EFFETS D'ÉPAISSEUR DANS LES RÉSEAUX

S. MALLICK

Institut d'Optique (Unité Associée au C.N.R.S.), BP. 147, F-91403 Orsay Cedex, France

Résumé - Les propriétés de diffraction d'un réseau se modifient de façon significative lorsque son pas est bien plus petit que l'épaisseur du matériau dans lequel il est enregistré. Dans un réseau épais, l'angle d'incidence du faisceau de lecture est fixé par le pas du réseau et par la longueur d'onde du faisceau de lecture, et ne peut pas être choisi de façon arbitraire comme c'est le cas pour un réseau mince. De plus il existe seulement une onde diffractée principale et toute l'énergie du faisceau de lecture peut être transférée à cette onde. Dans cet article nous établissons la condition sous laquelle on peut considérer que le réseau est épais et négliger tous les ordres diffractés sauf le principal. Nous traitons de la théorie des ondes couplées de Kogelnik et donnons les formules du rendement de diffraction et de la sélectivité angulaire et spectrale pour des réseaux de transmission et de réflexion. Dans les matériaux non-linéaires dynamiques, comme par exemple le GaAs, $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$, BaTiO_3 etc. l'enregistrement et la lecture du réseau se font simultanément et il y a un échange d'énergie entre les deux ondes. Nous étudions l'interaction des deux ondes dans ces matériaux et déduisons une expression pour l'amplification du signal de faible intensité aux dépens d'une onde pompe de forte intensité. Finalement nous décrivons l'interaction à 4-ondes (la conjugaison de phase) dans ces matériaux non-linéaires et calculons le coefficient de réflexion (rapport en intensité de l'onde conjuguée créée par le matériau et de l'onde signal incidente) du miroir de conjugaison de phase. Dans des conditions optimales, le coefficient de réflexion de ces miroirs peut être supérieur à l'unité.

Abstract. - The diffraction properties of a grating change significantly when the thickness of the material in which it is recorded is very much larger than its period. In a thick grating the angle of incidence of the readout beam is determined by the grating period and wavelength of the readout light and cannot be arbitrarily chosen as is the case for a thin grating. Besides, there exists only one principal diffracted beam and entire energy of the readout beam can be transferred to this beam. In this article we derive the condition under which a grating can be considered to be thick and all diffracted orders except the principal one can be neglected. We discuss the coupled wave theory of Kogelnik and give expressions for the diffraction efficiency and for the angular and spectral selectivities of transmission and reflection gratings. In dynamic non-linear materials like GaAs, $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$, BaTiO_3 , etc. the recording and readout processes take place simultaneously and there is an exchange of energy between the two interfering beams. We study two-beam interaction in these materials and derive an expression for the amplification of a weak signal beam at the expense of a strong pump beam. Finally, we discuss four-beam interaction (phase conjugation) in these non-linear materials and calculate the reflectivity (intensity ratio of the output phase conjugate beam and the input signal beam) of a phase conjugate mirror. Under suitable conditions of operation, these mirrors can have reflectivity > 1 .

1. Introduction.

Les matériaux photosensibles utilisés en holographie sont d'épaisseur non-nulle et il est très important d'étudier les effets d'épaisseur sur les propriétés de la diffraction. Ainsi la plaque photographique 649 F (Kodak), couramment utilisée en holographie a une épaisseur d'environ 15 microns; a priori c'est une très faible épaisseur, mais il faut remarquer que le pas des franges incidentes sur l'émulsion peut être de l'ordre d'un micron. L'épaisseur de l'émulsion est donc 15 à 20 fois plus grande que le pas des franges. Dans de telles situations

nous devons tenir compte de l'aspect tridimensionnel du matériau.

Dans cet article nous considérons le cas simple d'un hologramme élémentaire, un réseau produit par l'interférence de deux ondes planes dans le matériau induisant des variations spatiales de permittivité et/ou de conductivité. Lorsque c'est la permittivité qui varie, le réseau est appelé réseau de phase; lorsque c'est la conductivité, le réseau est dit d'absorption (ou d'amplitude). Dans certains cas on peut avoir un réseau mixte présentant à la fois des variations périodiques de permittivité et de conductivité. Dans la pratique ce sont les réseaux de phase qui sont les plus intéressants. Avant d'aborder l'effet d'épaisseur sur les propriétés de diffraction, faisons quelques rappels sur les réseaux minces.

