
Etude de l'architecture d'une mémoire holographique microfibrée réinscriptible

Introduction

Au vu de l'état de l'art sur le stockage holographique présenté dans le chapitre 1, il apparaît que des architectures et matériaux variés peuvent être envisagés de manière prospective. Le champ d'investigation est donc très large, et le groupe Manolia de l'Institut d'Optique d'Orsay avait ainsi choisi avant le démarrage de cette thèse de développer sa thématique de recherche sur le stockage holographique en orientant ses travaux sur l'architecture de mémoire microfibrée. Les potentialités de cette approche sont en effet bien réelles. Tout d'abord, le fait que les capacités accessibles apparaissent proportionnelles à l'épaisseur de la couche de données est très attractif. De plus, l'utilisation d'un nombre important de longueurs d'onde est propice à augmenter les débits d'écriture et de lecture par rapport aux supports surfaciques optiques actuels.

L'approche par microréseaux est également très intéressante du fait de son fonctionnement proche de celui des supports surfaciques actuels, ce qui la rend moins prospective et semble garantir une bonne compatibilité avec ces supports. Les limitations que connaissent ces derniers pourraient toutefois poser certains problèmes à cette approche. D'une part au niveau des débits, qui sont surtout limités par les vitesses de rotation de disque accessibles [McLeod 05]. D'autre part au niveau des tolérances de fonctionnement. En effet, l'augmentation des capacités visée est essentiellement due à la multiplication des couches de microréseaux, et les contraintes de positionnement volumiques au sein d'un tel empilement pourraient être importantes avec de grandes ouvertures numériques de focalisation (donc particulièrement sensibles aux aberrations optiques). Par ailleurs, l'unité de réflexion nécessaire à l'enregistrement conduit à une architecture avec des éléments actifs à aligner de part et d'autre du disque, ce qui nécessite la plupart du temps la présence d'un asservissement.

Dans ce contexte, ce chapitre décrit une structure de mémoire microfibrée basée d'une part sur un matériau réinscriptible original, et d'autre part sur une configuration de type Lippmann permettant de supprimer l'unité de réflexion et d'accroître les performances de la mémoire par une méthode de lecture spécifique. Ainsi, après une présentation de l'état initial du projet de mémoire microfibrée au départ de cette thèse, les développements qui ont pu y être apportés au cours de celle-ci seront ensuite décrits.

I. Etat initial du projet de mémoire microfibrée réinscriptible

Les travaux de recherche effectués sur ce projet dans le groupe Manolia bénéficiaient initialement de collaborations avec plusieurs partenaires qui se sont poursuivies par la suite. Ces principaux partenaires initiaux sont le Département de Photochimie Générale (DPG) de l'Université de Haute Alsace (Mulhouse), l'Institut de Chimie de la Matière Condensée de Bordeaux (ICMCB), le Centre de Physique Moléculaire Optique et Hertzienne (CPMOH, Bordeaux), le Laboratoire de Magnétisme et d'Optique de Versailles (LMOV), et Irilab, start-up fondée spécialement pour étudier l'architecture de mémoire microfibrée. Les principaux aspects de l'état du projet de mémoire holographique microfibrée réinscriptible au départ de cette thèse sont ainsi décrits ci-dessous.

A. Structure visée du matériau d'enregistrement

Pour enregistrer des réseaux de Bragg dans les microfibres, celles-ci doivent contenir des éléments photosensibles introduits dans le matériau initial avant sa structuration en microfibres. Pour obtenir des capacités de l'ordre du teraoctet sur un disque microfibré, rappelons que 500 réseaux doivent typiquement être multiplexés dans des microfibres de longueur proche du millimètre. Un matériau de choix pour créer ces microfibres est un photopolymère. En effet, la création de microfibres monomodes sur une large plage spectrale (environ 100 nm) et de diamètre proche de 0,5 μm nécessite de prévoir un saut d'indice entre cœur et gaine d'environ 0,05. Ceci est tout à fait possible dans les photopolymères conventionnels [Tomlinson 85, Kewitsch 96], et il est à noter que les effets de rétreint ne sont pas un problème dans le cas présent de structuration en microfibres. Au sein du projet, le DPG, et plus spécifiquement l'équipe de Christiane Carré, est chargée de l'élaboration et de la caractérisation d'un photopolymère adapté du fait de sa très forte expertise dans ce domaine. Parmi les méthodes potentielles pour la création des microfibres, l'exposition du

photopolymère à une figure d'interférence adaptée ou sa structuration par absorption à deux photons au col d'un faisceau focalisé ont particulièrement retenu l'attention. Pour la deuxième méthode, l'effet non linéaire impliqué garantit une inscription de structures d'indice avec une grande résolution, puisqu'il nécessite une intensité importante qui ne se trouve qu'aux environs immédiats du col du faisceau. Cette méthode semble en revanche difficile à mettre en œuvre pour créer simultanément un grand nombre de microfibrilles. Concernant ce dernier point, la méthode d'exposition à une figure d'interférence paraît plus adaptée. De premiers essais ont ainsi été réalisés au DPG sur un photopolymère d'épaisseur 50 μm en y enregistrant successivement deux réseaux en transmission, chacun possédant des franges à la fois perpendiculaires à la couche et aux franges de l'autre réseau [Carré 04]. La variation d'indice obtenue pour la matrice de colonnes d'indice résultante, de l'ordre de 2.10^{-3} , s'est cependant avérée insuffisante pour guider efficacement la lumière dans les conditions visées pour le projet.

Pour ce qui concerne les éléments photosensibles à disperser dans le photopolymère avant sa structuration et qui serviront par la suite de support d'enregistrement aux réseaux, les composés bistables moléculaires apparaissent particulièrement intéressants dans une perspective de stockage réinscriptible. Ces composés peuvent commuter entre deux états d'indices de réfraction différents sous l'influence d'un paramètre externe, comme une illumination ou un changement de température, et leurs propriétés sont activement étudiées de par le monde [Freysz 04, Liu 03]. Leur étude dans une perspective de stockage holographique n'a toutefois à notre connaissance encore jamais été présentée. Les systèmes bistables ciblés plus spécifiquement par le projet sont des composés dits à transition de spin, représentatifs des comportements bistables se trouvant dans la littérature. Les propriétés de ces composés initialement reportées au début de cette thèse sont ainsi l'objet de la sous-partie suivante.

B. Propriétés des composés à transition de spin

Dans le cadre du projet, les composés à transition de spin sont étudiés du point de vue de leur synthèse et de leurs propriétés par les équipes de Jean-François Létard à l'ICMCB et d'Eric Freysz au CPMOH. Ces composés se présentent sous la forme de cristaux moléculaires pouvant être de tailles variées, aussi bien de quelques millimètres qu'inférieures à la centaine de nanomètres. Pour notre application, ces cristaux doivent avoir une taille suffisamment petite pour ne pas générer de diffusion Rayleigh excessive, ce qui veut dire que des dimensions bien inférieures à la longueur d'onde d'irradiation sont nécessaires. Des méthodes de synthèse en milieu confiné de type miscellaire permettent ainsi d'obtenir des cristaux de

quelques dizaines de nanomètres [Létard 04]. Selon les conditions externes auxquelles chaque cristal est soumis, d'ordre lumineux, thermique ou magnétique par exemple, les molécules le composant peuvent être dans leur état bas spin ou haut spin, les deux états conférant selon le cas un indice particulier au cristal.

Le comportement de ces composés plus spécifiquement attractif dans le contexte du stockage de données est une boucle d'hystérésis thermique entre ces états haut spin et bas spin. Une telle hystérésis résulte d'un processus de coopérativité entre les molécules à transition de spin d'un cristal et se produit à température ambiante pour de nombreuses versions de composés. En outre, pour une température située à l'intérieur de la boucle, les équipes d'Eric Freysz et de Jean-François Létard ont obtenu le résultat particulièrement intéressant suivant : un pulse laser d'1 mJ et de 8 ns incident sur une assemblée de cristaux micrométriques permet d'accéder à un état de transition entre les états bas spin et haut spin généralisés à l'ensemble des cristaux (cf figure 2.1).

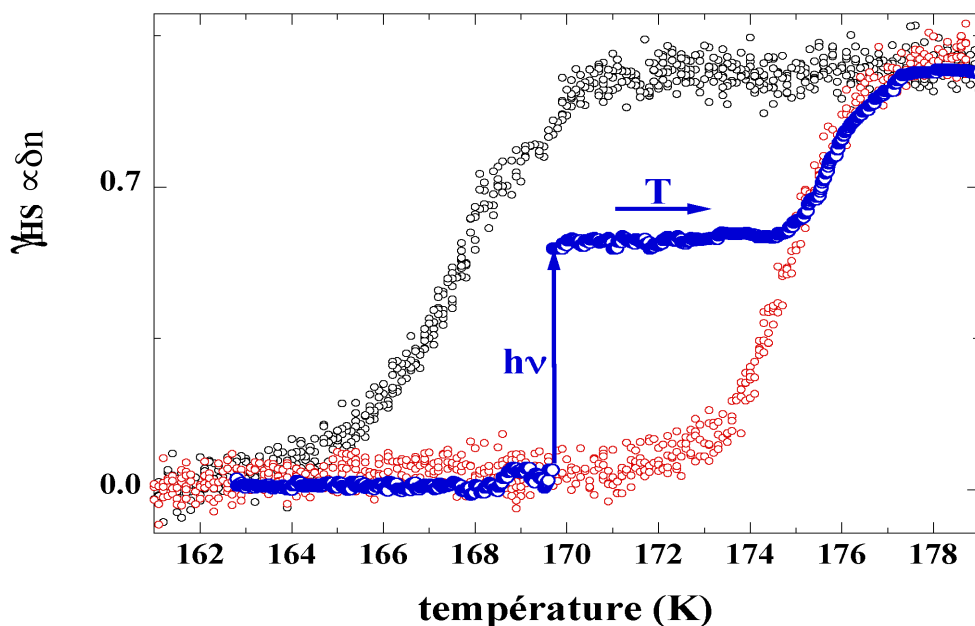


figure 2.1 : Evolution d'un état de transition de spin généré par un pulse laser pendant une augmentation de température (figure fournie par E. Freysz, CPMOH, Bordeaux)

Ce pulse correspond approximativement à une densité de puissance de 2 MW/cm^2 . Sur la figure 2.1, l'ordonnée peut être considérée comme la variation d'indice obtenue par rapport à celui de l'état bas spin. D'après les études effectuées par les équipes précédentes, le pulse conduit immédiatement la distribution de cristaux dans un état haut spin généralisé qui relaxe ensuite au bout de quelques secondes vers l'état de transition. Cet état se révèle stable sur la plage de température à l'intérieur de la boucle. De plus, une fois l'état atteint, l'irradiation des

composés sous d'autres pulses identiques ne le modifie pas. En revanche, plus l'énergie présente dans le pulse est importante, plus l'état de transition atteint dans la boucle est haut.

