx \lambda_1 \left(1 + \frac{\delta(ne)}{n_1 e_1} \right) \quad (4.16)$$

Le décalage en longueur d'onde n'est donc sensible en configuration contre-propageante qu'au rétreint optique global du matériau. Pour la valeur de $-1,2\%$ mentionnée ci-dessus, le

décalage n'est donc pas du tout négligeable : la longueur d'onde à la lecture doit être diminuée d'environ 5 nm pour une longueur d'onde d'écriture proche de 500 nm.

Il est possible de réduire ce décalage en n'utilisant qu'une partie de la dynamique des formulations, ceci en effectuant une pré-irradiation plus importante. D'après Christiane Carré, nous pouvons considérer pour simplifier que pour une amplitude du réseau d'indice divisée par 10, soit de $0,9 \cdot 10^{-4}$, le rétreint optique diminue proportionnellement à $-0,12\%$. Le décalage en longueur d'onde nécessaire devient ainsi inférieur au nanomètre et compatible avec l'utilisation comme source d'une simple diode laser, dont la longueur d'onde d'émission peut être ajustée en variant la température. Dans le domaine du visible, les diodes laser disponibles commercialement émettent essentiellement dans le rouge et commencent également à être proposées dans le bleu. Bien que des systèmes photopolymères sensibles dans le rouge existent, par exemple utilisant du bleu de méthylène, il s'est avéré après discussion avec Christiane Carré que la mise au point d'un tel système pour répondre à nos besoins serait coûteuse en temps, et que la meilleure solution serait bel et bien d'utiliser le système à base d'éosine précédemment décrit, pour lequel une expertise importante a été accumulée. C'est effectivement vers cette solution que nous nous sommes tournés une fois que nous avons trouvé une diode laser compatible avec le spectre d'absorption de l'éosine.

La diode en question provient de la société japonaise Nichia : elle émet jusqu'à 5 mW aux alentours de 473 nm. Ce type de diode est actuellement en stade final de validation par la société et n'a toujours pas atteint le statut de produit commercial présentant une durée de vie garantie. Les caractéristiques reportées, à savoir une plage d'ajustement typique de la longueur d'onde d'émission d'environ 2 nm entre 17 et 60°C et une longueur de cohérence minimale de 400 μm dans l'air, s'avèrent cependant satisfaisantes pour notre application. Comme aucune autre source présentant ces performances pour un prix raisonnable n'a été trouvée, nous avons donc opté pour cette solution.

Dans notre montage, la diode Nichia est placée dans un support Thorlabs permettant sa stabilisation en température et sa collimation. Les figures 4.8 et 4.9 présentent les spectres que nous avons mesurés lorsque la diode émet en continu à deux températures de stabilisation distinctes. Le spectromètre utilisé est le modèle HR4000 de la société Ocean Optics, paramétré pour permettre des mesures sur la plage spectrale allant de 400 à 485 nm avec une résolution de 0,05 nm. Pour les deux figures, le spectre obtenu s'apparente à un pic de largeur à mi-hauteur d'environ 0,1 nm qui implique une longueur de cohérence de 1,4 mm dans l'air, valeur encore meilleure que celle que nous attendions. Les longueurs d'onde centrales

obtenues sont de 472,7 nm à 25°C pour la figure 4.8, et 473,53 nm à 42°C pour la figure 4.9. Ces valeurs sont compatibles avec un rétreint attendu impliquant un décalage en longueur d'onde de -0,5 nm entre l'écriture et la lecture. D'après les spécifications de la diode Nichia, il est en outre à noter que les pics présentés sont certainement des enveloppes contenant plusieurs modes qui ne peuvent être visualisés avec notre résolution. La longueur de cohérence réelle est donc sans doute encore plus importante que la valeur ci-dessus.

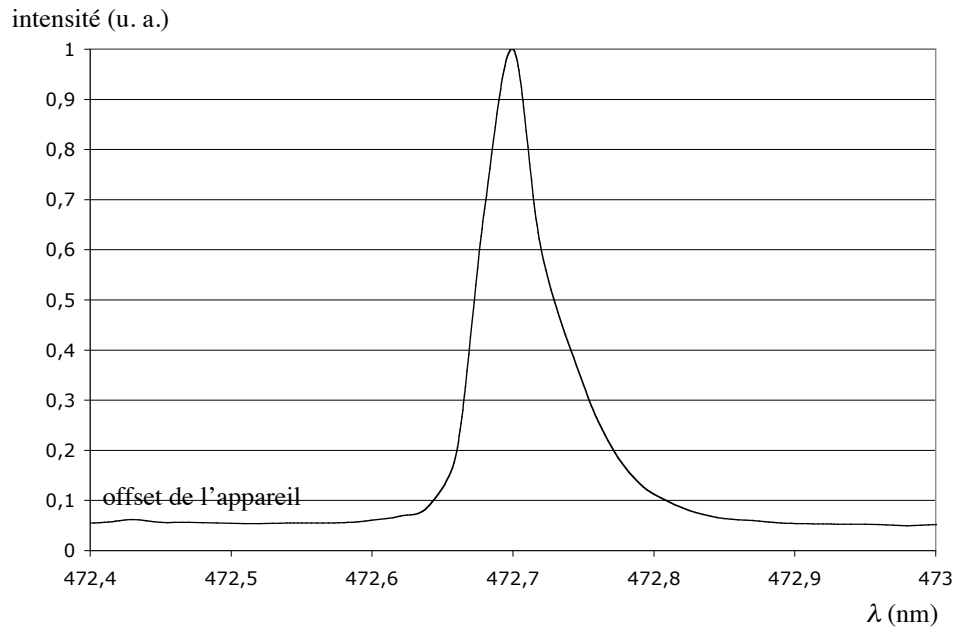


figure 4.8 : Spectre de la diode Nichia stabilisée à 25°C

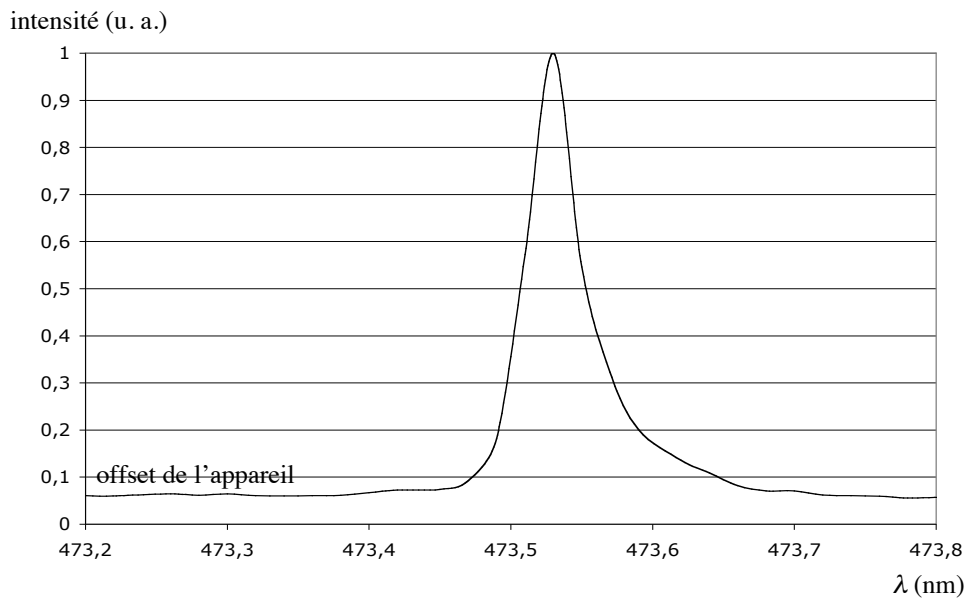


figure 4.9 : spectre de la diode Nichia stabilisée à 42°C

b. Le photodétecteur

Il reste toutefois à estimer si le signal obtenu en détection homodyne avec une variation d'indice du réseau de $0,9 \cdot 10^{-4}$ est exploitable dans un schéma de détection différentielle. Dans une couche d'épaisseur $50 \mu\text{m}$, cette variation conduit à un réseau plan d'efficacité de diffraction $9 \cdot 10^{-4}$ pour une longueur d'onde de 470 nm avec $m = 1$. En utilisant l'approche de résolution numérique de la sous-partie III.C.4 du chapitre 2, le gain en signal grâce à la détection homodyne est de 15 avec un miroir de réflectivité en intensité $R = 0,5$. Il faut cependant ne prendre en compte que la portion du signal résultant qui est effectivement détectée, cette portion pouvant être estimée à l'aide du coefficient de recouvrement (4.13). Ainsi, l'efficacité de diffraction η_L effectivement détectée pour un réseau enregistré dans le disque de Lippmann est donnée à partir de ce coefficient par la relation :

$$\eta_L = |R_{D,G}(0)|^2 \quad (4.17)$$

En effectuant le calcul pour une modulation de permittivité (4.7) où $\delta\epsilon$ correspond à une variation d'indice de $0,9 \cdot 10^{-4}$, et pour une longueur de Rayleigh du faisceau d'écriture égale à l'épaisseur de la couche de $50 \mu\text{m}$, nous obtenons avec $R = 0,5$ $\eta_L = 1,3 \cdot 10^{-4}$ au lieu de $\eta = 8 \cdot 10^{-4}$ pour un réseau plan. La fraction f_L d'intensité diffractée qui est détectée par rapport au cas du réseau plan peut ainsi être estimée à $f_L = 0,17$. Au bout du compte, la réflectivité en intensité équivalente du signal utile en détection homodyne est égale à $R_H = 9 \cdot 10^{-4} \times 15 \times \sqrt{f_L}$ soit $5,5 \cdot 10^{-3}$. Ceci est à comparer à l'offset de réflexion $R = 0,5$ pour lequel la fraction détectée est unitaire vu que l'onde réfléchie conserve son profil gaussien. Le rapport R_H/R proche de 10^{-2} est finalement compatible avec la dynamique des détecteurs différentiels disponibles commercialement.