2. Le réseau mince (épaisseur faible devant le pas du réseau).

2.1 Le réseau d'amplitude.

Réseau sinusoïdal

La transmission en amplitude d'un réseau sinusoïdal de période Λ et de contraste m est

$$\begin{aligned} t(x,y) &= \frac{1}{2} + \frac{m}{2} \cos \frac{2\pi}{\Lambda} x \\ &= \frac{1}{2} + \frac{m}{4} \exp\left(j \frac{2\pi x}{\Lambda}\right) + \frac{m}{4} \exp\left(-j \frac{2\pi x}{\Lambda}\right) \end{aligned} \quad (1)$$

Les lignes d'égale transmission sont parallèles à l'axe de y qui est perpendiculaire au plan de la figure.

figure 1

Pour que les ondes diffractées soient parfaitement planes nous supposons que le réseau est illimité dans le plan xy . Une onde plane, monochromatique de longueur d'onde λ et d'amplitude A est incidente à un angle i sur le réseau. L'amplitude dans un plan juste après le réseau est

$$A \exp\left[j \frac{2\pi}{\lambda} x \sin i\right] \cdot t(x,y) \quad (2)$$

Les trois termes de Fourier dans l'expression de $t(x,y)$ donnent trois ondes planes; une onde d'ordre zéro et d'amplitude $\frac{A}{2}$, et deux ondes diffractées d'égale amplitude $\frac{A}{4} m$. Le rendement de diffraction η est donné par

$$\eta = \frac{\text{intensité dans un ordre diffracté}}{\text{intensité de l'onde de lecture}} \quad \text{soit ici } \eta = \frac{m^2}{16};$$

la valeur maximale du rendement de diffraction pour un réseau sinusoïdal d'amplitude est de 6,25 % ($m = 1$). En pratique η dépasse rarement 3 à 4%.

L'angle de diffraction θ peut être trouvé facilement comme suit. Une onde qui se propage en faisant un angle θ avec l'axe des z est représentée, dans le plan $z=0$, par

$$\exp\left[j \frac{2\pi}{\lambda} x \sin \theta\right] \quad (3)$$

En comparant (2) et (3) et en utilisant (1) on obtient :

$$\frac{\sin \theta}{\lambda} = \frac{\sin i}{\lambda} + \frac{p}{\Lambda},$$

ou

$$(\sin \theta - \sin i) = p \frac{\lambda}{\Lambda}, \quad (p = 0, \pm 1) \quad (4)$$

Réseau binaire

La transmission en amplitude varie, par exemple entre zéro et un.

Figure 2

La fonction de transmission représentée sur la figure 2 peut être décomposée en série de Fourier

$$t(x,y) = \frac{l}{\Lambda} + \frac{1}{\pi} \sin \frac{\pi l}{\Lambda} \exp(-j \frac{2\pi x_0}{\Lambda}) \exp(j \frac{2\pi x}{\Lambda}) + \frac{1}{\pi} \sin \frac{\pi l}{\Lambda} \exp(j \frac{2\pi x_0}{\Lambda}) \exp(-j \frac{2\pi x}{\Lambda}) + \text{termes d'ordre supérieur.} \quad (5)$$

Il y a plusieurs ordres de diffraction suivant les directions θ données par

$$\sin \theta - \sin i = p \frac{\lambda}{\Lambda} \quad (p = 0, \pm 1, \pm 2, \dots) \quad (6)$$

Le rendement de diffraction dans les ordres $+1$ ou -1 est

$$\eta = \frac{1}{\pi^2} \sin^2 \frac{\pi l}{\Lambda} \quad (7)$$

η est maximal lorsque $\Lambda = 2l$ et vaut 10,1 %. Notons que le rendement de diffraction des réseaux d'absorption reste faible.

Le facteur de phase $\exp(j \frac{2\pi x_0}{\Lambda})$ dans l'expression d'amplitude diffractée a une grande importance : en déplaçant convenablement le réseau suivant l'axe des x , on peut créer un déphasage voulu entre un ordre diffracté et l'ordre zéro. Par exemple, pour $x_0 = \frac{\Lambda}{4}$, le premier ordre est en quadrature de phase avec l'ordre zéro. Nous y reviendrons ultérieurement.