Au démarrage de cette thèse, les phénomènes possibles à l'origine des propriétés précédentes n'étaient pas encore reportés de manière claire. De ce fait, une méthode permettant d'enregistrer des hologrammes dans les composés à transition de spin n'était pas clairement définie.

Suite à l'état initial du projet de mémoire microfibrée réinscriptible résumé dans cette partie, les parties suivantes vont présenter les avancées qui lui ont été apportées au cours de cette thèse, d'une part au niveau du matériau d'enregistrement et d'autre part au niveau de la procédure d'écriture-lecture.

II. Les développements apportés au matériau d'enregistrement

A. L'enregistrement et le multiplexage d'hologrammes dans les composés à transition de spin

Au cours de cette thèse, les équipes d'Eric Freysz et de Jean-François Létard ont reporté une interprétation des propriétés présentées précédemment, concernant l'induction par un pulse laser d'un état de transition dans la boucle d'hystérésis thermique de composés à transition de spin [Freysz 04]. D'après celles-ci, selon l'énergie du pulse, un nombre plus ou moins important de cristaux initialement dans l'état bas spin est capable de franchir la barrière énergétique les séparant de l'état haut spin. Ce seuil de commutation doit ainsi certainement dépendre de paramètres tels que la taille des cristaux ou le nombre de défauts qu'ils présentent. Si l'énergie fournie est inférieure au seuil, les molécules excitées du cristal relaxent donc rapidement vers l'état initial. Une fois qu'un pulse a permis d'obtenir un certain rapport de population entre états bas spin et haut spin, l'irradiation ultérieure avec des pulses identiques fournit donc toujours une quantité d'énergie insuffisante pour permettre aux cristaux qui n'avaient pas encore commuté de le faire. Une explication et un modèle complets permettant de rendre compte de ces phénomènes sont actuellement un sujet de recherche très actif [Tanasa 05].

Au vu de l'interprétation précédente, il apparaît clairement qu'une assemblée de grains de composés à transition de spin est un système dans lequel des niveaux de gris sont

enregistrables : selon l'énergie du pulse incident, une variation d'indice plus ou moins importante peut être induite. Ces composés sont donc sous cet aspect compatibles avec l'enregistrement d'hologrammes. La variation d'indice induite en fonction de l'énergie du pulse incident peut être schématisée comme sur la figure 2.2.

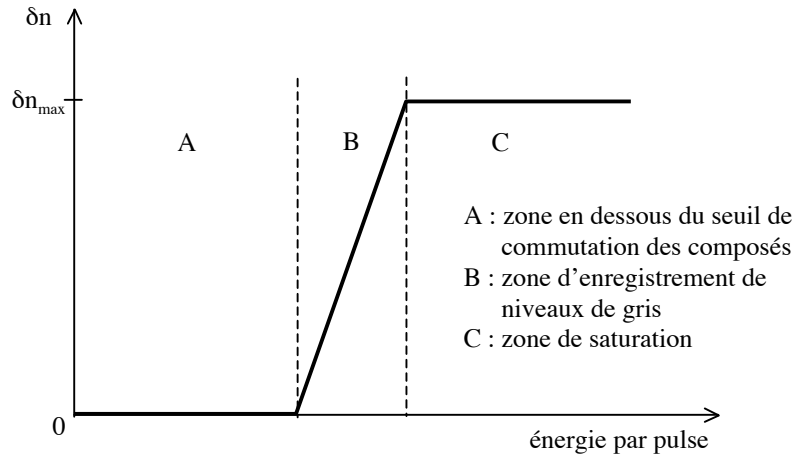


figure 2.2 : Variation d'indice accessible par une distribution de composés à transition de spin en fonction de l'énergie du pulse d'irradiation

Il existe donc une densité de puissance seuil en dessous de laquelle aucun des cristaux ne peut commuter (zone A). Un tel comportement est très attractif pour une application de stockage de données. Il signifie d'une part qu'un disque contenant ces composés serait insensible à la lumière ambiante avant enregistrement, contrairement au cas des photopolymères par exemple. D'autre part, la lecture avec une intensité inférieure au seuil serait totalement non destructive.

L'architecture microfibrée est en outre particulièrement adaptée pour l'utilisation de ces composés. Les densités de puissance nécessaires à la commutation sont tout à fait accessibles par des diodes laser focalisées. Il est en revanche nécessaire que cette densité puisse être distribuée de manière homogène dans toute l'épaisseur du matériau. Le confinement de la lumière dans les microfibrilles garantirait une telle homogénéité. Les pertes induites par ces composés lors de la propagation dans les microfibrilles du fait de la diffusion Rayleigh et de l'absorption ne sont toutefois à l'heure actuelle pas connues. Elles doivent bien sûr être suffisamment faibles pour ne pas détériorer la sélectivité de Bragg et permettre à l'énergie transmise de rester dans la zone B de la figure 2.2.

Pour ce qui concerne le multiplexage d'hologrammes dans ces composés, il semble ne pas être possible de le faire de manière séquentielle vu que les différents cristaux responsables

de la modulation d'indice commutent selon une distribution de densité de puissance. C'est pourtant de cette manière que procèdent la plupart des méthodes, comme par exemple les multiplexages angulaire et par translation. Pour peu de disposer d'une source multi-longueurs d'onde adaptée, le multiplexage en longueur d'onde dans le cas microfibré permettrait par contre d'enregistrer simultanément tous les réseaux de Bragg désirés, les centres bistables commutant directement selon le profil d'intensité somme des différentes figures d'interférence.

Concernant l'aspect réinscriptible de ces composés, la réversibilité photo-induite des commutations présentées précédemment n'a à notre connaissance pas encore été obtenue. Les cristaux ayant commuté dans l'état haut spin peuvent toutefois bien entendu être reconduits à leur état bas spin par une variation adéquate de la température. Le fait qu'une commutation réversible de manière optique ait été obtenue pour certains composés à transition de spin hors de la boucle d'hystérésis à très basses températures (typiquement inférieures à 50K) [Hauser 86] semble toutefois indiquer que ce type de composés a le potentiel pour présenter un phénomène similaire au sein de la boucle. Il est en outre à noter qu'une commutation réversible optiquement dans la boucle d'hystérésis a été reportée dans un autre type de composé bistable, à savoir un analogue du bleu de Prusse [Liu 03].

B. Le bruit de discrétisation des composés à transition de spin

En inscrivant les réseaux d'indice dans des microfibres dopés par des centres bistables en densité finie, la distribution non continue de ces derniers est à l'origine d'un bruit de discrétisation à la lecture. Nous souhaitons donc ici déterminer par de premières estimations théoriques dans quelle mesure ce bruit est à prendre en compte dans l'élaboration du matériau d'enregistrement.

1. Statistique de la distribution de centres

Pour calculer le bruit de discrétisation, nous nous plaçons dans la configuration suivante impliquant une microfibre donnée (cf figure 2.3). Celle-ci est coupée le long de son axe matérialisant la coordonnée z en Q éléments de longueur $\delta z = l/Q$ et de section S égale à celle de la fibre. δz est bien inférieur au pas des figures d'interférence utilisées pour inscrire les différents réseaux. Chacune résulte de deux faisceaux contrepropageants de nombres d'onde $\pm k_p$. Nous considérons les centres bistables en densité N_c uniforme dans la microfibre et qu'ils sont avant enregistrement tous dans leur état de bas indice, supposé identique à celui du

photopolymère environnant. Les centres qui ont commuté sous l'action de la lumière dans l'état de haut indice pour inscrire le réseau numéro p sont en densité $n_{c,p}(z)$. En première approximation, l'illumination est supposée uniforme dans chaque élément de volume $dV = S\delta z$, et le nombre de centres y ayant commuté est ainsi $n_{c,p}(z)S\delta z$. Ce nombre est une variable aléatoire : d'un enregistrement à l'autre, il est amené à fluctuer du fait de l'aspect aléatoire de l'absorption des photons de la figure d'interférence.

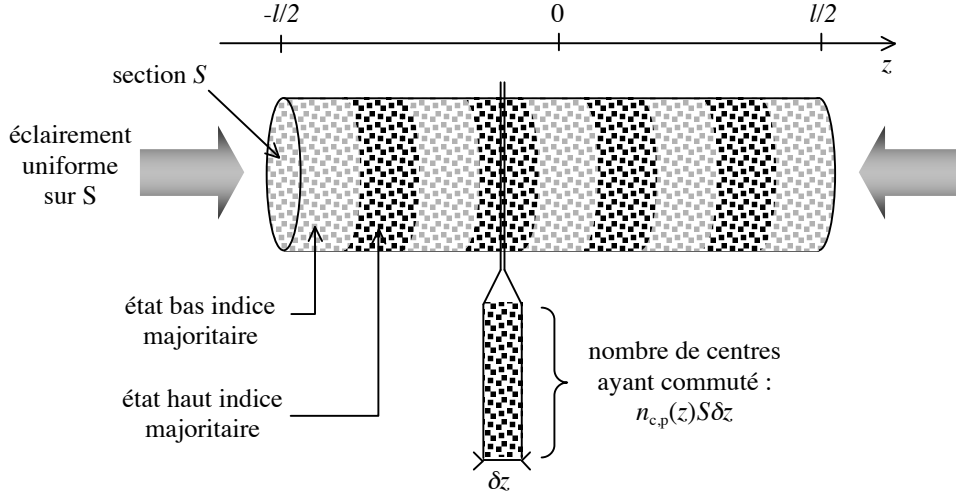


figure 2.3 : configuration d'enregistrement d'un réseau dans une microfibre

L'espérance mathématique de $n_{c,p}(z)S\delta z$ est par définition la densité de centres commutés que nous désirons atteindre lors de l'enregistrement :