3. Optimisation de l'épaisseur de l'échantillon

Il a été montré dans le paragraphe précédent que l'utilisation d'une couche photopolymère d'épaisseur $50 \mu\text{m}$ permet de générer des signaux de lecture suffisamment forts pour être détectés. Il n'a en revanche pas été tenu compte des signaux parasites pouvant perturber cette détection. Il est ainsi nécessaire de déterminer si les réflexions sur les interfaces de l'échantillon produisent un signal détecté suffisamment important pour gêner la lecture. La perturbation engendrée serait alors du même type que celle étudiée pour le montage de démonstration dans la partie I.C du chapitre 3, analysée au travers de la réflectivité équivalente d'un empilement de couches, et qui avait conduit à incliner légèrement le cristal photoréfractif.

Nous pouvons considérer que l'indice moyen du photopolymère à la fin de l'écriture est d'environ 1,51 pour une longueur d'onde proche de 470 nm [Carré 04]. Les substrats de verre BK7 ont quant à eux un indice de 1,523. La longueur de cohérence de la source d'environ 0,9 mm à ces indices implique qu'à priori seule la réflexion sur l'interface entre le photopolymère et le substrat est susceptible de perturber la réponse du résonateur miroir 50% - réseau inscrit. Toutefois, comme notre mesure de cette longueur de cohérence a semblé être limitée par la résolution de notre spectromètre, nous allons également considérer la réflexion sur l'interface air-substrat. Rappelons que le substrat y possède un traitement antireflet à 0,5% en intensité et présente une épaisseur de 1,6 mm.

Pour cerner l'influence de la réflexion précédente, les trois grandeurs pertinentes à comparer sont premièrement le module du coefficient de recouvrement (4.13) de l'onde diffractée dans l'onde contre-propageante de l'onde incidente gaussienne focalisée sur le miroir, et d'autre part le module du coefficient de recouvrement où la réflexion de l'onde incidente sur l'interface photopolymère-substrat remplace tout d'abord l'onde diffractée dans la relation (4.13), puis la réflexion sur l'interface substrat-air. Ces trois grandeurs, notées respectivement $|R_{D,G}(0)|$, $|R_{R1,G}(0)|$ et $|R_{R2,G}(0)|$, sont ainsi calculées numériquement pour différentes épaisseurs de photopolymère et pour les paramètres représentatifs suivants : un faisceau d'écriture gaussien de longueur d'onde 470 nm et de longueur de Rayleigh 50 μm dans le photopolymère, produisant une modulation de permittivité (4.7) où $\delta\epsilon$ correspond à une variation d'indice de 10^{-4} . Pour obtenir une estimation de $|R_{D,G}(0)|$ plus adaptée au cas de la lecture par détection homodyne, son calcul est effectué pour une longueur d'onde décalée de celle d'écriture de $-0,37 \times \Delta\lambda_{\text{Bragg}}$, où $\Delta\lambda_{\text{Bragg}}$ est la sélectivité de Bragg du réseau inscrit. Nous avons en effet déterminé que c'est avec un tel décalage que le signal de lecture obtenu en détection homodyne est maximal dans le cas d'ondes planes avec un matériau de type photopolymère, ce qui peut être vu sur la figure 2.9. Afin de simplifier les calculs numériques, une estimation approchée de la sélectivité de Bragg du réseau gaussien inscrit est obtenue en calculant en fonction de la longueur d'onde incidente le module de l'amplitude diffractée par le réseau en un point de son axe de révolution suffisamment éloigné du miroir (choisi en pratique à 1 cm). Les figures 4.10-a, b et c présentent ainsi des courbes de sélectivité de Bragg pour des épaisseurs du photopolymère respectives de 50, 100 et 150 μm . La figure 4.11 est un tableau donnant les coefficients $|R_{D,G}(0)|$, $|R_{R1,G}(0)|$ et $|R_{R2,G}(0)|$ obtenus pour les trois épaisseurs mentionnées ci-dessus ainsi que les sélectivités de Bragg, issues des courbes de la figure 4.10 en considérant la position du premier minimum.

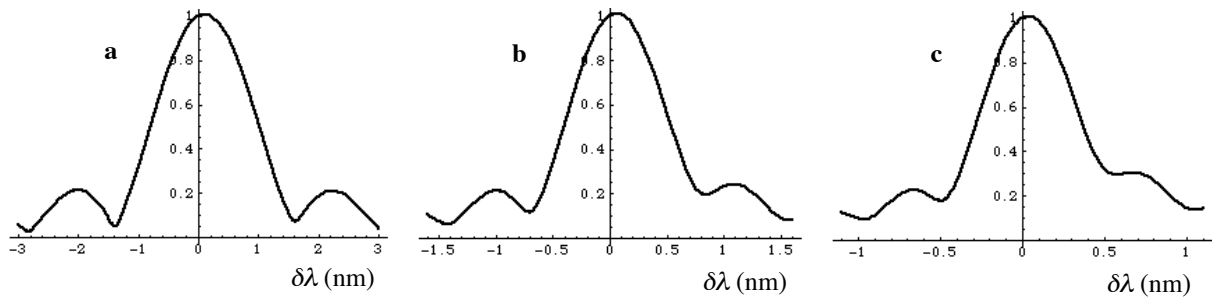


figure 4.10 : Module normalisé de l'amplitude diffractée par un réseau sur son axe en fonction du décalage par rapport à la longueur d'onde d'écriture (en nm) pour une épaisseur de 50 μm (a), 100 μm (b) et 150 μm (c)

épaisseur (μm)	$ R_{D,G}(0) $ (10^{-3})	$ R_{R1,G}(0) $ (10^{-3})	$ R_{R2,G}(0) $ (10^{-3})	$\Delta\lambda_{\text{Bragg}}$ (nm)
50	10	3,2	2,3	1,5
100	14,9	2	2,2	0,8
150	17,3	1,4	2,1	0,5

figure 4.11

Les sélectivités de Bragg reportées correspondent bien à celles qui seraient obtenues avec la relation (1.31) pour des réseaux plans de même épaisseur. Toutefois, pour le cas des réseaux gaussiens et comme il est visible sur la figure 4.10, plus l'épaisseur est grande devant la longueur de Rayleigh du faisceau d'écriture et plus les minima atteints pour un décalage égal à la sélectivité de Bragg s'éloignent de zéro. Pour des réseaux plans ces minima seraient nuls quelle que soit l'épaisseur. Un tel comportement indique donc qu'à épaisseur équivalente pour des réseaux gaussiens, un multiplexage en longueur d'onde plus efficace est obtenu lorsque l'épaisseur est inférieure ou égale à la longueur de Rayleigh : à savoir, moins de diaphonie est générée pour un même espacement entre les longueurs d'onde. Cependant, la figure 4.11 indique clairement que les réflexions sur les interfaces peuvent perturber la lecture. Notre objectif étant dans un premier temps de parvenir à lire efficacement un seul réseau inscrit à un emplacement, quitte à en multiplexer un petit nombre par la suite, nous avons choisi d'utiliser une épaisseur de photopolymère d'environ 150 μm . Les perturbations provoquées par les réflexions restent alors à un niveau suffisamment bas par rapport au signal diffracté, et il est à noter que l'influence de la réflexion sur l'interface air-substrat sera diminuée par le fait que la cohérence de cette réflexion avec le signal diffracté est limitée. Afin d'éviter la diaphonie entre réseaux adjacents, il sera en revanche nécessaire de séparer

spatialement les différents réseaux d'une quantité plus importante que dans le cas où l'épaisseur serait égale à la longueur de Rayleigh.

Le montage expérimental que nous avons mis en place possède donc pour sa partie matériau d'enregistrement une structure légèrement différente de celle du disque de Lippmann présentée dans la partie I. L'épaisseur de la couche photopolymère utilisée est en effet plus importante que la longueur de Rayleigh du faisceau d'écriture, afin de s'affranchir de réflexions gênantes. L'utilisation d'une longueur de Rayleigh égale à l'épaisseur, comme initialement prévu pour le disque de Lippmann, reste cependant possible en utilisant un substrat d'indice le plus proche possible de celui du photopolymère à la fin de l'écriture et un faisceau de longueur de cohérence limitée au double de l'épaisseur de la couche d'enregistrement.

C. Configuration du montage dans son ensemble

1. Les différentes sources laser du montage

Nous avons jusqu'à présent parlé de la source utilisée pour inscrire et lire les réseaux dans le photopolymère, à savoir la diode laser Nichia émettant à 473 nm. Nous avons toutefois été amenés à intégrer d'autres sources laser dans le montage afin de le mettre en œuvre.