2.2 Réseau de phase.

La transmission d'un réseau de phase sinusoïdal est donnée par

$$t(x,y) = \exp[j(\psi + \Delta\psi \cos \frac{2\pi}{\Lambda} x)]$$

$$= e^{j\psi} [J_0(\Delta\psi) + j J_1(\Delta\psi) \{ \exp(j \frac{2\pi}{\Lambda} x) + \exp(-j \frac{2\pi}{\Lambda} x) \} + \text{termes d'ordre supérieur}] \quad (8)$$

où J_0 et J_1 sont les fonctions de Bessel de première espèce, d'ordre zéro et un, respectivement. Le rendement de diffraction dans le premier ordre est $J_1^2(\Delta\psi)$. Pour $\Delta\psi = 1,84$ rad, on atteint la valeur maximale de η (33,8 %) et le faisceau de lecture est pratiquement épuisé.

Dans le cas d'un réseau de phase binaire, le rendement de diffraction dans le premier ordre est

$$\eta = \frac{4}{\pi^2} \sin^2 \frac{\pi l}{\Lambda} \sin^2 \Delta\psi, \quad (9)$$

η est maximal (40,5 %) pour $\Lambda = 2l$ et $\Delta\psi = \frac{\pi}{2}$; l'ordre zéro dans ces conditions est nul.

En choisissant convenablement la modulation de phase dans un réseau mince, on peut épuiser entièrement le faisceau de lecture; mais, malheureusement, l'énergie de ce faisceau se répartit sur plusieurs ordres diffractés. Néanmoins lorsque l'épaisseur du réseau devient bien plus grande que le pas du réseau, il y a un seul ordre diffracté auquel on peut transférer toute l'énergie du faisceau de lecture. Dans le paragraphe suivant nous établissons les conditions sous lesquelles on peut négliger tous les ordres diffractés sauf un et nous calculons l'angle d'incidence du faisceau de lecture pour exciter cet ordre.

3. Critère d'épaisseur pour un réseau :

Considérons un modèle simplifié de réseau épais. La lumière incidente est diffractée par les strates du réseau qui sont perpendiculaires à l'axe des x (figure 3a).

Figure 3a

Les rayons tels que (1) et (2) diffractés par deux points homologues situés sur deux strates consécutives sont en phase si la différence de marche entre eux est égale à un nombre entier de longueurs d'onde

$$n \Lambda (\sin \theta - \sin i) = p \lambda \quad (p = 0, \pm 1, \pm 2, \dots) \quad (10)$$

Figure 3b

où n est l'indice de réfraction moyen du réseau et, aussi, celui du milieu extérieur au réseau; λ est la longueur d'onde de la lumière dans le vide. Cette équation, en fait, est l'équation d'un réseau mince, elle ne tient pas compte de l'épaisseur du réseau. Dans un réseau épais, l'angle de diffraction θ doit satisfaire, en plus, une autre condition : des rayons tels que (2) et (3) diffractés par la même strate mais à différentes profondeurs (figure 3b) doivent être en phase ou presque en phase pour que l'amplitude totale diffractée par une strate sur toute sa longueur soit maximale. Calculons cette amplitude.

La différence de marche entre les rayons (2) et (3) est de $n z (\cos i - \cos \theta)$. Si a est l'amplitude diffractée par unité de longueur d'une strate, l'amplitude diffractée par toute la strate est

$$A = \int_0^d a \exp \left[j \frac{2\pi n z}{\lambda} (\cos i - \cos \theta) \right] dz$$

$$= ad \exp \left[j \frac{\pi n d}{\lambda} (\cos i - \cos \theta) \right] \text{sinc} \left[\frac{\pi n d}{\lambda} (\cos i - \cos \theta) \right] \quad (11)$$

où sinc désigne la fonction sinus cardinal $\frac{\sin x}{x}$. $|A|$ est maximal pour $\theta = \pm i$; $\theta = i$ correspond à l'ordre zéro ($p=0$) dans l'équation 10; c'est le faisceau transmis directement. $\theta = -i$ correspond à l'ordre -1 et il est le plus intense parmi les faisceaux diffractés. La condition $\theta = -i$ correspond à la réflexion du faisceau incident sur la strate du réseau, les rayons réfléchis à différentes profondeurs parcourant le même chemin optique. Substituant $\theta = -i$ et $p = -1$ dans l'équation (10), nous obtenons une relation entre l'angle d'incidence et le pas du réseau,

$$\sin i = \frac{\lambda}{2n\Lambda} \quad (12)$$

le faisceau de lecture doit satisfaire cette condition appelée condition de Bragg.