$$E[n_{c,p}(z)S\delta z] = \frac{N_c}{2M} (1 + m \cos(2k_p z)) S \delta z \quad (2.1)$$

où M est le nombre total de réseaux inscrits et m leur taux de modulation. Il a été supposé dans cette relation que les réseaux sont inscrits jusqu'à la saturation du matériau et qu'ils se partagent équitablement la densité totale de centres. En outre, cette relation fait l'hypothèse que la réponse du matériau est linéaire en fonction de l'énergie reçue. Or d'après la figure 2.2, la réponse de centres bistables comme les composés à transition de spin est fortement non linéaire. Nous avons toutefois également évoqué précédemment que la manière la plus adaptée d'enregistrer des réseaux multiplexés en longueur d'onde dans ces composés semble être de le faire en simultané. La figure d'interférence utilisée dans ce cas est donc la superposition des franges de modulation pour chaque longueur d'onde. Pour un enregistrement dans des conditions optimales de cette figure d'interférence, l'énergie issue de la somme des intensités moyennes de chaque système de franges doit se situer à peu près au centre de la zone linéaire de la réponse décrite figure 2.2. En considérant indépendamment

des autres un système de franges donné, la modulation d'énergie qu'il ajoute au niveau moyen d'énergie précédent peut à priori être tout à fait contenue dans la zone linéaire de la réponse des composés. Ceci justifie donc d'utiliser dans un premier temps une réponse linéaire pour la relation (2.1). L'influence de la non linéarité de la réponse par rapport à la figure de modulation due à l'ensemble des systèmes de franges sera étudiée plus spécifiquement par la suite.

Comme les centres commutent de manière indépendante, le nombre $n_{c,p}(z)S\delta z$ obéit à une loi de Poisson qui implique donc une variance donnée par :

$$\sigma^2 [n_{c,p}(z)S\delta z] = E [n_{c,p}(z)S\delta z] \quad (2.2)$$

2. Calcul du signal diffracté

Pour obtenir une première estimation de l'amplitude diffractée par un réseau de la microfibre dans le cadre de l'approximation de Born, nous simplifions cette configuration dans nos calculs en la ramenant au cas d'une onde de lecture plane incidente sur un réseau plan infini. Le fait d'avoir un mode de lecture gaussien fondamental guidé par la microfibre implique en effet que la diffraction par les dimensions transverses du réseau n'est pas à prendre en compte. Nous pouvons donc appliquer à la configuration de la figure 2.3 la relation (1.21) donnant l'amplitude $C_D(\vec{k}_L, \vec{k}_D)$ de la composante diffractée par un hologramme dans la direction \vec{k}_D avec une onde de lecture plane se propageant selon \vec{k}_L . D'après la formule de Clausius-Mossoti, liant la permittivité diélectrique d'un matériau aux densités des différentes entités atomiques le composant, la densité de centres ayant commuté est proportionnelle à la modulation de permittivité diélectrique du réseau si celle-ci est faible. En limitant la relation (1.21) à l'ordre de diffraction +1 et en l'utilisant de manière similaire au cas du réseau plan de la figure 1.3, l'amplitude diffractée nous intéressant dans le cas présent, pour une onde incidente en $-l/2$ de vecteur d'onde de norme k orienté selon z dans le sens positif, est donc à un facteur de proportionnalité près :

$$C_{D,p}(k, -k) = S \int_{-l/2}^{l/2} n_{c,p}(z) e^{2ikz} dz = S \sum_{q=1}^Q n_{c,p}(-l/2 + q\delta z) e^{2ik(-l/2 + q\delta z)} \delta z \quad (2.3)$$

où q indice le numéro de l'élément de volume dans la fibre.

L'espérance mathématique d'une somme étant toujours égale à la somme des espérances mathématiques, l'espérance de l'amplitude diffractée peut être calculée en tenant compte des relations (2.1) et (2.3) :

$$\begin{aligned} E[C_{D,p}(k,-k)] &= \sum_{q=1}^Q \frac{N_c}{2M} (1 + m \cos(2k_p(-l/2 + q\delta z))) \delta z e^{2ik(-l/2 + q\delta z)} \\ &= \frac{N_c}{2M} S \int_{-l/2}^{l/2} (1 + m \cos(2k_p z)) e^{2ikz} dz \\ &\approx \frac{N_c}{4M} S m \int_{-l/2}^{l/2} e^{2i(k-k_p)z} dz \end{aligned}$$

et au bout du compte elle est donnée par la relation :

$$E[C_{D,p}(k,-k)] \approx \frac{N_c}{4M} m S l \operatorname{sinc}((k - k_p)l) \quad (2.4)$$

La variance de l'amplitude diffractée est estimée en calculant séparément les variances des parties réelle et imaginaire de cette amplitude. La variance d'une somme est égale à la somme des variances dans le cas de variables indépendantes. Dans le cas présent où l'approximation de Born est utilisée, la contribution à l'amplitude diffractée provenant d'une position z le long de la fibre est effectivement indépendante des contributions issues des autres positions. Nous obtenons ainsi à partir des relations (2.1) et (2.3) la variance de la partie réelle :

$$\begin{aligned} \sigma^2[\operatorname{Re}[C_{D,p}(k,-k)]] &= \sum_{q=1}^Q \frac{N_c}{2M} (1 + m \cos(2k_p(-l/2 + q\delta z))) \delta z \cos^2(2k(-l/2 + q\delta z)) \\ &= \frac{N_c}{2M} S \int_{-l/2}^{l/2} (1 + m \cos(2k_p z)) \cos^2(2kz) dz \\ &\approx \frac{N_c}{4M} S l \end{aligned} \quad (2.5)$$

Le calcul de la variance de la partie imaginaire conduit au même résultat. Les écarts types associés à ces variances représentent les parties réelle et imaginaire de l'amplitude du bruit diffracté dû à la distribution de centres associés à un réseau. Ainsi, un réseau diffracte un niveau de bruit identique quelle que soit la longueur d'onde incidente. En considérant le pire des cas où les M réseaux ont été inscrits, le calcul de la variance précédent appliqué à l'ensemble des réseaux conduit donc simplement à un facteur multiplicatif M supplémentaire : tous les réseaux présents génèrent du bruit en proportion équivalente à la lecture.

Si le rapport signal sur bruit en amplitude est suffisamment grand, alors la contribution de la partie imaginaire du bruit diffracté est négligeable car celle-ci est en quadrature avec le signal moyen diffracté. En tenant compte des résultats précédents, ce rapport signal sur bruit avec les M réseaux inscrits peut alors être estimé par :

$$\frac{\text{Signal}}{\text{Bruit}} = \frac{E[C_{D,p}(k,-k)]}{M^{1/2} \sigma[\text{Re}[C_{D,p}(k,-k)]]} = \frac{m}{2M} \sqrt{SIN_c} \quad (2.6)$$

Il est ainsi possible d'estimer la densité totale de centres nécessaire à l'obtention d'un rapport signal sur bruit convenable. Pour aboutir à un rapport égal à trois avec $M = 1000$ réseaux, $l = 1$ mm, un diamètre de fibre de $0,5 \mu\text{m}$ et le cas favorable où $m = 1$, la densité nécessaire est $N_c = 2.10^{23} \text{ m}^{-3}$. Une telle valeur est importante : pour des centres régulièrement répartis, elle correspond à des distances entre centres d'environ 20 nm. Le bruit de discrétisation semble donc imposer des tailles de centres inférieures à 10 nm, en plus des contraintes dues à la diffusion Rayleigh. Par rapport aux tailles minimales de l'ordre de 30 nm qui semblent accessibles pour le moment aux grains de composés à transition à spin, il est à noter que les calculs précédents supposent des centres bistables, alors que la manière dont les grains commutent n'est toujours pas clairement établie. L'hypothèse selon laquelle ces grains seraient à niveaux de gris car structurés en domaines bistables est toujours d'actualité, et la prise en compte d'un comportement de ce type conduirait à calculer des tailles minimales de grains plus importantes. En outre, il a été reporté récemment que des nanoparticules de silice de diamètres proches de 10 nm ont été incorporés avec une fraction volumique de plus de 40% dans un matériau photopolymère sans que la qualité optique du composé soit altérée [Tomita 05], ce qui suggère que le dopage du matériau d'enregistrement nous intéressant ici par des composés à transitions de spin en fraction volumique importante est envisageable.

C. Influence de la réponse non linéaire des composés à transition de spin sur le bruit de lecture

L'objet de cette sous-partie est de permettre de mieux cerner l'impact de la non linéarité de la réponse des composés à transition de spin (cf figure 2.2) au niveau du bruit généré à la lecture. Cet aspect a en effet été négligé dans les calculs précédents pour obtenir un ordre de grandeur de la taille requise des centres bistables.

De premières estimations de l'impact de cette non linéarité ont été obtenues grâce à des simulations effectuées avec le logiciel Mathematica. Les différents paramètres considérés dans ces simulations sont les suivants. Le nombre de bits mis en jeu est 500, chacun étant

potentiellement matérialisé par un réseau dans une microfibre de longueur 1 mm. La longueur d'onde d'enregistrement minimale de ces réseaux est choisie par commodité à 250 nm et implique que 8000 franges du réseau correspondant sont inscrites dans la microfibre. Les différentes longueurs d'onde sont séparées de la sélectivité de Bragg donnée par la relation (1.31) et la figure d'interférence d'enregistrement utilisée est la superposition de 250 systèmes de franges sinusoïdaux de taux de modulation égal à 1 choisis aléatoirement parmi les 500 possibles.

Deux cas sont alors considérés pour l'hologramme enregistré à partir de cette figure d'interférence selon que la réponse du matériau est linéaire ou pas. Les deux réponses possibles sont ainsi présentées figure 2.4. L'hologramme obtenu est discrétisé le long de la microfibre selon un pas plus faible que l'interfrange minimal des réseaux. Il est ensuite bruité artificiellement en multipliant sa modulation spatiale d'indice par une fonction aléatoire F_b :

$$F_b[p] = 1 + \sigma V[p] \quad (2.7)$$

où p est le numéro du pas considéré, $V[p]$ une variable aléatoire de moyenne nulle et d'écart type unité, et σ une grandeur permettant d'ajuster cet écart type. Ceci revient donc à considérer un hologramme enregistré avec un bruit du même type que le bruit de discrétisation présenté précédemment.