Une première source est destinée à effectuer les réglages présentés précédemment de la tête d'écriture-lecture par rapport à l'échantillon de photopolymère avant l'étape d'écriture. Ces réglages ne sont pas immédiats et il semble donc peu adapté de les faire à une longueur d'onde à laquelle le photopolymère réagit. Utiliser la diode à 473 nm rendrait ainsi non seulement la zone d'incidence sur le photopolymère inutilisable pour une inscription ultérieure, mais également toute une zone périphérique du fait de la lumière diffusée et du temps pris par les réglages. Nous avons ainsi choisi comme source un laser He-Ne émettant 2 mW à 633 nm en continu. Les fibres utilisées dans le montage sont monomodes pour des longueurs d'onde allant approximativement de 470 nm à 630 nm, et il est donc possible d'acheminer les faisceaux du laser He-Ne et de la diode Nichia par la même fibre sur la tête de réflexion. Il est toutefois à noter que nous n'avons mesuré l'intérêt d'effectuer les réglages à une longueur d'onde inactinique pour le photopolymère que lorsque les lentilles de la tête d'écriture-lecture avaient déjà été achetées. Celles-ci ne sont donc pas achromatiques et nous avons constaté en effectuant les réglages sur un échantillon témoin sans photopolymère qu'ils aboutissent à des positions légèrement différentes pour les têtes de réflexion et de

transmission selon qu'ils sont effectués à 473 nm ou à 633 nm. Les différences apparaissent au niveau des positions de ces têtes selon z et dans une moindre mesure au niveau de l'orientation des supports des fibres. Le décalage entre les deux longueurs d'onde des positions selon z peut être mesuré grâce aux graduations des butées. Pour ce qui concerne les différences d'orientation des supports, nous avons déterminé qu'elles correspondent à des angles de l'ordre de $0,6^\circ$ par rapport à la normale au miroir, ce qui modifie très peu l'espacement des franges des réseaux inscrits, puisque cela revient à faire varier la longueur d'onde d'environ 25 pm en incidence normale. L'orientation des supports de fibre sera donc considérée comme identique pour les deux longueurs d'onde.

Avant d'inscrire un réseau dans la formulation, nous avons mentionné précédemment qu'une pré-irradiation est nécessaire afin de limiter le rétreint optique se produisant à l'écriture. Environ les neuf dixièmes de la dynamique holographique du matériau doivent être consommés dans cette optique d'après nos estimations précédentes. La tête d'écriture-lecture est donc utilisée pour effectuer cette pré-irradiation de manière contrôlée spatialement sur l'échantillon. Toutefois cette pré-irradiation ne peut se faire à partir de la tête de réflexion. En effet, dans cette configuration, l'utilisation d'une longueur d'onde différente de celle d'écriture, à savoir par exemple à 532 nm, produirait une structure d'indice dans le photopolymère qui serait certes illisible pour une lecture à 473 nm, mais qui ne constituerait pas une zone de pré-irradiation homogène. Ainsi, une inscription ultérieure à 473 nm aurait de grandes chances de conduire à un réseau déformé du fait de la réponse non uniforme du matériau consécutive à cette pré-irradiation inhomogène. Cette réponse non uniforme spatialement peut être par exemple appréhendée par la figure 1.5, typique du comportement d'un photopolymère en fonction de l'énergie reçue. Nous avons donc choisi d'effectuer l'étape de pré-irradiation par une fibre arrivant sur la tête de transmission afin de s'affranchir de la réflexion sur le miroir dans le photopolymère. La source utilisée pour cela est un laser solide Nd:YAG doublé émettant 10 mW à 532 nm en continu.

Une fois les réseaux inscrits, il est par ailleurs nécessaire d'effectuer une post-irradiation homogène sur la zone inscrite afin d'effacer les lentilles d'indice induites et de consommer toute la dynamique holographique restante de cette zone afin que la lecture se fasse sur un milieu stable et non réactif. Cette étape sera effectuée avec le même dispositif que pour l'étape de pré-irradiation.

2. Description de la structure globale du montage

La figure 4.12 présente l'architecture globale du montage et donc l'agencement des différentes parties que constituent la tête d'écriture-lecture avec l'échantillon, les différentes sources, et le dispositif de détection. Une photographie de la tête d'écriture-lecture mise en place est par ailleurs présentée figure 4.13.

Un isolateur optique est placé devant la diode Nichia afin de s'affranchir de réflexions parasites dans le montage qui déstabilisaient son spectre. Un cube séparateur de polarisation (CSP) associé à la lame quart d'onde présente dans la tête de réflexion (cf figure 4.6) permet de séparer les trajets du faisceau polarisé linéairement issu de la diode selon qu'il soit incident sur l'échantillon ou réfléchi par ce dernier. Ce faisceau réfléchi est orienté vers une des voies fibrées du détecteur différentiel grâce à une lame filtre passe-haut réfléchissante dans le bleu et transparente dans le rouge. Cette lame limite les pertes du faisceau précédent et permet au faisceau à 633 nm d'emprunter la voie de polarisation perpendiculaire à celle du faisceau émis par la diode pour être injecté dans la fibre de la tête de réflexion.

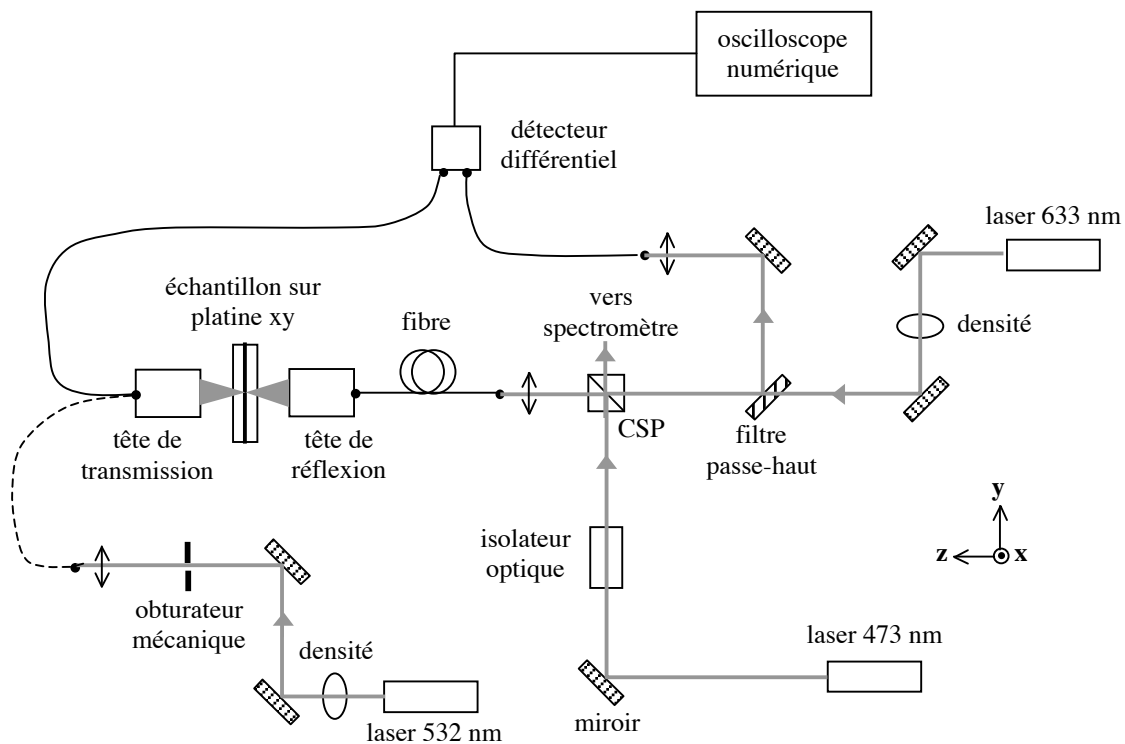


figure 4.12 : dispositif expérimental d'écriture-lecture sur photopolymère

La tête de transmission achemine à la lecture le faisceau de la diode transmis par l'échantillon vers la seconde voie fibrée du détecteur différentiel. Elle est également utilisée

comme il a été mentionné précédemment lors des étapes de pré et post-irradiation en utilisant à ce moment là une fibre où le faisceau à 532 nm a été couplé.

Le laser à 532 nm est atténué par une densité afin d'obtenir une puissance incidente sur l'échantillon proche de 140 nW. Il est en effet préférable d'effectuer la pré-irradiation sur une échelle de temps suffisamment longue devant le temps de la réaction de polymérisation afin de mieux contrôler l'état de polymérisation final induit, et pour cela une intensité suffisamment faible est requise. D'après les données dont nous disposons sur la formulation photopolymère [Carré 04], 200 mJ/cm² à 514 nm suffisent pour atteindre un réseau d'efficacité de diffraction maximale dans une couche de 50 µm. Nous avons estimé approximativement qu'avec la puissance précédente à 532 nm focalisée sur le miroir 50% de notre échantillon, où l'épaisseur de photopolymère est de 150 µm, 90% de la dynamique holographique peut être consommée en environ 100 ms, ce qui reste inférieur aux temps de polymérisation de quelques secondes. Un obturateur mécanique placé devant le laser permet cependant de contrôler la durée d'irradiation jusqu'à des temps de l'ordre de la milliseconde. Il est ainsi possible d'étaler la pré-irradiation sur des périodes nettement supérieures à la seconde par une exposition successive à plusieurs pulses espacés dans le temps.