Contrairement à un réseau mince, l'angle d'incidence dans un réseau épais ne peut pas être choisi indépendamment de λ .

A l'aide des équations 10 à 12 nous pouvons calculer les intensités relatives des ordres par rapport à l'ordre principal, $p = -1$, lorsque le faisceau de lecture obéit à la condition de Bragg. Calculons par exemple, l'intensité relative dans l'ordre +1. L'angle θ pour $p = 1$ est donné par

$$\sin \theta = \frac{3}{2} \frac{\lambda}{n\Lambda} \quad (13)$$

En substituant les équations (12) et (13) dans (11), l'intensité relative dans l'ordre +1 devient

$$\text{sinc}^2 \left[\frac{\pi n d}{\lambda} \left\{ \left(1 - \frac{\lambda^2}{4n^2\Lambda^2} \right)^{\frac{1}{2}} - \left(1 - \frac{9\lambda^2}{4n^2\Lambda^2} \right)^{\frac{1}{2}} \right\} \right] \quad (14)$$

Pour $\lambda = 0,5\mu\text{m}$, $n = 1,5$, $\Lambda = 1\mu\text{m}$, $d = 15\mu\text{m}$, l'intensité relative dans l'ordre +1 est $3 \cdot 10^{-3}$. Pour des angles i , θ petits, ($\leq 45^\circ$), par un développement limité, la formule (14) se réduit à

$$\text{sinc}^2 \left(\frac{\pi \lambda d}{n\Lambda^2} \right) \quad (15)$$

Lorsque le paramètre $\frac{\pi \lambda d}{n\Lambda^2}$ est supérieur à 10, l'intensité relative dans les ordres supérieurs ne dépasse pas 1% et l'on peut supposer que seulement l'ordre zéro et l'ordre -1 existent dans le volume du réseau. Ce paramètre est appelé le facteur Q du réseau.

4. Rendement de diffraction d'un réseau épais. Théorie des ondes couplées de Kogelnik [1].

Le réseau épais est représenté sur la figure 4.

Figure 4

L'axe des z est perpendiculaire aux surfaces limitant le milieu diélectrique. Les strates de franges sont perpendiculaires au plan d'incidence xz. Le vecteur réseau $\vec{K}$, de module $\frac{2\pi}{\Lambda}$,

est perpendiculaire aux strates faisant l'angle $(\vec{K}, \vec{Oz}) = \phi$. Pour simplifier l'analyse nous prenons la permittivité moyenne du milieu formant le réseau égale à celle du milieu extérieur. Soit une onde plane R, polarisée parallèlement à l'axe des y, incidente sur le réseau à un angle θ . L'onde de lecture R donne naissance à une onde signal S à l'entrée du réseau, et il y a échange d'énergie entre ces deux ondes tout au long de leurs trajets dans le volume du réseau.

Pour étudier la propagation de ces ondes dans le réseau de volume, nous devons résoudre l'équation d'onde scalaire

$$\nabla^2 E + k^2 E = 0$$

(16)

où $E(x, z)$ de fréquence angulaire ω , est l'amplitude du champ électrique suivant l'axe des y. Le paramètre k est donné par

$$\begin{aligned} k^2 &= \omega^2 \mu \epsilon + j \omega \mu \sigma \\ &= \omega^2 \mu \epsilon \left(1 + j \frac{\sigma}{\omega \epsilon} \right) \end{aligned} \quad (17)$$

où μ est la perméabilité du milieu que nous prenons comme celle du vide, ϵ la permittivité, et σ la conductivité. Aussi $\epsilon = \epsilon_0 \epsilon_r = \epsilon_0 n^2$, ϵ_0 est la permittivité du vide et n l'indice de réfraction. Dans les matériaux optiques (par exemple GaAs) $\frac{\sigma}{\omega \epsilon} \approx 10^{-5}$, on peut alors écrire

$$\begin{aligned} k &= \omega (\mu \epsilon)^{\frac{1}{2}} \left(1 + j \frac{\sigma}{2 \omega \epsilon} \right) \\ &= \frac{2\pi}{\lambda} n + j \frac{\sigma}{2 n \epsilon_0 \omega} \\ &= \frac{2\pi}{\lambda} n + j \frac{\alpha}{2} \end{aligned} \quad (18)$$

où α représente le coefficient d'absorption (en intensité). Dans les matériaux optiques $\alpha \ll \frac{2\pi}{\lambda} n$.