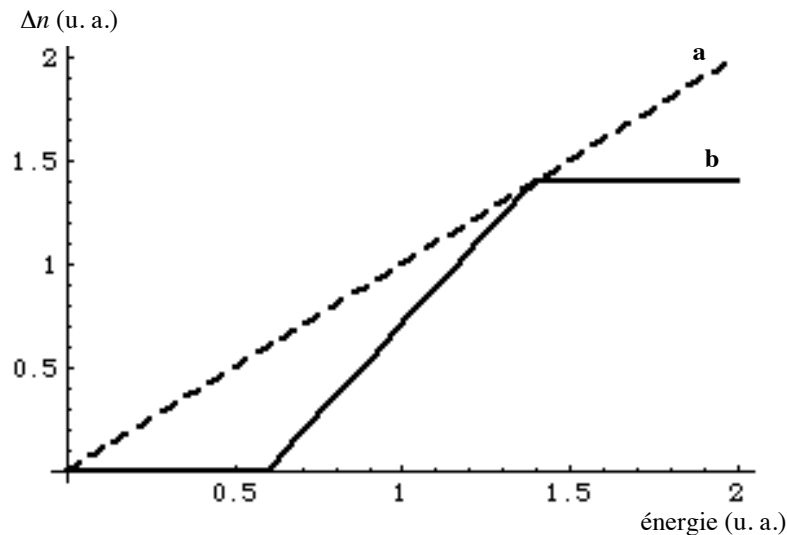


figure 2.4 : Variation d'indice induite dans le matériau en fonction de l'énergie reçue pour les cas linéaire (a) et non linéaire (b) ; une énergie égale à 1 correspond à l'énergie moyenne lorsque 250 systèmes de franges sont superposés

Une transformée de Fourier discrète est appliquée à l'hologramme discrétisé bruité pour modéliser la lecture. Les valeurs détectées pour chacun des bits sont ensuite classifiées dans la table des "0" ou des "1" selon les valeurs qui avaient été choisies initialement pour ces bits. Les histogrammes de ces tables où les valeurs ont été normalisées par la valeur moyenne de la table des "1" sont présentés figure 2.5 pour les cas linéaire et non linéaire, avec en noir l'histogramme de la table des "0" et en gris celui de la table des "1". Les écarts type pour chaque histogramme y sont en outre indiqués. Nous avons vérifié que dans le cas linéaire, les résultats obtenus sont en parfait accord avec les prédictions de la relation (2.6).

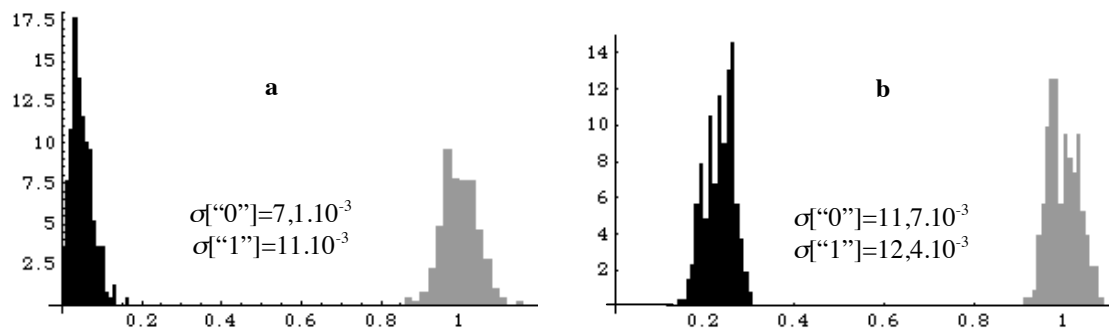


figure 2.5 : histogrammes des valeurs détectées normalisées pour les 500 bits dans le cas d'une réponse linéaire (a) et non linéaire (b) du matériau

Ces premières modélisations semblent donc indiquer que la non linéarité de la réponse du matériau n'introduit pas de bruit supplémentaire dans des proportions importantes par rapport au cas linéaire, vu que la dispersion des histogrammes n'est que légèrement augmentée dans le cas non linéaire sur la figure 2.5. Il a en outre été vérifié que les résultats obtenus ne dépendent pas de la largeur du pas de discrétisation. Au bout du compte, il était donc bien cohérent d'effectuer les calculs présentés précédemment sur le bruit de discrétisation avec une réponse linéaire du milieu d'enregistrement.

III. Les développements apportés à la procédure d'écriture-lecture

A. Contexte de ces développements

Malgré les avantages présentés au chapitre 1 des mémoires microfibrées ou à microréseaux, l'architecture de ces mémoires présente le handicap de nécessiter l'accès aux deux faces du disque pour inscrire les bits, avec conventionnellement une unité de réflexion d'un côté du disque. Dans ce contexte, nous allons essentiellement mettre en avant dans cette

partie une nouvelle procédure de lecture adaptée à ces mémoires [Maire 05-d]. Basée sur une détection homodyne, elle vise à accroître leurs performances et peut en outre conduire à une simplification de l'architecture de la mémoire dans le cas microfibré nous intéressant.

Le principe d'une détection homodyne est le suivant. Les méthodes de détection classiques d'un signal optique mettent en oeuvre la plupart du temps un photodétecteur mesurant uniquement l'intensité de ce signal. Il est toutefois possible d'être sensible à l'amplitude complexe du signal en détectant son interférence au niveau du photodétecteur avec un signal de référence cohérent de phase stable. Dans le cas particulier où le signal de référence a la même fréquence que le signal à détecter, la détection est dite homodyne, par opposition à une détection hétérodyne lorsque les fréquences diffèrent. Avant de décrire en détail notre procédure de lecture par détection homodyne, nous établissons dans la sous-partie suivante les équations couplées à deux ondes, nécessaires pour caractériser son fonctionnement.

B. Etablissement des équations couplées à deux ondes

Dans le cadre de la théorie des ondes couplées à deux ondes, la diffraction d'une onde sur un réseau volumique est appréhendée au travers de la résolution d'un système à deux équations : les équations couplées [Kogelnik 69]. Ces équations nous seront par la suite utiles pour caractériser des signaux diffractés et s'établissent de la manière suivante. Nous effectuons ici une analyse en ondes planes en géométrie contre-propageante selon la direction Oz et considérons un matériau où N réseaux de Bragg sinusoidaux multiplexés en longueur d'onde ont été inscrits. La figure de variation de la permittivité diélectrique relative est donc :

$$\tilde{\epsilon} = 0,5 \left(\sum_{p=1}^N \delta\epsilon_p e^{2ik_p z} + cc \right) \quad (2.8)$$

où k_p est le nombre d'onde correspondant à la longueur d'onde λ_p utilisée pour inscrire le réseau numéro p , et $|\delta\epsilon_p|$ l'amplitude de la variation de permittivité diélectrique relative correspondante. Nous considérons que l'onde se propageant dans le matériau possède un champ électrique scalaire de la forme :

$$E = 0,5 \left(A_+ e^{-i(\omega t - kz)} + A_- e^{-i(\omega t + kz)} + cc \right) \quad (2.9)$$

Cette forme est en effet adaptée à nos hypothèses : l'onde sonde d'amplitude A_+ est incidente à l'angle de Bragg et l'onde signal d'amplitude A_- contiendra un terme de diffraction si la

longueur d'onde incidente permet de vérifier au moins approximativement la relation de Bragg avec un des réseaux inscrits.

Le champ électrique (2.9) doit vérifier l'équation de propagation scalaire suivante issue classiquement des équations de Maxwell :

$$\frac{\partial^2 E}{\partial z^2} = \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 (\varepsilon E)}{\partial t^2} \quad (2.10)$$

où :

$$\varepsilon = \varepsilon_m + \tilde{\varepsilon} \quad (2.11)$$

avec ε_m la permittivité diélectrique relative moyenne du matériau. Sachant que A_+ et A_- varient lentement à l'échelle de la longueur d'onde, l'approximation de l'enveloppe lentement variable peut être effectuée : leurs dérivées secondes sont négligées dans le terme de gauche de (2.10). En outre, leurs variations temporelles ainsi que celles de ε sont supposées lentes par rapport aux fréquences optiques. Enfin, nous considérons que l'onde sonde et l'onde signal sont des ondes propres du matériau en l'absence de réseaux : elles vérifient chacune l'équation de propagation issue de (2.10) où ε_m a remplacé ε . Avec ces hypothèses, l'injection de (2.8) et (2.9) dans (2.10) conduit à l'équation complexe :

$$2ik \left(\frac{\partial A_+}{\partial z} e^{ikz} - \frac{\partial A_-}{\partial z} e^{-ikz} \right) = -\frac{\omega^2}{c^2} \frac{1}{2} \left(\sum_{p=1}^N \delta \varepsilon_p e^{2ik_p z} + cc \right) (A_+ e^{ikz} + A_- e^{-ikz}) \quad (2.12)$$

En conservant alors dans la partie de droite uniquement les termes pouvant être en accord de phase avec ceux de gauche, puis en regroupant les termes par direction de propagation, nous aboutissons aux équations couplées :

$$\begin{cases} \frac{\partial A_+}{\partial z} = i \frac{\omega}{4nc} \left(\sum_{p=1}^N \delta \varepsilon_p e^{2ik_p z} \right) e^{-2ikz} A_- - \frac{\alpha}{2} A_+ \\ \frac{\partial A_-}{\partial z} = -i \frac{\omega}{4nc} \left(\sum_{p=1}^N \delta \varepsilon_p^* e^{-2ik_p z} \right) e^{2ikz} A_+ + \frac{\alpha}{2} A_- \end{cases} \quad (2.13)$$

$$\begin{cases} \frac{\partial A_+}{\partial z} = i \frac{\omega}{4nc} \left(\sum_{p=1}^N \delta \varepsilon_p e^{2ik_p z} \right) e^{-2ikz} A_- - \frac{\alpha}{2} A_+ \\ \frac{\partial A_-}{\partial z} = -i \frac{\omega}{4nc} \left(\sum_{p=1}^N \delta \varepsilon_p^* e^{-2ik_p z} \right) e^{2ikz} A_+ + \frac{\alpha}{2} A_- \end{cases} \quad (2.14)$$

où nous avons introduit de façon formelle l'absorption en intensité α , exprimée en m^{-1} , lors de la propagation dans le matériau d'enregistrement. n est l'indice moyen de ce matériau et c la vitesse de la lumière dans le vide.