A partir de la puissance initiale d'environ 1 mW émise par la diode laser, il reste typiquement après passage dans le montage 150 µW incidents sur l'échantillon. Avec un col du faisceau sur le miroir d'environ 1,8 µm, l'intensité incidente est ainsi proche de 2,2 kW/cm² en tenant compte de la réflexion sur le miroir 50%. Des temps d'exposition de 500 µs permettent ainsi de déposer une fluence proche de 1 J/cm². A 473 nm, une telle dose d'énergie semble d'après nos estimations permettre de consommer plus de la moitié de la dynamique holographique de la formulation photopolymère. Elle est donc amplement suffisante pour inscrire des réseaux suite à la pré-irradiation, et le temps d'exposition correspondant est bien entendu très confortable pour éviter tout phénomène de brouillage de franges. Il est toutefois important de noter que notre contexte d'utilisation de la formulation photopolymère ne correspond pas du tout à celui usuel mis en œuvre par l'équipe de Christiane Carré pour des enregistrements holographiques. En effet, la plupart des études effectuées par cette équipe ont surtout concerné des hologrammes en configuration de transmission, pour des intensités d'écriture beaucoup plus faibles, de l'ordre de 10 mW/cm², et sur des volumes plus importants. C'est d'ailleurs dans la configuration en réflexion qui nous intéresse que les problèmes liés à la contraction de volume se font le plus sentir.

Le laser à 633 nm est lui aussi atténué par une densité afin d'obtenir une puissance incidente sur l'échantillon de 4 μW . Cette puissance se révèle suffisante pour effectuer les réglages, et même si le photopolymère n'est pas sensible à cette longueur d'onde dans des conditions usuelles, le fait qu'elle corresponde une fois focalisée à une intensité élevée, de l'ordre de 32 W/cm^2 , suggère qu'il pourrait être néfaste d'utiliser des puissances plus élevées.

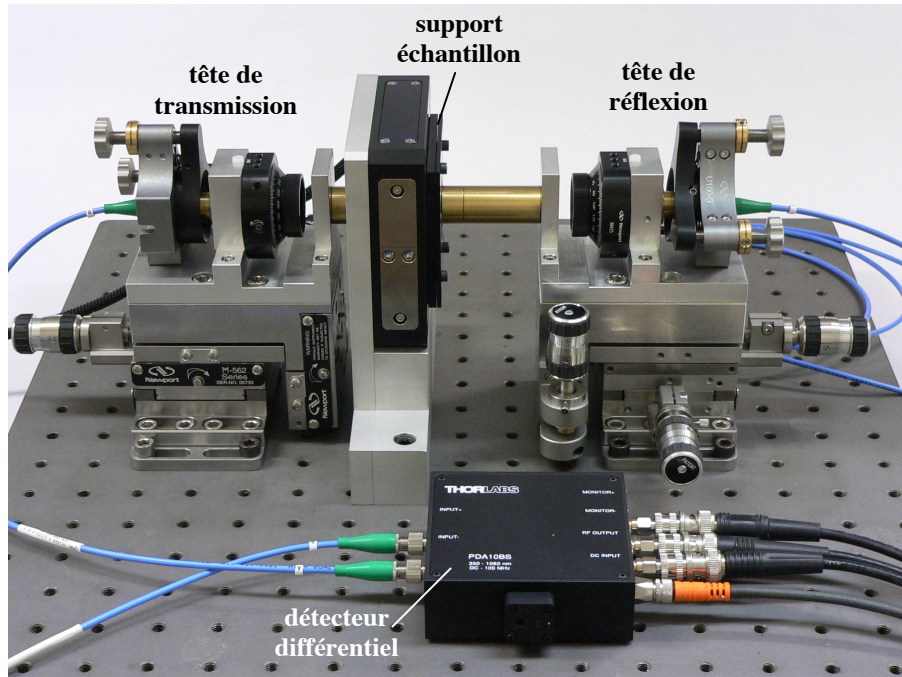


figure 4.13 : photographie de la tête d'écriture-lecture

3. Diminution du bruit à la lecture

Lors de l'étape de lecture, le détecteur différentiel utilisé (modèle Thorlabs PDA10BS) permet d'accéder non seulement au signal différentiel des deux voies d'entrées, mais aussi aux signaux respectifs de chacune des voies. Ces signaux pourront être visualisés à l'aide d'un oscilloscope numérique ou sur ordinateur par le biais d'une carte d'acquisition, pilotée par le logiciel LabVIEW et comportant plusieurs entrées/sorties numériques et analogiques. Cette carte sera d'ailleurs également utilisée pour contrôler la position en x et y de la platine de translation sur laquelle est maintenu l'échantillon.

Le premier objectif du montage est d'inscrire plusieurs réseaux à différents emplacements voisins de la couche photopolymère et de parvenir à les détecter de manière différentielle en balayant le faisceau de lecture sur la zone d'écriture. Une tâche importante lors de la mise en place du montage a ainsi consisté à minimiser le plus possible le bruit présent sur le signal de lecture. Pour cela, les signaux provenant du détecteur différentiel ont

été observés par le biais de la carte d'acquisition en utilisant en guise d'échantillon témoin un simple substrat de verre dont une des faces a subi un traitement semi-réfléchissant. Pour lire des informations en détection différentielle, il est nécessaire d'équilibrer les signaux provenant des deux voies. Il est possible pour cela de réguler leurs intensités respectives par des polariseurs placés sur les voies de réflexion et de transmission avant couplage final dans les fibres menant au détecteur différentiel. Une fois l'équilibrage réalisé, les signaux mesurés pour chacune des voies par notre détecteur différentiel sont typiquement de 100 mV. D'après nos estimations présentées dans la sous-partie II.B.2.b, l'ordre de grandeur attendu du signal utile lorsqu'un réseau est lu correspond à environ 1% du signal précédent. Le niveau de bruit lors de la mesure doit donc être nettement inférieur à 1 mV pour détecter les réseaux. Le bruit présent dans notre montage a été étudié en traduisant sinusoidalement le miroir 50% sur la plage de réglage de 90 μm d'une des directions de sa platine de maintien et en mesurant le signal différentiel en fonction de la position d'incidence sur le miroir et sur plusieurs aller-retours consécutifs. Les fluctuations spatiales et temporelles du signal différentiel équilibré peuvent ainsi être visualisées.

Nous avons de cette manière déterminé plusieurs sources de bruit. Le phénomène principal générateur de bruit est le filtrage spectral opéré par des résonateurs Fabry-Perot parasites présents dans le montage. En effet, la longueur d'onde d'émission de la diode n'est pas parfaitement constante au cours du temps. Des petites variations ont lieu car l'asservissement de la stabilisation en température de la diode n'est pas parfait. Ces fluctuations peuvent être plus ou moins importantes selon le point de fonctionnement en température choisi pour la diode, qui doit donc être ajusté en conséquence. Tout résonateur Fabry-Perot parasite présent dans une des voies de détection, en réflexion ou en transmission, va donc moduler l'intensité transmise sur la voie en question, et les variations d'intensité correspondantes seront ainsi présentes dans le signal différentiel. Il s'est avéré que les polariseurs destinés à équilibrer les voies et la lame quart d'onde présente dans la tête de réflexion, même traités anti-reflet, constituent de tels résonateurs. Les polariseurs ont ainsi été supprimés et l'équilibrage est effectué directement en ajustant le couplage des faisceaux dans les fibres menant au détecteur différentiel. La lame quart d'onde est bien entendu indispensable au montage, mais il serait possible de remplacer celle d'ordre zéro utilisée par une lame plus épaisse pour amoindrir le filtrage spectral. Nous avons en outre fait en sorte d'utiliser un contrôleur de température de la diode permettant une stabilité accrue, atteignant 5.10^{-4} °C.

En effectuant une acquisition du signal différentiel sur quelques aller-retours, en moyennant séparément les profils obtenus à l'aller et au retour, puis en faisant la différence des deux profils résultants, le signal présente finalement une modulation d'amplitude d'environ 0,1 mV. L'étape de soustraction des profils moyens aller et retour vise à s'affranchir d'une autre source de perturbation du signal, spatiale cette fois, provenant de la présence de poussières ou de défauts locaux dans l'échantillon. Lors de la lecture de réseaux, il ne sera bien sûr pas possible de procéder exactement de la sorte. La soustraction sera effectuée sur des profils obtenus à deux longueurs d'onde distinctes, l'une d'entre elles étant hors de la sélectivité de Bragg des réseaux, en ajustant le montage de telle sorte que les intensités détectées sur chacune des voies en l'absence de réseau soient identiques pour les deux longueurs d'onde. Au bout du compte, le montage mis au point possède donc une sensibilité tout à fait suffisante pour détecter des réseaux inscrits dans l'échantillon de photopolymère.

D. Mise en œuvre du montage

Le travail d'expérimentation sur notre montage de type disque de Lippmann reporté dans cette partie a été effectué avec l'aide de Christiane Carré, venue spécialement de Mulhouse. Elle a ainsi pu nous orienter dans le choix des différents paramètres d'exposition de la formulation et dans l'interprétation des données obtenues.

1. Protocole expérimental d'enregistrement

La procédure que nous avons suivie avec le montage décrit précédemment pour inscrire des réseaux dans l'échantillon de photopolymère est la suivante. Une fois cet échantillon installé sur la platine de translation piézo-électrique, les têtes de réflexion et de transmission sont ajustées à l'aide du laser He-Ne sur la position du miroir 50% selon le mode opératoire présenté dans la sous-partie II.A. L'écart entre les positions optimisées en z de ces têtes selon que la longueur d'onde utilisée est 633 nm ou 473 nm étant connu, chaque tête est ensuite réglée sur sa position correspondant à 473 nm. Il s'est avéré qu'un des axes de translation de la platine piézo-électrique était défectueux, ce qui a donc restreint son utilisation à l'enregistrement dans l'échantillon de réseaux espacés régulièrement sur une ligne longue de 90 μm selon y . Un tel enregistrement peut bien entendu avoir lieu à plusieurs emplacements du photopolymère en réajustant à chaque fois la position des têtes.