Le réseau holographique est représenté par une modulation spatiale de l'indice de réfraction n et du coefficient d'absorption α

$$\begin{aligned} n &= n_0 + n_1 \cos(\vec{K} \cdot \vec{r}) \\ \alpha &= \alpha_0 + \alpha_1 \cos(\vec{K} \cdot \vec{r}) \end{aligned} \quad (19)$$

où n_0, α_0 sont les valeurs moyennes, et $\vec{r}$ le vecteur de position. A partir des équations (18) et (19) et en supposant $n \gg n_1$, $\frac{2\pi}{\lambda} n \gg \alpha_0$ nous obtenons

$$k^2 = \beta^2 + j\beta\alpha + \beta \left[\frac{2\pi}{\lambda} n_1 + j \frac{\alpha_1}{2} \right] \left\{ \exp(j \vec{K} \cdot \vec{r}) + \exp(-j \vec{K} \cdot \vec{r}) \right\} \quad (20)$$

où nous avons écrit β pour $\frac{2\pi}{\lambda} n_0$, la constante de propagation moyenne. Le paramètre

$$\kappa = \frac{\pi}{\lambda} n_1 + j \frac{\alpha_1}{4} \quad (21)$$

appelé constante de couplage, joue un rôle clé dans la théorie des ondes couplées. Lorsque $\kappa = 0$

(i.e. $n_1 = 0, \alpha_1 = 0$), il n'y a pas de réseau et il n'y a pas de diffraction. Le champ électrique total dans le milieu est donné par

$$E = R(z) \exp(j \vec{p} \cdot \vec{r}) + S(z) \exp(j \vec{\sigma} \cdot \vec{r}) \quad (22)$$

où $\vec{p}$ représente le vecteur d'onde de lecture, $|\vec{p}| = \beta$. Le vecteur $\vec{\sigma}$ donne la direction de propagation du signal S et est lié aux vecteurs $\vec{p}$ et $\vec{K}$ par la relation

$$\vec{\sigma} = \vec{p} - \vec{K} \quad (23)$$

Lorsque la condition de Bragg est satisfaite, le module de σ est égal à β . A présent, pour

simplifier l'analyse, prenons le vecteur réseau $\vec{K}$ parallèle à l'axe des x ($\varphi = \frac{\pi}{2}$). En combinant les équations (16), (20), (22) et (23), et en comparant les termes de même exponentielle ($\exp(j \vec{p} \cdot \vec{r})$, $\exp(j \vec{\sigma} \cdot \vec{r})$) nous obtenons les deux équations suivantes

$$\begin{aligned} \cos \theta \frac{dR}{dz} + \frac{\alpha}{2} R &= j \kappa S \\ \cos \theta \frac{dS}{dz} + \left[\frac{\alpha}{2} - j \left(\frac{\beta^2 - \sigma^2}{2\beta} \right) \right] S &= j \kappa R. \end{aligned} \quad (24)$$

Ici nous avons négligé les deuxièmes dérivées de R et S sous l'hypothèse que les échanges d'énergie entre les deux ondes restent faibles pour des distances de l'ordre d'une longueur d'onde. Nous avons, également, négligé les ondes engendrées dans les directions $\vec{p} + \vec{K}$ et $\vec{\sigma} - \vec{K}$. Le paramètre

$$\frac{\beta^2 - \sigma^2}{2\beta} = \Theta \quad (25)$$

qui apparaît dans les équations couplées représente le désaccord de phase par rapport aux conditions de Bragg. A l'aide de la relation (23) on peut écrire

$$\Theta = K \sin \theta - \frac{K^2}{4\pi n} \lambda \quad ; \quad (26)$$

Θ est nul lorsque

$$\sin \theta = \frac{K}{4\pi n} \quad \lambda = \frac{\lambda}{2n\Lambda} \quad (27)$$

qui est bien l'équation de Bragg. Pour une longueur d'onde donnée, on peut trouver un angle d'incidence θ pour que la condition de Bragg soit satisfaite. Pour des petites déviations $\Delta\theta$ et $\Delta\lambda$ par rapport à la condition de Bragg, le paramètre Θ est égal à

$$\Theta = K \cos \theta \Delta\theta - \frac{K^2}{4\pi n} \Delta\lambda \quad (28)$$