C. Principe de la lecture par détection homodyne

1. Contexte d'utilisation

Nous présentons ici le principe de la lecture par détection homodyne dans le cas nous intéressant des mémoires holographiques microfibrées. Pour enregistrer un réseau de Bragg dans la couche de données, il est possible de placer celle-ci directement sur un miroir faisant ainsi partie intégrante de la structure du disque (figure 2.6). Une telle configuration est simplificatrice pour l'écriture en ce qu'elle permet un accès par une seule face du disque avec une longueur de cohérence du faisceau d'enregistrement limitée au double de l'épaisseur de la couche de données. Cette configuration n'est pas sans rappeler celle utilisée par le procédé de photographie interférentielle en couleurs de Gabriel Lippmann [Connes 87]. Au cours de celui-ci, l'émulsion photographique est en effet mise en contact avec un miroir à bain de mercure lors de la prise d'image, le mercure étant ensuite évacué. L'application du procédé de Lippmann au stockage de données a par ailleurs été brièvement étudié par le passé [Fleisher 65]. Avec la configuration que nous proposons, il est cependant bien sûr peu adapté d'un point de vue pratique de supprimer le miroir pour la phase de lecture. Ceci semble problématique puisque, à notre connaissance, les procédures de lecture de mémoires holographiques présentées jusqu'à aujourd'hui consistent uniquement à détecter l'intensité du faisceau de lecture diffractée par l'hologramme lu. En conservant notre configuration pour la lecture, l'injection d'un faisceau de lecture résulte en revanche à la fois en sa diffraction par les réseaux inscrits et en une réflexion sur le miroir. Toutefois, nous allons à présent montrer qu'il est en fait possible de tirer parti de l'interférence de ces deux signaux pour détecter les réseaux inscrits. Ceci constitue bien une détection homodyne de l'amplitude diffractée par les réseaux, puisque c'est sa superposition avec l'onde de référence fournie par la réflexion sur le miroir qui est considérée.

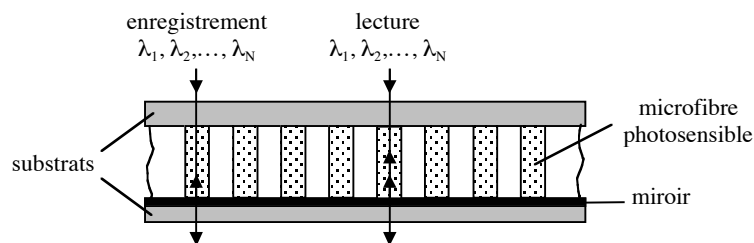


figure 2.6 : structure du disque en lecture par détection homodyne

Dans le contexte du stockage holographique de données, où l'objectif est de multiplexer un maximum d'hologrammes en un volume donné, l'amplitude diffractée par hologramme est faible et correspond à des efficacités de diffraction typiquement inférieures à 10^{-3}

[Waldman 03]. Dans notre configuration, l'amplitude réfléchiée par le miroir est donc bien plus importante puisque sa réflectivité doit être suffisamment élevée pour enregistrer des réseaux à fort taux de modulation. Ceci permet en effet, pour un nombre de réseaux à multiplexer donné, de maximiser leurs efficacités de diffraction, et ce aussi bien par exemple dans le cas d'un photopolymère que d'un cristal photoréfractif pour milieu d'enregistrement, les deux types de matériaux qui ont été utilisés au cours de ces travaux de thèse. La détection de l'intensité correspondant à l'interférence des amplitudes diffractée et réfléchiée peut ainsi accroître le signal utile, à savoir la modulation d'intensité provoquée par un réseau donné lorsque la longueur d'onde incidente varie [Maire 05-b]. Pour cela, il est toutefois nécessaire d'introduire des pertes dans le système : si l'absorption de la couche de données est négligeable à la lecture, la réflectivité du miroir ne peut être de 100%, sous peine d'interdire toute modulation d'intensité au signal à détecter.

2. Mise en équations de la lecture par détection homodyne

Pour cerner quantitativement les caractéristiques de la lecture par détection homodyne de manière simple, nous négligeons la structure fibrée et adoptons une approche en ondes planes. Les notations utilisées sont celles de la figure 2.7. Les champs montants et descendants à la lecture sont définis classiquement par :

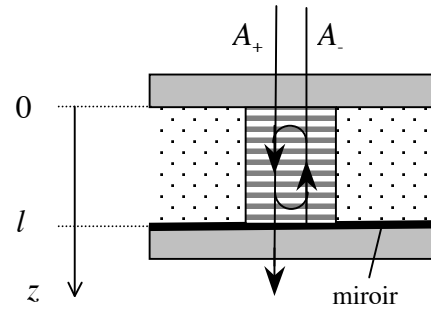


figure 2.7

$$E_{\pm} = 0,5(A_{\pm} e^{-i(\omega \mp kz)} + cc) \quad (2.15)$$

Nous nous plaçons dans un contexte similaire à celui utilisé pour établir les équations couplées (2.13) et (2.14), valables pour $0 \leq z \leq l$. En négligeant l'absorption du matériau, usuellement faible dans le contexte du stockage holographique, elles deviennent alors :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial A_+}{\partial z} = i \frac{\omega}{4nc} \left(\sum_{p=1}^N \delta \varepsilon_p e^{2ik_p z} \right) e^{-2ikz} A_- \\ \frac{\partial A_-}{\partial z} = -i \frac{\omega}{4nc} \left(\sum_{p=1}^N \delta \varepsilon_p^* e^{-2ik_p z} \right) e^{2ikz} A_+ \end{array} \right. \quad (2.16)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial A_+}{\partial z} = i \frac{\omega}{4nc} \left(\sum_{p=1}^N \delta \varepsilon_p e^{2ik_p z} \right) e^{-2ikz} A_- \\ \frac{\partial A_-}{\partial z} = -i \frac{\omega}{4nc} \left(\sum_{p=1}^N \delta \varepsilon_p^* e^{-2ik_p z} \right) e^{2ikz} A_+ \end{array} \right. \quad (2.17)$$

Les champs correspondant aux ondes utilisées pour inscrire le réseau numéro p sont définis de manière identique à (2.15) en rajoutant l'indice p . $\delta \varepsilon_p$, de module égal à la variation de permittivité pour le réseau numéro p , peut alors être défini par :

$$\delta\varepsilon_p = \frac{\delta\varepsilon_{\max}}{N} M_p e^{i\varphi} \quad (2.18)$$

où $\delta\varepsilon_{\max}$ est la variation de permittivité maximale possible pour inscrire les réseaux dans le matériau, le facteur $1/N$ supposant que celle-ci est partagée équitablement entre les réseaux par une procédure d'écriture adaptée. M_p est le taux de modulation complexe de la figure d'interférence utilisée pour inscrire le réseau numéro p :

$$M_p = \frac{2A_{+p}A_{-p}^*}{|A_{+p}|^2 + |A_{-p}|^2} \quad (2.19)$$

Enfin, φ est le déphasage entre cette figure d'interférence et la variation de permittivité effectivement induite dans le matériau. Nous pouvons ainsi tenir compte du type de réponse du matériau : par exemple une réponse locale pour un photopolymère ($\varphi = 0$) ou non locale pour un cristal photoréfractif ($\varphi = \pm\pi/2$).

A ces équations, il convient d'ajouter la condition limite sur le miroir de réflectivité en amplitude r :

$$A_{-p}(l) = rA_{+p}(l)e^{2ik_p l} \quad (2.20)$$

Il est alors possible de résoudre l'ensemble pour déterminer $A_{+p}(0)$, l'amplitude du signal de lecture à détecter.

Il est en outre commode d'introduire le taux de modulation réel m , identique pour tous les réseaux et égal au module du taux de modulation complexe :

$$m = |M_p| = \frac{2|r|}{1 + |r|^2} \quad (2.21)$$

La formule (2.18) suppose que la modulation de permittivité pour les réseaux est proportionnelle à m . C'est une approche simplifiée, mais en pratique, aussi bien dans les photopolymères que dans les cristaux photoréfractifs, la modulation de permittivité pour un réseau sinusoïdal augmente effectivement avec le taux de modulation de la figure d'interférence correspondante. Dans les cristaux photoréfractifs, la relation de proportionnalité peut typiquement être considérée comme valide pour $m < 0,6$ [Pauliat 00]. Dans les photopolymères, la proportionnalité est typiquement respectée pour des énergies d'exposition en dehors de la zone de saturation des courbes de réponse présentant la racine

carrée de l'efficacité de diffraction en fonction de l'énergie d'exposition d'un réseau plan en cours d'inscription [Waldman 96].