L'étape de pré-irradiation, destinée à permettre l'inscription ultérieure de réseaux présentant un rétreint optique acceptable, doit tout d'abord être mise en œuvre. La tête de

transmission est donc utilisée pour exposer le photopolymère à 532 nm. La zone irradiée consiste en cinq lignes de 90 μm , espacées de 2 μm en translatant manuellement selon x la tête de transmission. En inscrivant par la suite les réseaux sur la ligne centrale, la pré-irradiation peut ainsi être considérée comme homogène transversalement à cette ligne. La dose optimale d'énergie à appliquer n'étant pas connue de manière très précise, nous avons en revanche choisi d'effectuer une pré-irradiation non homogène le long des lignes, variant linéairement de 50 mJ/cm^2 à 500 mJ/cm^2 . Pour cela, le temps d'ouverture de l'obturateur mécanique est ajusté en fonction du déplacement de la platine selon y grâce à un programme LabVIEW. La platine est ainsi déplacée par pas de 1 μm , et trois passages successifs par ligne sont rendus nécessaires pour obtenir le profil de fluence cumulée précédent. Cela correspond à des temps d'ouverture de l'obturateur variant de 5 à 50 ms.

Grâce à la tête de réflexion, plusieurs réseaux sont ensuite inscrits avec la diode Nichia le long de la ligne centrale de la zone pré-irradiée. La diode est pour cela stabilisée à 42°C pour émettre à 473,53 nm, dans la perspective de pouvoir compenser ensuite le rétreint optique à la lecture en diminuant la température. En repérant la coordonnée y le long de la ligne d'inscription de -45 μm à 45 μm , les emplacements choisis pour enregistrer un réseau se situent respectivement à -25, -5, 15, et 35 μm . Une plage est ainsi laissée libre au début de la ligne pour permettre un réglage sur cette zone des têtes de réflexion et de transmission au début de la phase de lecture, ainsi qu'un équilibrage des deux voies de détection conduisant à un signal différentiel nul. Les réseaux sont en outre suffisamment espacés pour que leur divergence à la surface du photopolymère ne les mette pas en contact. Chacun est inscrit en modulant le courant d'injection de la diode suivant un créneau temporel de durée 500 μs . L'influence d'une telle modulation sur le spectre de la diode a été étudiée : par rapport à la figure 4.9, elle augmente simplement la largeur spectrale du pic d'émission de 0,1 à 0,2 nm, et la longueur de cohérence résultante reste tout à fait suffisante.

Une fois l'enregistrement des réseaux effectué, l'étape de post-irradiation est réalisée de manière similaire à la pré-irradiation. Deux balayages des cinq lignes avec une exposition à 532 nm pendant 150 ms à chaque position sont ainsi effectués. La fluence résultante de 1 J/cm^2 serait à elle seule suffisante pour consommer toute la dynamique holographique de la formulation ainsi que la majorité du colorant présent.

2. Résultats expérimentaux de la procédure de lecture

Après avoir effectué le protocole d'enregistrement précédent et avant de lire les quatre réseaux inscrits en balayant la ligne d'enregistrement, les têtes de réflexion et de transmission sont repositionnées de manière optimale par rapport à l'échantillon en utilisant la zone à $-45 \mu\text{m}$, non inscrite et dédiée à cet effet. Les signaux détectés sur chacune des voies sont alors équilibrés en réajustant les couplages dans les fibres menant au détecteur différentiel. Le signal différentiel est ensuite détecté le long de la ligne en conservant pour la diode la même intensité qu'à l'écriture, et dans un premier temps également la même longueur d'onde. Comme il a déjà été évoqué précédemment, l'objectif est ainsi d'obtenir un profil où les réseaux n'apparaissent pas du fait du rétreint optique, mais seulement les perturbations dues aux imperfections de l'échantillon (poussières...). La soustraction de ce profil de celui où les réseaux apparaîtront permettra de s'affranchir de ces perturbations. Le signal différentiel est égal au signal transmis auquel est soustrait le signal réfléchi. Le profil que nous avons détecté en pratique par le biais de notre carte d'acquisition sur ordinateur est présenté figure 4.14.

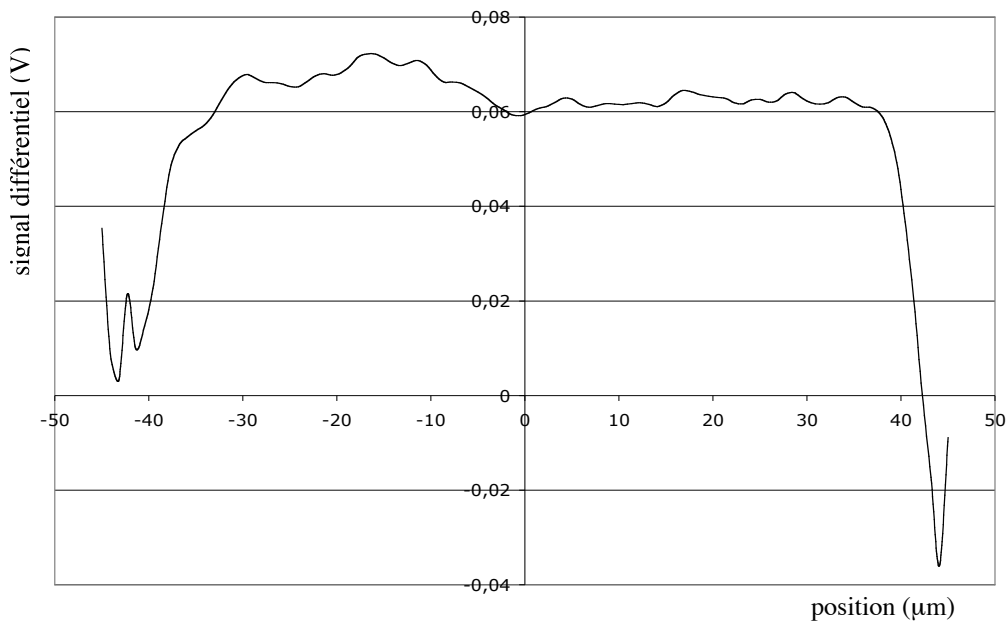


figure 4.14 : signal différentiel le long de la ligne d'écriture obtenu juste après enregistrement

Ce profil n'est clairement pas celui attendu : un signal différentiel variant d'au moins 60 mV est observé entre la zone centrale où les réseaux sont inscrits et les extrémités de la ligne. Cette marche n'est à priori pas due aux réseaux puisque l'amplitude attendue des signaux qu'ils génèrent est au maximum de quelques millivolts et que le rétreint optique devrait de toute façon les rendre invisibles. Comme une dose importante d'énergie par rapport au reste de la ligne a été fournie sur la zone à $-45 \mu\text{m}$ au bout des quelques minutes de

l'ajustement des têtes, une irradiation équivalente a été renouvelée par la suite en d'autres emplacements de la ligne afin de tester si elles produisent un effet détectable. Par rapport à la figure 4.14, le profil de la figure 4.15 a été obtenu après irradiation avec la diode tout d'abord 1 min à la position 0 μm , puis 5 min à -20 μm , et pour terminer 5 min à 20 μm suite à un balayage de l'ensemble de la zone d'enregistrement à 532 nm pendant 450 ms. La longueur d'onde utilisée pour la diode est toujours de 473,53 nm pour l'exposition comme pour la lecture.

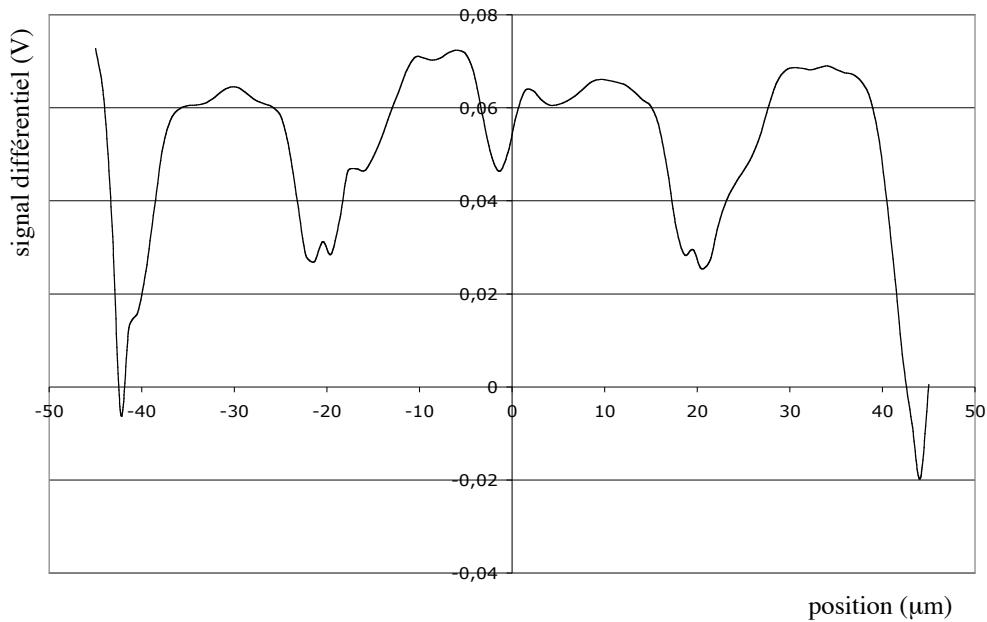


figure 4.15 : signal différentiel post-enregistrement lu à 473,53 nm suite à une exposition prolongée par la diode à -20, 0 et 20 μm

Le profil précédent montre ainsi clairement que ces irradiations localisées post-enregistrement avec la diode modifient notablement le signal différentiel. Contrairement à ce que nous pensions, la dose énergétique fournie pendant la procédure d'enregistrement ne semble donc pas suffisante pour consommer l'ensemble de la dynamique holographique du photopolymère. Par rapport à la figure 4.15, le profil de la figure 4.16 est obtenu en changeant la balance entre les deux voies de détection ainsi que la longueur d'onde de la diode, réglée à 472,7 nm comme selon la figure 4.8. Les différents creux dans le signal différentiel de la figure 4.15 sont donc toujours visibles sur la figure 4.16, ce qui semble indiquer qu'ils ne possèdent pas de sélectivité de Bragg. Pour mieux cerner l'origine d'un tel profil, les signaux obtenus sur chacune des voies de détection ont été observés simultanément sur oscilloscope numérique en plus du signal différentiel. Ces signaux sont reportés figure 4.17.