L'amplitude diffractée après traversée du réseau s'obtient par résolution des équations couplées avec les deux conditions aux limites suivantes $S(0) = 0$; $R(0) = 1$. Le rendement de diffraction, défini comme la fraction de l'énergie incidente qui se trouve dans le faisceau signal à la sortie du réseau, est

$$\eta = S(d) S^*(d).$$

Après de longs calculs on obtient l'expression du rendement de diffraction pour un réseau de phase sous la forme

$$\eta = \exp\left(-\frac{\alpha d}{\cos \theta}\right) \left[\frac{\sin(v^2 + \xi^2)^{\frac{1}{2}}}{(v^2 + \xi^2)^{\frac{1}{2}}} \right]^2 \cdot v^2 \quad (29)$$

$$\text{avec } v = \frac{\pi n_1 d}{\lambda \cos \theta}$$

$$\xi = \frac{d}{2 \cos \theta} \Theta = \frac{Kd}{2} \Delta\theta - \frac{K^2 d}{8\pi n \cos \theta} \Delta\lambda \quad (30)$$

Remarques.

1. Pour un réseau non-absorbant ($\alpha = 0$) et pour l'incidence de Bragg ($\xi = 0$), on obtient

$$\eta = \sin^2 v = \sin^2\left(\frac{\pi n_1 d}{\lambda \cos \theta}\right), \quad (31)$$

η peut atteindre 100%. Par exemple, avec de la gélatine bichromatée, $n_1 = 2 \cdot 10^{-2}$ et $d = 15 \mu\text{m}$, on peut obtenir v égale à $\frac{\pi}{2}$. Dans des cristaux photoréfractifs n_1 est 100 fois plus petit mais l'épaisseur est 100 fois plus grande.

2. Sélectivité angulaire et spectrale.

Pour $v < 1$, η s'annule lorsque ξ vaut approximativement π . Ceci nous permet de trouver les expressions de la sélectivité angulaire et spectrale; à partir de l'équation (30), et pour $\Delta\lambda = 0$, nous obtenons

$$\xi = \frac{Kd}{2} \Delta\theta = \pi \quad \Rightarrow \quad \Delta\theta = \frac{\Lambda}{d} \quad (32)$$

Avec $\Lambda = 2 \mu\text{m}$ et $d = 1 \text{ mm}$, $\Delta\theta$ vaut 7 minutes d'arc. La sélectivité spectrale est

$$\Delta\lambda = \frac{2 n \cos \theta \Lambda^2}{d} \approx 20 \text{ nm}. \quad (33)$$

3. Pour $v \ll 1$, η augmente avec l'épaisseur d du cristal d'après (31), mais d intervient

également dans le facteur d'extinction $\exp\left(-\frac{\alpha d}{\cos \theta}\right)$ (équation 29). En dérivant η par rapport

à d , on trouve que η atteint sa valeur maximale lorsque $d = \frac{2}{\alpha}$. Pour des cristaux comme le BSO où $\alpha \approx 2 \text{ cm}^{-1}$, on n'utilise donc pas des épaisseurs plus grandes que 1 cm.

4. Pour des faibles valeurs du produit $n_1 d$, ($v = \frac{\pi}{10}$), et pour $\cos \theta \approx 1$, le rendement de diffraction d'un réseau épais (éq.31) est approximativement égal à celui d'un réseau mince (ordre 1, éq. 8).

5. Contrairement à l'idée répandue, le rendement de diffraction n'est pas nécessairement maximal à l'incidence de Bragg; si v est au voisinage de π , η est pratiquement nul. Néanmoins en choisissant convenablement le désaccord de phase tel que l'argument du sinus de l'équation (29),

$$(v^2 + \xi^2)^{\frac{1}{2}}, \text{ vaille environ } \frac{3\pi}{2}, \eta \text{ peut atteindre 50\%}.$$

6. Dans l'analyse ci-dessus nous n'avons pas donné les expressions pour les amplitudes $R(d)$ et $S(d)$ à la sortie du réseau. Mais il faut signaler que, comme dans le cas d'un réseau de phase mince, ces deux amplitudes sont en quadrature de phase. Ce fait a des implications importantes lorsqu'on étudie la propagation de deux ondes dans un milieu dynamique.

Hologramme par réflexion.

Considérons le cas particulier de $\phi = 0$, le vecteur réseau $\vec{K}$ est parallèle à l'axe des z (fig. 5).