3. Résolution analytique approchée du signal de lecture

Une résolution analytique simple est possible moyennant des hypothèses supplémentaires. Cette résolution va nous permettre de mieux comprendre les caractéristiques principales du signal en détection homodyne. Les hypothèses sont les suivantes : nous supposons que l'efficacité de diffraction des réseaux est faible et que $|r| \ll 1$. Ainsi, $A_- \ll A_+$ et nous pouvons donc considérer le terme de droite de l'équation (2.16) comme nul. L'intégration de (2.17) en tenant compte de (2.20) conduit alors à :

$$A_-(0) = rA_+ e^{2ikl} \left(1 + i \frac{\omega}{4nc} \frac{\delta\epsilon_{\max}}{N} \frac{2}{1+|r|^2} e^{i\varphi} l \sum_{p=1}^N e^{-i(k-k_p)} \text{sinc}((k-k_p)) \right) \quad (2.22)$$

L'amplitude de notre signal est ainsi la somme de l'amplitude réfléchiée par le miroir et de celle diffractée par les réseaux inscrits. La réflectivité en intensité R_S en sortie de la microfibre lue est donc obtenue à partir du module au carré de la relation précédente :

$$R_S = |r|^2 + 2|r|\eta_1^{1/2} m \sum_{p=1}^N \sin((k-k_p) - \varphi) \text{sinc}((k-k_p)) + \eta_1 m^2 \left| \sum_{p=1}^N e^{-i(k-k_p)} \text{sinc}((k-k_p)) \right|^2 \quad (2.23)$$

où η_1 est l'efficacité de diffraction qui serait obtenue pour les réseaux avec $m = 1$, donnée dans le cadre de l'approximation de Born par la relation suivante issue de (1.27) :

$$\eta_1 = \left(\frac{\pi \delta n_{\max} l}{N \lambda} \right)^2 \quad (2.24)$$

Comme nous l'avons vu précédemment, l'hypothèse des efficacités de diffraction faibles pour les réseaux est tout à fait valide dans le contexte du stockage holographique de données. En revanche, celle d'une réflectivité du miroir faible ne permet pas d'obtenir les forts taux de modulation recherchés. Nous verrons cependant par la suite que (2.23) continue à donner des résultats cohérents pour des réflectivités en amplitude du miroir bien plus élevées allant jusqu'à 0,7, donnant des taux de modulation proches de 1. Cette formule est donc un bon indicateur des caractéristiques du signal en détection homodyne.

D'après (2.23), le signal de lecture consiste donc en une somme de trois termes. Le premier est un offset dû à la réflexion sur le miroir. Le dernier correspond au signal de lecture usuel qui serait obtenu si le miroir était ôté à la lecture : il est composé des intensités diffractées par les différents réseaux présents, avec la sélectivité en longueur d'onde bien connue en sinus cardinal au carré pour chacun d'eux. Le deuxième terme est spécifique au schéma de lecture en détection homodyne. Modulé en longueur d'onde par rapport à celles utilisées pour inscrire les réseaux, il est susceptible de fournir lui aussi l'information recherchée, à savoir quels sont les réseaux présents dans la microfibre lue. Il est en outre particulièrement attractif du fait de sa décroissance en $1/N$ au lieu d'une décroissance en $1/N^2$ pour un schéma de lecture classique que l'on retrouve dans le dernier terme. Les grandes capacités visées par le stockage holographique en augmentant le nombre d'hologrammes multiplexés se traduisent donc dans notre configuration en détection homodyne par une diminution du signal de lecture beaucoup moins prononcée.

4. Etude du gain en signal apporté par la détection homodyne

a. Approche numérique utilisée

Nous avons mentionné dans le contexte d'utilisation de la lecture par détection homodyne qu'un de ses attraits est d'augmenter le signal utile de lecture. La résolution analytique présentée précédemment a permis de présenter les caractéristiques principales de cette lecture. Les résultats donnés par la relation (2.23) ne sont toutefois rigoureusement exacts que pour des efficacités de diffraction des hologrammes et une réflectivité $|r|$ faibles. Les réflectivités utilisées en pratique devant être suffisamment importantes pour obtenir des figures d'interférence à fort taux de modulation, cette formule n'est alors en toute rigueur plus adaptée. Pour mettre en évidence de manière quantitative le gain en signal apporté par la détection homodyne, il est donc nécessaire d'effectuer une résolution numérique exacte du signal de lecture dont l'approche est la suivante. En notant r_s la réflexion en amplitude du résonateur formé par le miroir et les réseaux inscrits dans la configuration de la figure 2.7, celle-ci peut être exprimée à partir du système suivant :

$$\begin{cases} A_-(0) = r_s A_+(0) \\ A_-(l) = r A_+(l) e^{2ikl} \\ \begin{pmatrix} A_+(l) \\ A_-(l) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} c_{11} & c_{12} \\ c_{21} & c_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A_+(0) \\ A_-(0) \end{pmatrix} \end{cases} \quad (2.25)$$

où les coefficients c_{ij} sont ceux de la matrice de transfert de l'ensemble des réseaux inscrits dans le cristal. Nous obtenons ainsi immédiatement :

$$r_s = \frac{c_{21} - c_{11} r e^{2ikl}}{c_{12} r e^{2ikl} - c_{22}} \quad (2.26)$$

Les coefficients c_{ij} sont calculés par la résolution numérique sous Mathematica des équations couplées. La résolution avec pour conditions $A_+(0)=1$ et $A_-(0)=0$ donne $c_{11}=A_+(l)$ et $c_{21}=A_-(l)$, tandis que celle avec $A_+(0)=0$ et $A_-(0)=1$ donne $c_{12}=A_+(l)$ et $c_{22}=A_-(l)$.

b. Mise en évidence du gain

Comme il a été mentionné plus haut, les efficacités de diffraction par hologramme dans le contexte du stockage holographique sont typiquement inférieures à 10^{-3} . Pour mettre en évidence le gain en signal, nous allons effectuer une résolution numérique comme décrit ci-dessus et tracer la réflectivité en intensité R_s de la microfibre sondée en fonction de la longueur d'onde incidente dans le cas particulier suivant. Je considère un unique réseau d'efficacité de diffraction 10^{-3} , inscrit par exemple à 500 nm sur une épaisseur de 1 mm et pour une réflectivité en intensité R du miroir de 50% (ce qui correspond à $m = 0,94$). Selon que pour ce réseau $\varphi = \pi/2$ ou $\varphi = 0$, les réflectivités obtenues sont présentées sur les figures 2.8 et 2.9.

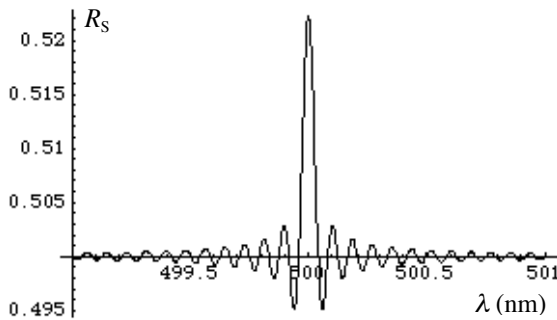


figure 2.8 : réflectivité en intensité en fonction de la longueur d'onde incidente pour un réseau inscrit à 500 nm avec $\varphi = \pi/2$, résolution numérique des équations couplées

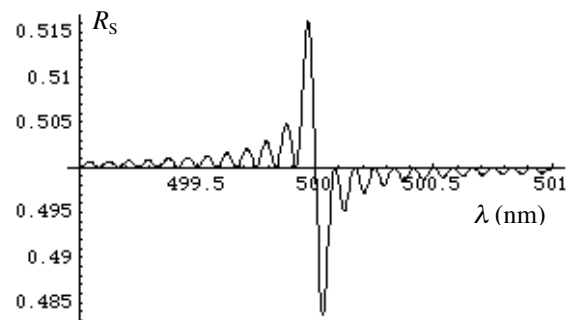


figure 2.9 : réflectivité en intensité en fonction de la longueur d'onde incidente pour un réseau inscrit à 500 nm avec $\varphi = 0$, résolution numérique des équations couplées

Les caractéristiques de la modulation en intensité se superposant à l'offset dû à la réflexion sont ainsi les suivantes. Son amplitude maximale par rapport à l'offset est obtenue à la longueur d'onde de Bragg pour $\varphi = \pi/2$, tandis que dans le cas $\varphi = 0$, elle a lieu à des longueurs d'onde légèrement décalées par rapport celle de Bragg. Ceci indique donc que le paramètre φ est important à prendre en compte pour déterminer la longueur d'onde optimale de lecture d'un réseau inscrit à une certaine longueur d'onde. En outre, dans les deux cas et

avec les paramètres précédents, l'amplitude maximale est au moins supérieure d'un facteur 15 par rapport à une détection classique, où seule l'efficacité de diffraction de 10^{-3} serait mise en jeu. A titre de comparaison, la courbe obtenue pour $\varphi = \pi/2$ avec les mêmes paramètres mais en utilisant la relation approchée (2.23) peut être observée sur la figure 2.10. Son allure est tout à fait similaire à celle de la figure 2.8 mais le signal utile obtenu à la longueur d'onde de Bragg λ est deux fois plus important que pour la résolution numérique.

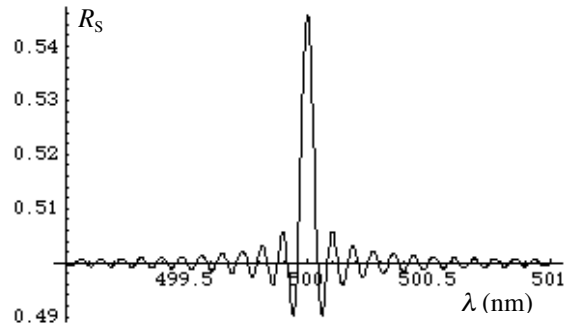


figure 2.10 : réflectivité en intensité en fonction de la longueur d'onde incidente pour un réseau inscrit à 500 nm avec $\varphi = \pi/2$, selon la relation (2.23)

c. Optimisation de la réflectivité du miroir

Nous avons vu précédemment que des pertes sont nécessaires dans la structure du disque pour mettre en œuvre la détection homodyne. Il est possible de déterminer la réflectivité en amplitude du miroir optimale pour maximiser le gain apporté par la détection homodyne. Les caractéristiques principales du signal obtenu en détection homodyne ayant été présentées dans les paragraphes précédents, il est maintenant possible de donner une définition plus précise du gain en signal utile qu'il permet. Ce gain, noté G , peut être défini comme le rapport suivant pour un réseau donné. Au numérateur se trouve l'amplitude maximale du signal décrit sur les figures 2.8 ou 2.9 par rapport à l'offset dû à la réflexion. Le dénominateur consiste en l'intensité diffractée par le réseau en supposant qu'il a été inscrit avec un taux de modulation égal à 1, car c'est bien sûr ainsi que le signal est maximisé dans ce cas. Dans le paragraphe précédent, cette précision n'était pas nécessaire puisque avec $R = 50\%$, le taux de modulation est de toute façon très proche de 1. Dans le cas présent, la réflectivité est cette fois notre variable, et le gain G est donc défini par la formule suivante :