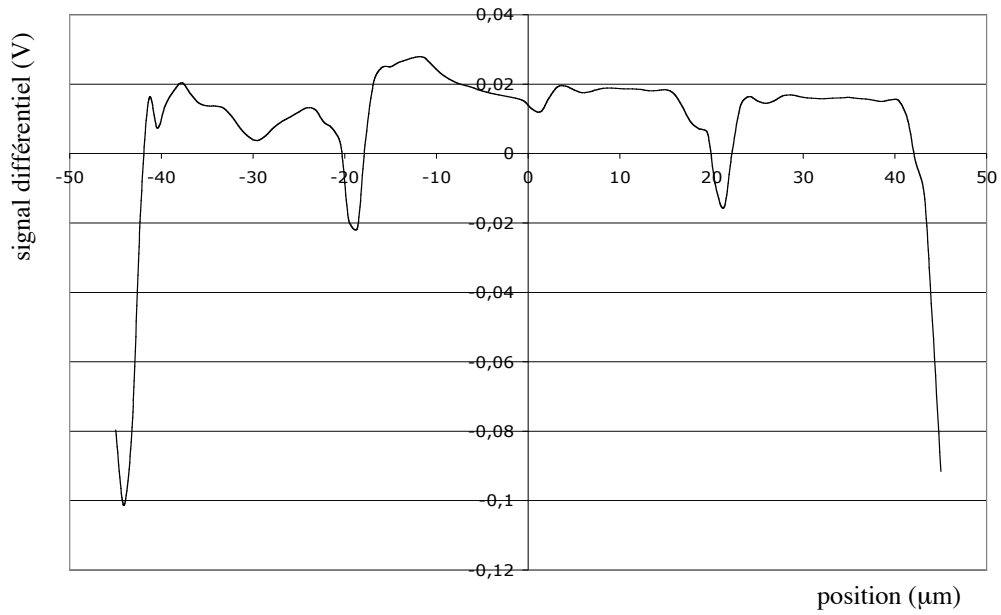


figure 4.16 : signal différentiel post-enregistrement consécutif à celui de la figure 4.15 mais lu à 472,7 nm avec une balance entre les deux voies de détection modifiée

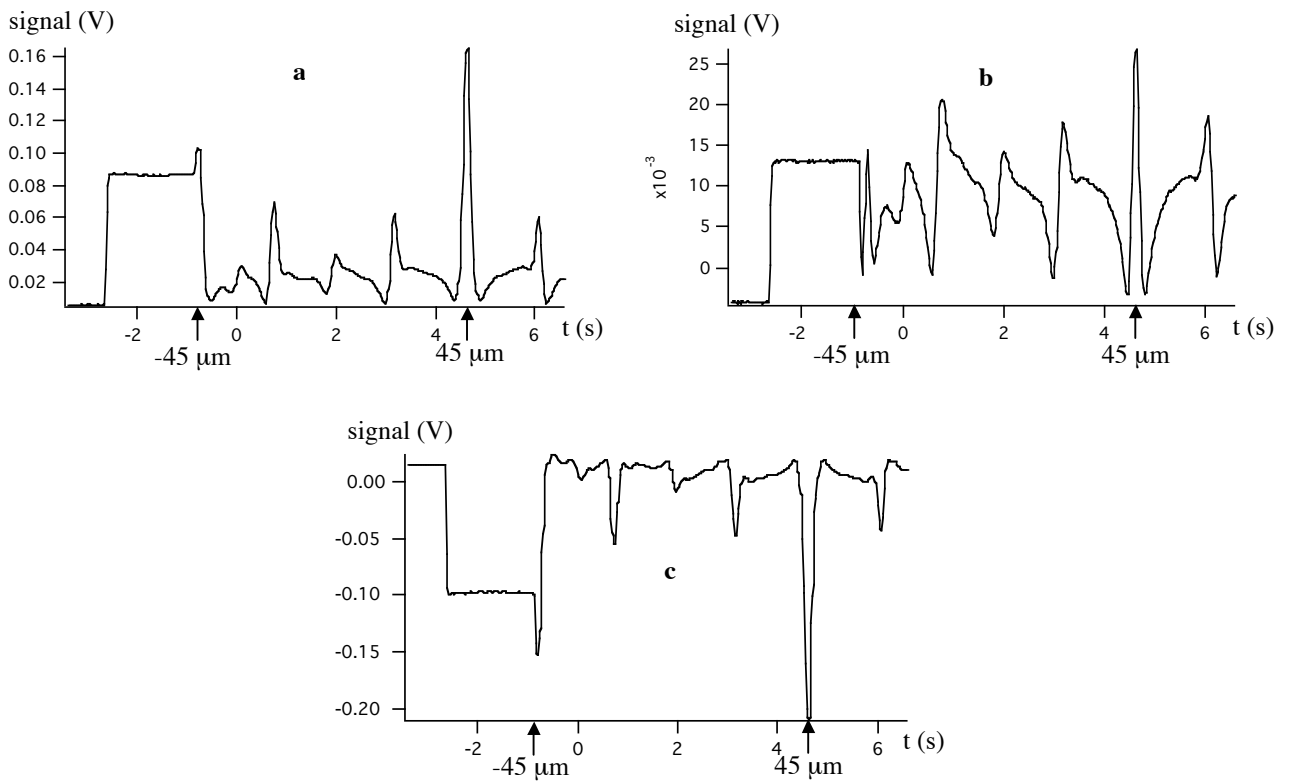


figure 4.17 : signal à l'oscilloscope numérique en fonction du temps lors du balayage de la ligne pour les voies de réflexion (a), de transmission (b) et différentielle (c) ; les deux flèches indiquent les positions extrêmes de la ligne à $\pm 45 \mu\text{m}$

Les figures 4.16 et 4.17-c sont bien sûr identiques au bruit près, et il apparaît que les signaux sur les voies de transmission et de réflexion sont bien plus faibles que les 100 mV typiques dus à l'offset de réflexion/transmission. Ils vont même quasiment jusqu'à s'annuler

pour certaines positions. Une hypothèse pour expliquer l'origine d'un tel comportement du signal détecté est que les irradiations post-enregistrement avec la diode ont généré des lentilles d'indice dans le photopolymère. Si la variation de l'indice moyen du photopolymère est suffisamment forte dans la zone irradiée par le faisceau par rapport à la zone environnante, la lentille d'indice résultante doit pouvoir perturber notablement à la lecture la propagation des faisceaux transmis et réfléchi et leur couplage dans les fibres.

Pour ce qui concerne le fait que le photopolymère continue à réagir alors que sa dynamique holographique devrait déjà avoir été consommée, une explication peut provenir de l'intensité très importante utilisée à la lecture, qui est identique à celle d'écriture de $2,2 \text{ kW/cm}^2$. Rappelons que les intensités utilisées usuellement à Mulhouse sur la formulation sont de l'ordre de 10 mW/cm^2 . Vu que la lecture se fait dans notre cas en un temps non négligeable de quelques secondes, il est fort probable qu'elle puisse modifier la structure de la zone précédemment irradiée pendant l'enregistrement. Un échauffement du milieu conduisant à une diminution locale de la viscosité favorise en effet les apports de matière de la zone latérale non irradiée, ce qui provoque la poursuite de la réaction de polymérisation. Un tel phénomène pourrait donc expliquer les modifications post-enregistrement du profil de signal différentiel induites par la diode (figures 4.15 à 4.17).

De premières modélisations de l'influence d'une lentille d'indice sur les signaux détectés ont été effectuées en supposant pour simplifier que la lentille est due à un faisceau qui ne diverge pas à l'intérieur du matériau. Cela revient à dire que la longueur de Rayleigh du faisceau est beaucoup plus importante que l'épaisseur de la couche d'enregistrement. Nous considérons que la réponse Rep du matériau en terme de variation d'indice normalisée en fonction de la fluence reçue J (en unités arbitraires) suit la relation suivante :

$$Rep(J) = 1 - e^{-J} \quad (4.18)$$

Cette réponse est représentée figure 4.18. Dans le cas simplifié que nous traitons ici, le déphasage Φ supplémentaire introduit par la traversée de la lentille d'indice en fonction de la fluence J et de la position radiale ρ dans la section du faisceau gaussien l'ayant inscrite est donné par la relation :

$$\Phi(J, \rho) = \frac{2\pi}{\lambda} \Delta n l Rep \left[J \exp \left(-\frac{2\rho^2}{w_0^2} \right) \right] \quad (4.19)$$

où Δn est la variation d'indice moyen maximale inductible à partir de l'état initial considéré, w_0 le col du faisceau, l l'épaisseur du matériau et λ la longueur d'onde de lecture.