Figure 5

Un tel réseau est engendré lorsque les deux faisceaux d'écriture arrivent de part et d'autre sur le milieu. Dans ce réseau, dit de réflexion, le faisceau diffracté S apparaît du même côté que le faisceau de lecture. Le formalisme reste inchangé par rapport à l'hologramme par transmission. Les équations différentielles sont résolues avec les conditions aux limites suivantes $R(0) = 1$, $S(d) = 0$.

Pour un milieu sans absorption, le rendement de diffraction est donné par

$$\eta = \frac{\text{sh}^2 (v^2 - \xi^2)^{\frac{1}{2}}}{1 - (\frac{\xi^2}{v^2}) + \text{sh}^2 (v^2 - \xi^2)^{\frac{1}{2}}}, \quad (v > \xi) \quad (34a)$$

$$\eta = \frac{\sin^2 (v^2 - \xi^2)^{\frac{1}{2}}}{\frac{\xi^2}{v^2} - 1 + \sin^2 (v^2 - \xi^2)^{\frac{1}{2}}}, \quad (\xi > v) \quad (34b)$$

$$\eta = \frac{v^2}{1 + v^2}, \quad (\xi = v) \quad (34c)$$

$$\text{avec } v = \frac{\pi n_1 d}{\lambda \left(\frac{\lambda \cos \theta}{\lambda n} - \cos^2 \theta \right)^{\frac{1}{2}}}, \quad \xi = \frac{1}{2} \Theta d \left(\frac{\lambda}{\lambda n} - \cos \theta \right)^{-1}$$

La relation (34b) est contenue en (34a) si nous acceptons des racines complexes; l'équation (34c) est la limite de (34a) lorsque ξ tend vers η . Les paramètres v et ξ sont réels; à l'incidence de Bragg

$$\eta = \text{th}^2 \left(\frac{\pi n_1 d}{\lambda \cos \theta} \right) , \quad (35)$$

figure 6

pour $v = \frac{\pi}{2}$, $\eta = 84\%$ (voir figure 6).

Pour l'incidence hors Bragg η s'annule lorsque $(\xi^2 - v^2)^{\frac{1}{2}} = \pi$.

A partir de cette relation, on peut calculer la sélectivité angulaire et spectrale d'un réseau par réflexion.

5. Amplification du signal par mélange à deux ondes dans un matériau dynamique.

Dans les matériaux dynamiques, comme par exemple le GaAs, Bi₁₂SiO₂₀, BaTiO₃..., l'enregistrement et la lecture du réseau se font simultanément. Dès que le cristal est éclairé par les deux faisceaux, le réseau commence à se former et diffracte les faisceaux qui lui donnent naissance. C'est le phénomène d'auto-diffraction. Le but de la plupart des expériences de mélange à deux ondes est d'amplifier un signal de faible intensité aux dépens d'une onde pompe de forte intensité. Considérons qualitativement l'interaction de ces faisceaux dans le matériau photosensible.

figure 7

Pour bien fixer les idées analysons le phénomène de mélange des deux ondes dans la première tranche du cristal, d'épaisseur Δz . L'amplitude incidente sur le cristal

$$R \exp(j \frac{2\pi}{\lambda} n \sin \theta x) + S \exp(-j \frac{2\pi}{\lambda} n \sin \theta x) \text{ crée les franges d'interférence}$$

$$I = R^2 + S^2 + 2 RS \cos 2 K x$$

$$= (R^2 + S^2) [1 + m \cos 2 K x]$$

avec $K = \frac{2\pi}{\lambda} n \sin \theta$; $m = \frac{2RS}{R^2 + S^2} \approx \frac{2S}{R}$ (36)

Cet éclairage induit un réseau d'indice qui est, en général, décalé par rapport aux franges incidentes

$$n = n_0 + n_1 m \cos (2 K x + \phi) \quad (37)$$

où nous avons supposé que la modulation d'indice est linéairement liée au contraste des franges. La modulation est maximale et vaut n_1 lorsque le contraste est unité. Le faisceau pompe est diffracté par ce réseau mince de phase et l'amplitude émergente dans la direction du signal est (voir paragraphe 2,2)

$$S J_0 \left(\frac{2\pi}{\lambda} n_1 m \Delta z \right) + j R J_1 \left(\frac{2\pi}{\lambda} n_1 m \Delta z \right) \exp (-j \phi)$$

$$= S J_0 \left(\frac{2\pi}{\lambda} n_1 m \Delta z \right) + R J_1 \left(\frac{2\pi}{\lambda} n_1 m \Delta z \right) (\sin \phi + j \cos \phi) \quad (38)$$