$$G = \frac{\max_{\lambda} |R_s - |r|^2|}{\eta_1} \quad (2.27)$$

D'après la relation (2.23), le gain G est pour de faibles efficacités de diffraction (typiquement inférieures à 1%) inversement proportionnel à $\eta_1^{1/2}$. En choisissant par exemple $\varphi = \pi/2$ pour illustrer nos propos, la figure 2.11 présente le gain normalisé $\eta_1^{1/2}G$ en fonction du module de la réflectivité en amplitude du miroir pour les deux cas où G est calculé numériquement et avec la relation approchée (2.23). D'après cette figure, le gain maximal

permis par la détection homodyne est obtenu pour $|r|$ proche de 0,65 (soit une réflectivité en intensité du miroir de 42%) et s'élève à environ $0,7/\eta_1^{1/2}$. Il apparaît aussi que les résultats obtenus grâce à la relation approchée (2.23) peuvent continuer à donner le bon ordre de grandeur du signal de lecture en détection homodyne jusqu'à des valeurs de $|r|$ d'environ 0,5. Pour $|r| = 0,7$, l'écart observé par rapport à la résolution numérique exacte est bien le facteur 2 observé entre les figures 2.8 et 2.10. De plus, pour cette même réflectivité et si $\eta_1 = 10^{-3}$, le calcul du gain par la formule $0,7/\eta_1^{1/2}$ conduit à un facteur 22 qui est bien celui observé sur la figure 2.8. Par ailleurs, pour d'autres valeurs de φ , des courbes similaires à celles de la figure 2.11 sont obtenues.

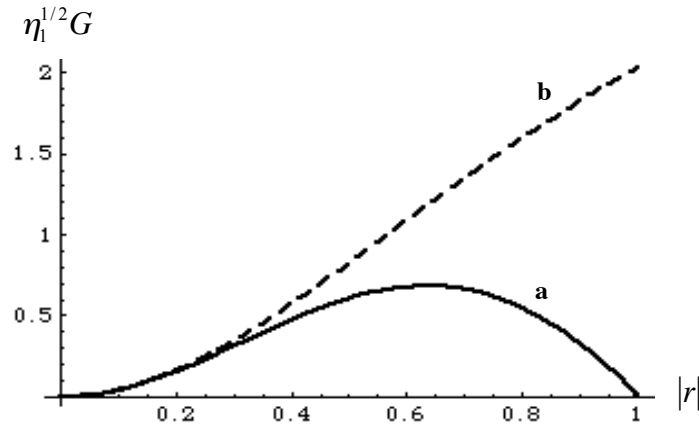


figure 2.11 : gain normalisé apporté par la détection homodyne en fonction du module de la réflectivité en amplitude du miroir, calculé numériquement (a) et de manière approchée (b)

Au bout du compte, le gain en signal permis par la lecture par détection homodyne est donc d'autant plus important que l'efficacité de diffraction des réseaux lus est faible, ce qui montre l'adéquation de cette procédure au contexte du stockage holographique. Un tel gain peut ainsi être mis à profit pour augmenter le débit de lecture de la mémoire.

5. L'influence du multiplexage en lecture par détection homodyne

Jusqu'à présent, la lecture par détection homodyne a été présentée sur un réseau isolé afin de déterminer ses caractéristiques. En pratique, il est bien entendu visé de multiplexer des réseaux de Bragg de la manière la plus dense possible compatible avec les contraintes de diaphonie. La figure 2.12 présente ainsi le signal détecté en fonction de la longueur d'onde de lecture en utilisant la relation (2.23) pour 9 réseaux inscrits avec une séparation égale au double de la sélectivité de Bragg $\Delta\lambda_B$ et pour les 3 cas suivants : lecture en détection homodyne lorsque $\varphi = 0$ (a), $\varphi = \pi/2$ (b), et dans le cas classique sans détection homodyne où seul le dernier terme de (2.23) est conservé (c). Les paramètres de la relation (2.23) utilisés

sont une longueur d'onde maximale de réseau inscrit de 400 nm, $\delta n_{\max} = 1.10^{-5}$, $l = 1$ mm et $|r|^2 = 0,5$.

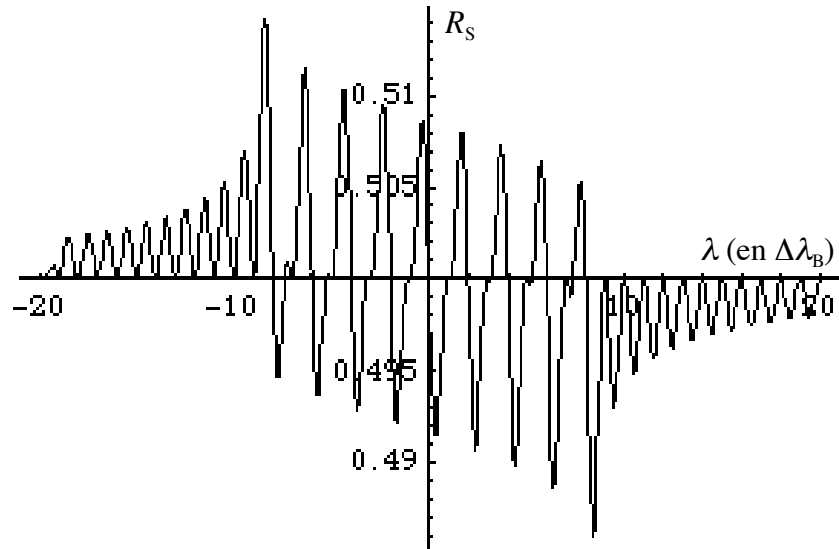


figure 2.12-a : lecture en détection homodyne de 9 réseaux multiplexés en longueur d'onde séparés de $2\Delta\lambda_B$, cas où $\varphi = 0$

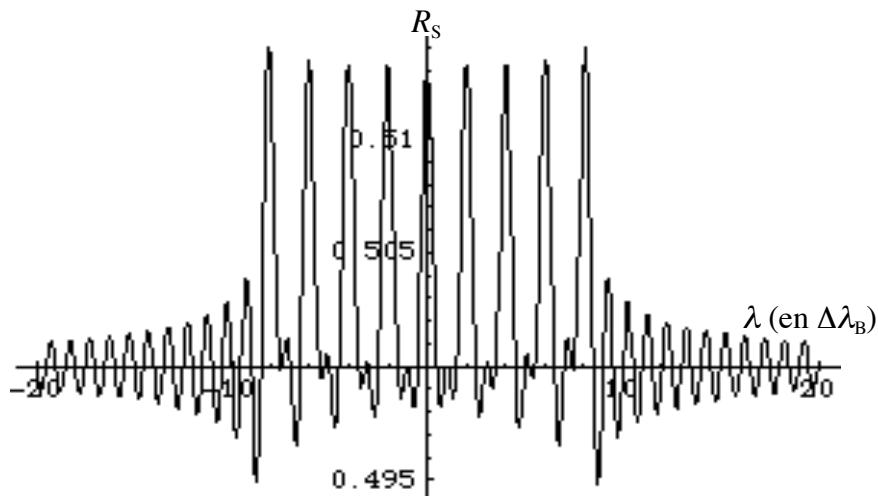


figure 2.12-b : lecture en détection homodyne de 9 réseaux multiplexés en longueur d'onde séparés de $2\Delta\lambda_B$, cas où $\varphi = \pi/2$

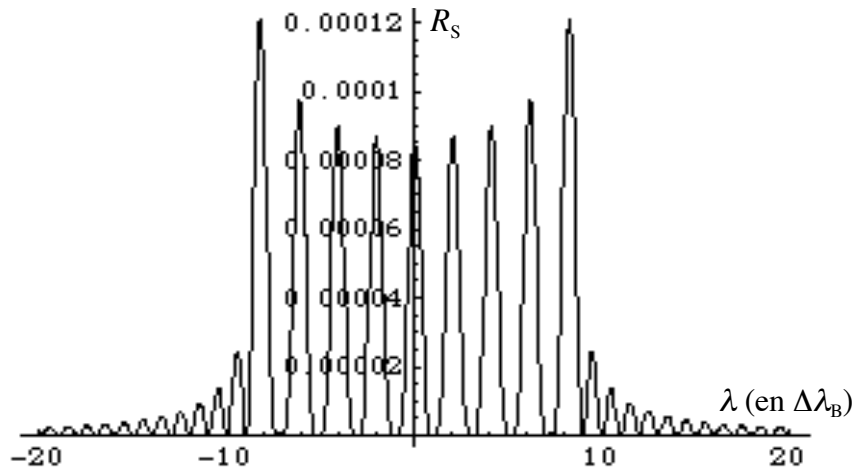


figure 2.12-c : lecture sans détection homodyne de 9 réseaux multiplexés en longueur d'onde séparés de $2\Delta\lambda_B$

Les graphiques précédents montrent que chacun des bits peut être clairement distingué en lecture par détection homodyne. Dans le cas où $\varphi = 0$ (figure 2.12-a), une diaphonie importante apparaît toutefois entre les différents bits. Celle-ci est due aux lobes secondaires des sinus cardinaux des pics de Bragg, qui se superposent de manière cohérente. Il a ainsi été remarqué que la diaphonie diminue considérablement en choisissant un espacement entre les bits non multiple de la sélectivité de Bragg, comme le montre la figure 2.13.