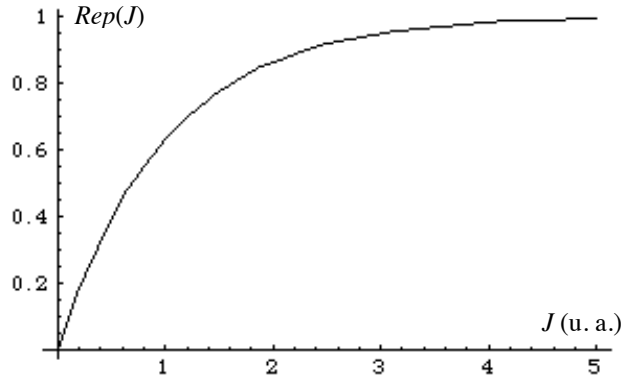


figure 4.18 : Type de variation d'indice considérée dans le matériau en fonction de la fluence reçue

Par rapport au cas sans lentille, les fractions de puissance se recouplant dans les fibres des têtes de réflexion et de transmission après traversée de la lentille peuvent être obtenues à partir de calculs de coefficients de recouvrement sur le même modèle qu'avec la relation (4.13). Les coefficients de recouvrement R_T et R_R à considérer respectivement pour les ondes transmises et réfléchies sont ainsi donnés par les relations suivantes :

$$R_T(J) = \frac{\int_0^\infty e^{i\Phi(J,\rho)} e^{-2\rho^2/w_0^2} \rho d\rho}{\int_0^\infty e^{-2\rho^2/w_0^2} \rho d\rho} \quad (4.20)$$

$$R_R(J) = \frac{\int_0^\infty e^{2i\Phi(J,\rho)} e^{-2\rho^2/w_0^2} \rho d\rho}{\int_0^\infty e^{-2\rho^2/w_0^2} \rho d\rho} \quad (4.21)$$

Les modules au carré de ces coefficients donnent les fractions de puissance recherchées.

La variation d'indice moyen typique de la formulation entre son état gélifié initial et celui obtenu une fois la dynamique holographique consommée est de l'ordre de $2 \cdot 10^{-2}$ [Carré 04]. Pour ce qui concerne nos irradiations post-enregistrement avec la diode, il semble raisonnable d'utiliser dans nos simulations une variation d'indice maximale Δn de $2 \cdot 10^{-3}$. Les autres paramètres utilisés sont $l = 160 \mu\text{m}$ (épaisseur effective du photopolymère mesurée par Safi Jradi à Mulhouse par spectroscopie d'absorption, donc légèrement supérieure à $150 \mu\text{m}$), $\lambda = 473 \text{ nm}$ et $w_0 = 2 \mu\text{m}$. Les fractions de puissance en transmission et en réflexion recherchées sont ainsi présentées en fonction de la fluence J figure 4.19. Au vu de cette figure, il apparaît nettement que la lentille d'indice peut faire diminuer considérablement le couplage des signaux transmis et réfléchis dans les fibres. L'effet sur le signal réfléchi est plus

important du fait du double passage dans la lentille, ce qui semble en accord avec les données expérimentales de la figure 4.17.

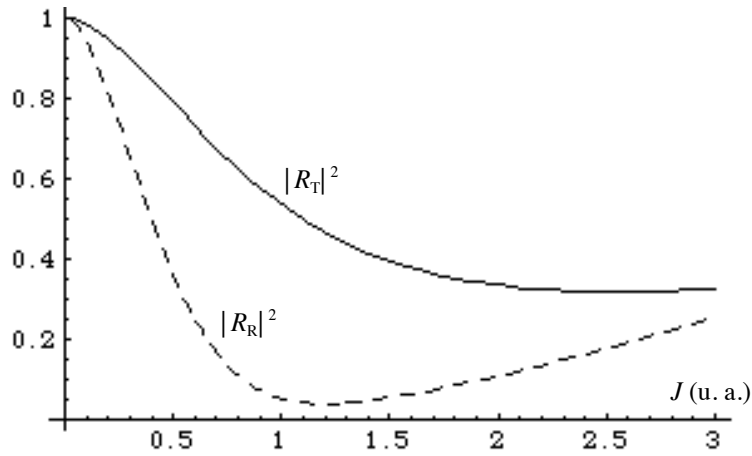


figure 4.19 : Fraction de puissance détectée en transmission et en réflexion en fonction de la fluence J construisant la lentille d'indice

Dans le cadre de l'approche simplifiée de nos calculs, les coefficients R_T et R_R sont en fait indépendants de la valeur de w_0 . Ces calculs montrent néanmoins clairement que la génération d'une lentille d'indice permet d'expliquer le comportement des signaux que nous avons détectés.

3. Stratégie envisagée pour améliorer le montage

Pour permettre au montage de lire de manière efficace les réseaux inscrits, il est dans un premier temps nécessaire de cerner dans quelle mesure l'effet de lentille induite qui a été observé précédemment entre en compétition avec les signaux générés par les réseaux. En conservant la géométrie simplifiée précédente où le faisceau gaussien ne diverge pas dans la couche d'enregistrement, le coefficient de recouvrement de l'onde diffractée dans le profil gaussien est calculé par la relation (4.13). Ainsi, l'efficacité de diffraction η_G effectivement détectée pour un réseau non divergent de profil transversal gaussien est issue de la relation (4.17) en l'adaptant à cette configuration. Nous avons calculé numériquement que η_G est 4 fois plus faible que pour le cas d'un réseau plan. Cette efficacité de diffraction en fonction de la fluence J qui a été utilisée pour inscrire le réseau est donc :

$$\eta_G(J) = \frac{1}{4} \left(\frac{\pi \delta n l \text{Rep}(J)}{\lambda} \right)^2 \quad (4.22)$$

où δn est l'amplitude maximale inductible pour le réseau d'indice.

Avec le schéma de lecture différentiel de la détection homodyne effectuée dans notre montage, nous pouvons donner une estimation du signal détecté S_D à l'aide de la relation approchée (2.23). Ce signal s'annule en l'absence de réseaux et lorsque les faisceaux gaussiens transmis et réfléchis par le miroir se recouplent parfaitement dans les fibres. La relation obtenue pour une réflectivité $|r|^2 = 50\%$ est la suivante :

$$S_D \approx |r|^2 \left(|R_R|^2 - |R_T|^2 \right) + |r| \left(|R_R| + |R_T| \right) \eta_G^{1/2} \quad (4.23)$$

celle-ci tient compte du fait que le terme de détection homodyne donné par la relation (2.23) est un facteur 2 trop grand par rapport à la résolution exacte.

L'objectif est ainsi de comparer en fonction de la fluence reçue par le matériau pour inscrire le réseau les contributions au signal détecté des deux termes de la somme de la relation (4.23). Il est bien entendu recherché un régime où le deuxième terme, impliquant l'efficacité de diffraction du réseau, est prépondérant. Pour modéliser le comportement de ces deux termes se pose la question du choix des valeurs à attribuer à la variation maximale d'indice moyen Δn et à l'amplitude maximale δn du réseau d'indice, qui sont à priori différentes. Nous avons en effet mentionné précédemment que pour les photopolymères du DPG de Mulhouse que nous utilisons, l'enregistrement à partir d'un état gélifié initial d'indice 1,49 d'un réseau en réflexion, de franges parallèles à la couche de matériau et d'interfrange 240 nm, conduit à $\Delta n = 2.10^{-2}$ et $\delta n = 0,9.10^{-3}$ [Carré 04]. Il semble difficile d'aboutir à $\delta n = \Delta n$ dans un photopolymère pour les raisons suivantes [Saint-Georges 04]. Tout d'abord, la présence de lumière dans les franges sombres de la figure d'interférence d'enregistrement, qu'elle soit due à la diffusion Rayleigh par le milieu environnant ou à un taux de modulation différent de 1, est une source d'augmentation d'indice. Il est d'ailleurs à noter qu'un taux de modulation un peu inférieur à 1, donc une polymérisation dans les franges sombres, est souvent utilisé pour obtenir une meilleure stabilité de l'hologramme. En outre, la polymérisation qui a lieu dans les franges claires n'est jamais stoppée de manière complètement abrupte au passage dans les franges sombres : les chaînes polymères y continuent toujours un peu leur propagation. Ceci est donc également une source d'augmentation de l'indice moyen dans les franges sombres, et ce d'autant plus que l'interfrange de la figure d'interférence est petit. Le DPG a acquis une solide expertise sur les conditions d'enregistrement optimales pour des hologrammes en transmission, qui conduisent typiquement à $\Delta n = 2.10^{-2}$ et $\delta n = 5,3.10^{-3}$ pour des hologrammes d'interfrange 1 μm [Carré 04]. L'enregistrement d'hologrammes en réflexion a en revanche été beaucoup moins étudié et les conditions d'enregistrement optimales ne sont donc pas encore connues. Les

photopolymères à base d'acrylates sont en effet moins adaptés à cette configuration car le fait d'obtenir des franges d'indice parallèles à la couche de matériau les rend beaucoup plus sensibles au rétreint dimensionnel de celles-ci. Dans le cas de réseaux en transmission présentant des franges perpendiculaires à la couche, l'interfrange est en revanche insensible au rétreint dimensionnel. Pour le cas d'un réseau en réflexion, le DPG a reporté qu'une pré-irradiation plus importante de la formulation conduit à une augmentation de son efficacité de diffraction : par rapport au δn de $0,9 \cdot 10^{-3}$ indiqué ci-dessus pour une pré-irradiation usuelle, un nouveau δn de $1,1 \cdot 10^{-3}$ est ainsi estimée [Carré 04]. Pour obtenir ces résultats, il apparaît que l'enregistrement d'un réseau dure au moins 20 secondes vu les intensités d'écriture utilisées et la fluence déposée lors d'un enregistrement. Il nous paraît donc possible qu'un brouillage des franges ait lieu lors de l'enregistrement et que des efficacités de diffraction encore plus importantes pourraient de ce fait être obtenues en réflexion.

Au vu de la discussion précédente, pour comparer les deux termes de la relation (4.23), les paramètres $\Delta n = 2 \cdot 10^{-3}$ et $\delta n = 2 \cdot 10^{-4}$ paraissent adaptés à la situation expérimentale qui a été la notre, où l'enregistrement des réseaux faisait suite à une pré-irradiation importante. L'évolution de ces deux termes en fonction de la fluence reçue est ainsi présentée figure 4.20 avec pour autres paramètres $|r|^2 = 50\%$, $l = 160 \mu\text{m}$, $\lambda = 473 \text{ nm}$ et $w_0 = 2 \mu\text{m}$.

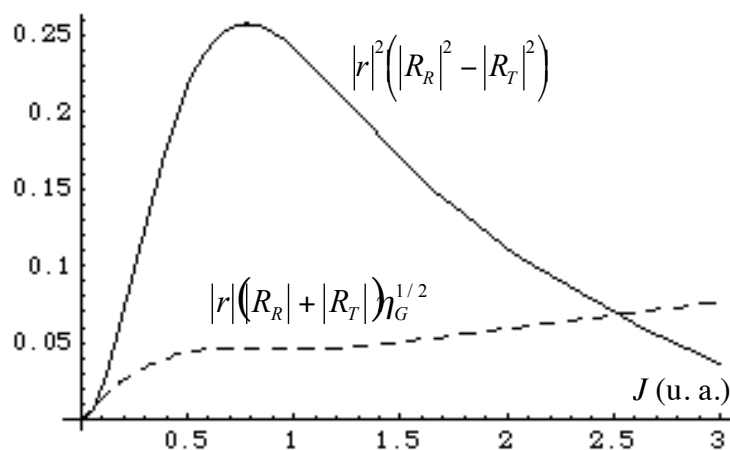


figure 4.20 : comparaison des 2 termes du signal différentiel (4.25), en trait plein l'offset dû à la lentille et en pointillé le signal dû au réseau

Les profils des courbes de cette figure ne sont bien entendu pas à considérer comme des cas généraux : ils doivent en effet dépendre entre autres de manière importante de la réponse (4.18) considérée pour le matériau. Ils sont toutefois suffisants pour conclure que les lentilles d'indice peuvent générer en détection différentielle des signaux plus importants que ceux dus aux réseaux inscrits. Elles constituent donc une gêne certaine dans le principe de stockage du

disque de Lippmann, et il paraît vraiment nécessaire de les effacer grâce à une post-irradiation adaptée afin de pouvoir détecter convenablement la présence des réseaux.

Pour ce qui est de l'intensité trop importante utilisée à la lecture, il s'avère possible de la diminuer par plusieurs moyens. Tout d'abord, il est possible d'accroître le col des faisceaux en augmentant la distance focale des deux lentilles entre lesquelles se situe l'échantillon. L'intensité à puissance donnée sera donc diminuée, et l'utilisation d'une longueur de Rayleigh plus importante permettra également de modéliser plus facilement les signaux détectés en se rapprochant du cas des réseaux plans et de simplifier encore les réglages. La réflexion sur l'interface photopolymère-substrat ne devrait pas être gênante vu qu'après discussion avec Christiane Carré, l'indice du photopolymère une fois sa dynamique holographique consommée devrait être plus proche que ce que nous pensions de celui du substrat. En outre, en supposant que la lentille d'indice peut être effacée, des signaux diffractés plus importants que prévus pourraient être générés en tolérant un rétreint optique plus important des réseaux, dans la mesure où nous possédons une deuxième diode Nichia dont le spectre d'émission est décalé de 2 nm vers le rouge par rapport à la première. Son utilisation à l'inscription et l'usage de la première diode à la lecture permettrait ainsi d'augmenter le décalage en longueur d'onde à la lecture.

Par ailleurs, le temps nécessité à la lecture pour parcourir la ligne de 90 μm peut être diminué de manière importante en optimisant le programme LabVIEW mis en œuvre. Lors de son utilisation, la mesure du signal différentiel était effectuée après chaque déplacement pas à pas de la platine de maintien de l'échantillon, et au bout du compte la lecture prenait quelques secondes. Un net gain en rapidité serait possible en effectuant les mesures à la volée sur un échantillon en cours de déplacement, et de cette manière le balayage de la ligne en environ 50 ms paraît réaliste.

Enfin, il est tout à fait envisageable de diminuer l'intensité incidente de la diode à la lecture puisque la bande passante de 100 MHz du détecteur différentiel que nous utilisons est trop importante pour le balayage de lecture : une réduction à 100 kHz serait suffisante et permettrait de diminuer le bruit de détection, et donc de travailler avec des intensités au moins 10 fois plus faibles.

Suite à ces améliorations proposées, le dispositif est en cours de modification. De nouvelles lentilles de distances focales 3 fois plus importantes, soit de 12 mm, ont été commandées et installées. Elles vont permettre de diminuer l'intensité incidente sur l'échantillon d'environ un facteur 10 à puissance égale. En outre, la platine de translation piezo-électrique en x et en y sur laquelle est maintenu l'échantillon a été envoyée en

réparation afin de pouvoir utiliser par la suite son deuxième axe, qui était défectueux. Ceci permettra de contrôler de manière beaucoup plus précise l'homogénéité de pré et post-irradiations sur des surfaces contenant plusieurs réseaux inscrits, et rendra possible une lecture spatiale en deux dimensions de ces réseaux. La réparation n'est à l'heure actuelle toujours pas achevée et le temps a donc manqué pour tester le montage modifié.

Conclusion

Ce chapitre présente une architecture de mémoire holographique appelée disque de Lippmann, étudiée pour mettre en œuvre de manière relativement simple le schéma de lecture par détection homodyne dans une configuration différentielle. L'étude théorique des performances de cette mémoire révèle que les capacités accessibles sont faibles, de l'ordre de celle du DVD, et indépendantes de l'épaisseur de la couche d'enregistrement. Ce dernier aspect est toutefois attractif en ce qu'il permet d'augmenter les tolérances de fonctionnement du disque en même temps que l'épaisseur de la couche, du fait de l'ouverture numérique de focalisation plus faible qui en résulte. Ainsi, l'ouverture numérique peut être facilement inférieure à 0,2, valeur pour laquelle les tolérances de focalisation sont de l'ordre de $\pm 5 \mu\text{m}$, à savoir plus ou moins la zone de Rayleigh. Pour de telles valeurs, les aberrations sphériques introduites par les substrats de verre de l'échantillon sont également négligeables. Par ailleurs, le débit de lecture du disque de Lippmann peut bien entendu bénéficier de l'augmentation de signal inhérente à la lecture par détection homodyne, ce qui représente facilement un gain d'un facteur 15.

La mise en œuvre expérimentale de cette architecture de mémoire a par la suite conduit à un montage basé sur une détection différentielle entre signaux transmis et réfléchi par un échantillon consistant en une couche de photopolymère déposée sur un miroir semi-réfléchissant. L'optimisation sur un simple miroir semi-réfléchissant de la sensibilité en détection de ce montage a tout d'abord été effectuée. Elle nous a permis de repérer plusieurs sources de perturbation du signal différentiel, à savoir essentiellement la présence de résonateurs Fabry-Perot parasites constitués par des éléments optiques du montage et les fluctuations de température de la diode utilisée. Au bout du compte, la sensibilité obtenue pour le montage s'avère tout à fait compatible avec nos estimations théoriques de la quantité de signal générée par des réseaux inscrits, et elle est en outre obtenue avec des réglages du montage relativement aisés. L'enregistrement et la lecture de réseaux à l'aide de ce montage dans l'échantillon de photopolymère n'ont en revanche pas pu être validés. Nous avons en

effet déterminé que les lentilles d'indice générées en cours d'enregistrement dans le matériau du fait de son rétreint optique perturbent notablement notre schéma de lecture, et les paramètres adaptés de la post-irradiation permettant de les effacer n'ont pas encore été fixés. Plusieurs améliorations du montage ont par ailleurs été proposées pour diminuer l'intensité de lecture, qui s'est avérée trop importante car susceptible d'induire de nouvelles structurations d'indice consécutives à des effets thermiques. Il est à noter que l'utilisation d'un matériau d'enregistrement présentant moins de rétreint optique, comme les photopolymères des sociétés InPhase Technologies et Aprilis spécialement développés pour le stockage holographique, aurait simplifié la mise en œuvre de notre dispositif. De plus, le second schéma de détection différentielle que nous avons proposé dans le chapitre 2, impliquant une lame de phase déposée sur le miroir pour permettre cette détection en réflexion entre les deux composantes de polarisation, serait moins perturbé par la présence des lentilles d'indice, tout comme par celle de résonateurs Fabry-Perot parasites. Les deux voies de détection sont en effet dans ce cas soumises aux mêmes perturbations au niveau de la tête d'écriture-lecture.