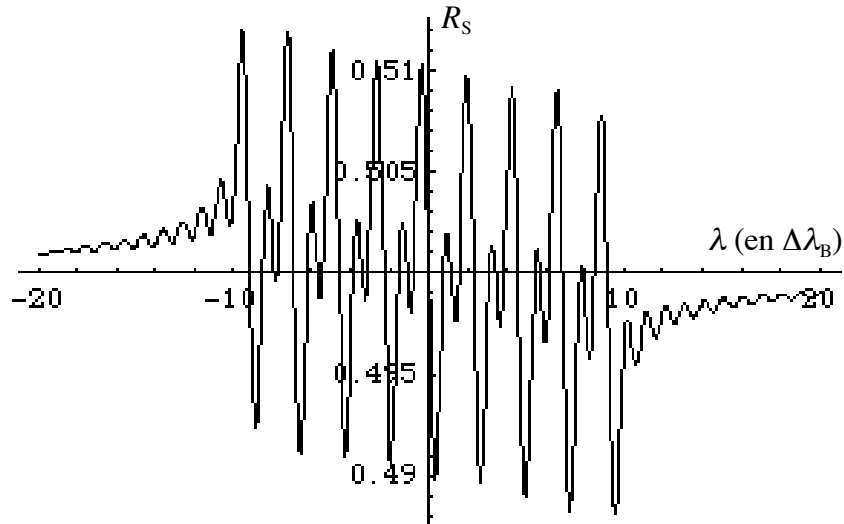


figure 2.13 : lecture en détection homodyne de 9 réseaux multiplexés en longueur d'onde séparés de $2,3 \Delta\lambda_B$, cas où $\varphi = 0$

La diminution doit certainement être encore plus prononcée pour des écarts entre bits non constants, le codage optimal restant à déterminer. Un traitement du signal par des opérations classiques, comme un filtrage passe-haut et une corrélation par un noyau correspondant au signal qui serait obtenu avec un bit unique, permettrait en outre une optimisation supplémentaire. Dans le cas où $\varphi = \pi/2$ (figure 2.12-b), la diaphonie est moins importante et présente un niveau tout à fait comparable à celui d'une lecture sans détection homodyne (figure 2.12-c).

6. Optimisation du signal en détection homodyne

Si la détection homodyne permet de gagner en signal utile, elle résulte également dans la configuration présentée en un signal dont l'exploitation pourrait être optimisée. En effet, le terme d'offset dû à la réflexion rend la détection sensible aux fluctuations d'intensité du laser. D'autre part, dans le cas d'un matériau où $\varphi = 0$ et si la lecture n'est pas effectuée avec une source à spectre étendu, il est nécessaire d'ajuster les longueurs d'onde de lecture des réseaux par rapport à celles utilisées à l'écriture. Différentes solutions sont ainsi envisageables pour améliorer ces points.

a. Utilisation d'une détection différentielle

La lecture par détection homodyne a été présentée jusqu'à présent en utilisant le signal réfléchi par la structure du disque. Néanmoins, le signal transmis, complémentaire du précédent, est lui aussi utilisable. Il est en outre possible d'effectuer une détection différentielle entre ces deux signaux. Une réflectivité en intensité du miroir particulièrement adaptée pour cela est de 50%. Elle est en effet très proche de celle maximisant le gain par la détection homodyne (cf figure 2.11) et permet de supprimer aisément par la détection différentielle l'offset du signal de lecture dû à la réflexion sur le miroir. La lecture est ainsi rendue insensible aux fluctuations d'intensité du laser, et le signal utile s'en trouve en outre doublé.

b. Utilisation d'une lame de phase

L'adjonction dans la structure d'une lame de phase entre le miroir et le matériau d'enregistrement peut également se révéler utile à plus d'un titre. Il est alors possible, en inscrivant les réseaux avec une polarisation du faisceau incident parallèle à l'un des axes de la lame et en changeant la polarisation pour la lecture, d'ajuster le déphasage entre les amplitudes réfléchie et diffractée du résonateur Fabry-Perot formé par le miroir et les réseaux inscrits (cf figure 2.14). Plusieurs possibilités sont ainsi envisageables.

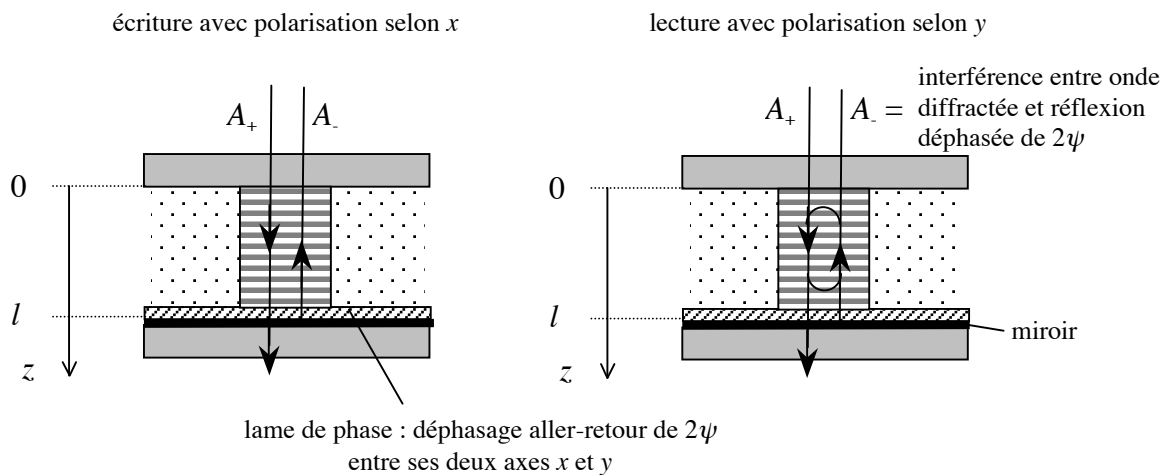


figure 2.14 : principe d'utilisation d'une lame de phase en lecture par détection homodyne

Si la lame induit un déphasage $\psi = \pi/4$ entre les composantes de polarisation selon ses axes (lame $\lambda/8$), une lecture effectuée avec une polarisation perpendiculaire à celle de l'écriture induit un déphasage aller-retour supplémentaire de $\pi/2$ entre les amplitudes réfléchies et diffractées par rapport au cas où la lecture se ferait avec la même polarisation qu'à l'écriture. En considérant que la lame a une épaisseur négligeable, sa présence peut être

prise en compte dans notre approche de résolution numérique en remplaçant r par $re^{2i\psi}$ dans le système (2.25). En reprenant l'exemple de la lecture d'un réseau illustré par les figures 2.8 et 2.9, nous obtenons des courbes de réflectivité en intensité R_s en fonction de la longueur d'onde rigoureusement identiques pour les cas ($\varphi = 0, \psi = \pi/4$) et ($\varphi = \pi/2, \psi = 0$). La lame de phase permet donc dans ce cas d'avoir des longueurs d'onde d'écriture et de lecture identiques pour un matériau où $\varphi = 0$.

La détection différentielle présentée précédemment peut en outre être effectuée d'un seul côté du disque avec l'aide d'une lame de phase. La lecture est effectuée pour cela avec une polarisation à 45° des axes de la lame. Par exemple, avec les mêmes paramètres que pour la figure 2.8 et avec $\psi = \pi/2$ (lame quart d'onde), la réflectivité R_s obtenue selon la polarisation perpendiculaire à celle d'écriture est présentée figure 2.15. La modulation d'intensité se superposant à l'offset de réflexion est complémentaire de celle obtenue pour la figure 2.8, c'est à dire pour la même polarisation qu'à l'écriture. La détection différentielle est ainsi possible entre les deux composantes de polarisation. Cette procédure est aussi envisageable dans le cas où $\psi = \pi/4$. La détection différentielle revient alors à effectuer une soustraction entre les signaux des figures 2.8 et 2.9, ce qui résulte en la figure 2.16. Un signal de lecture dénué de l'offset de réflexion et exploitable à la longueur d'onde d'écriture est donc aussi possible pour le cas d'un matériau où $\varphi = 0$.

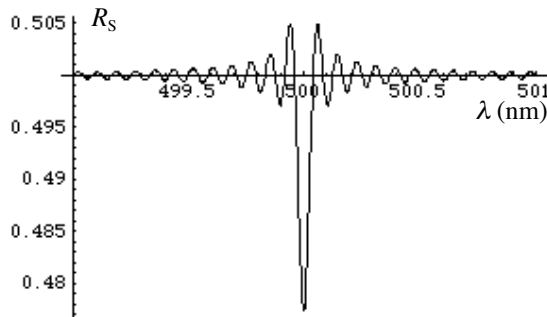


figure 2.15 : réflectivité en intensité en fonction de la longueur d'onde incidente pour un réseau inscrit à 500 nm avec $\varphi = \pi/2$ et $\psi = \pi/2$ (calcul numérique)

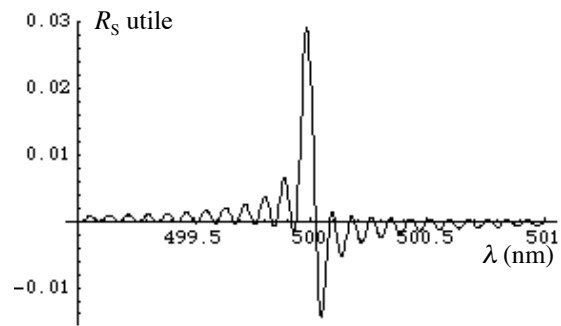


figure 2.16 : signal en détection différentielle pour un réseau inscrit à 500 nm et avec $\psi = \pi/4$ (calcul numérique)

Conclusion

Nous avons présenté dans ce chapitre une architecture de mémoire microfibrée dont les potentialités nous semblent particulièrement intéressantes. L'utilisation de composés à transition de spin incorporés dans une structure microfibrée pourrait être une solution pour obtenir des capacités supérieures au teraoctet sur un disque utilisable de manière réinscriptible, sans contrainte environnementale lumineuse particulière et dans une configuration pouvant être compatible avec les supports surfaciques actuels. La lecture par détection homodyne permettrait quant à elle d'augmenter considérablement les débits de lecture tout en simplifiant le montage optique de la mémoire. De nombreuses études physiques s'avèrent cependant nécessaires avant de pouvoir déterminer si les potentialités précédentes peuvent se concrétiser. Ceci plus particulièrement au niveau de la structuration en microfibres d'un photopolymère d'épaisseur millimétrique, de l'enregistrement holographique dans les composés à transition de spin, et de l'utilisation efficace de la lecture par détection homodyne. Dans le cadre des travaux de thèse présentés dans ce manuscrit, c'est ce dernier point qui a été développé expérimentalement. Un tel schéma de lecture paraît en effet particulièrement adapté au contexte des mémoires microfibrées, et aussi à microréseaux, dans la mesure où il pourrait palier au manque de parallélisme de ces architectures par rapport à l'approche par pages de données. Le chapitre suivant présente ainsi une première validation expérimentale de la lecture d'hologrammes par détection homodyne.