Si $\phi = \frac{\pi}{2}$, la lumière diffractée s'ajoute en phase avec le signal, par conséquent le contraste des franges augmente entraînant un meilleur rendement de diffraction dans la couche suivante du milieu, d'où un phénomène d'auto-amplification. Ce raisonnement semi-qualitatif, montre que le couplage entre le signal, la pompe et le réseau, est d'autant meilleur que ϕ , décalage du réseau induit par rapport au réseau incident, est plus proche de $\frac{\pi}{2}$. Avant d'établir les équations mathématiques régissant ce couplage, voyons comment obtenir ce déphasage de $\frac{\pi}{2}$ en pratique.

Réalisation du déphasage de $\frac{\pi}{2}$ entre le réseau d'illumination et le réseau induit.

Dans les matériaux photoréfractifs cités ci-dessus, le réseau d'illumination crée des électrons libres dans la bande de conduction où ils migrent en raison de la diffusion associée au gradient de concentration électronique. Cette redistribution des électrons engendre un champ de charge d'espace, qui par effet électro-optique linéaire, modifie l'indice de réfraction du cristal. Le champ de charge d'espace dû à la diffusion est donné par

$$E_D = \frac{D}{\mu} \frac{1}{N} \frac{dN}{dx} \quad (39)$$

où D est la diffusivité, μ la mobilité et N la densité électronique, proportionnelle à l'éclairement incident sur le cristal

$$N = N_0 (1 + m \cos 2 K x). \quad (40)$$

On a donc

$$E_D \propto \frac{m K \sin 2 K x}{1 + m \cos 2 K x}, \quad (41)$$

le premier terme dans le spectre de Fourier de E_D est en $\sin 2 K x$, donc en quadrature avec l'éclairement incident: le réseau induit a le décalage approprié. Nous remarquons que E_D est inversement lié au pas des franges. Dans les matériaux photoréfractifs, E_D ne dépasse guère 1 kV/cm et la modulation n_1 de l'indice, responsable de la diffraction, reste faible. Une plus forte valeur de n_1 peut être obtenue si la migration des photo-électrons s'effectue sous l'action d'un champ électrique externe appliqué au cristal. Mais dans ce cas, le réseau d'indice photo-induit est pratiquement en phase avec les franges d'interférence. J.P.

Huignard [2] a mis au point une méthode pour réaliser le déphasage de $\frac{\pi}{2}$ nécessaire à l'amplification du signal. La fréquence temporelle du faisceau pompe est décalée de Δv par rapport au faisceau signal, les franges d'interférence incidentes sur le cristal se déplacent alors avec une vitesse de $\Delta v \cdot \lambda$. Par suite du temps de réponse non-nul du cristal, le réseau enregistré est toujours en retard par rapport au réseau d'illumination. En jouant sur Δv , i.e. sur la vitesse de défilement des franges, on peut obtenir le déphasage nécessaire de $\frac{\pi}{2}$. Bien que la fréquence de la pompe soit de $v + \Delta v$, la lumière diffractée par le réseau mobile a pour fréquence la fréquence v du signal.

Equations des ondes couplées dans un matériau dynamique.

Dans ce paragraphe nous allons étudier le couplage des ondes et le transfert d'énergie entre deux faisceaux dans un milieu dynamique. Contrairement à un réseau passif la modulation m du réseau dynamique varie avec z . Nous supposons que le réseau d'indice photo-induit est décalé de $\frac{\pi}{2}$ par rapport au réseau d'illumination :

$$\begin{aligned} I &= I_0 [1 + m(z) \cos Kx] \quad , \\ n &= n_0 + m(z) n_1 \cos (Kx + \frac{\pi}{2}) \end{aligned} \quad (42)$$

avec $m = \frac{2RS}{R^2 + S^2}$, n_1 représente la modulation de l'indice de réfraction obtenue pour m égal à 1. A cause du décalage du réseau d'indice, les équations des ondes couplées de la théorie de Kogelnik (éq. 24) deviennent

$$\frac{dR}{dz} \cos \theta + \frac{1}{2} \alpha R = -\kappa S$$

$$\frac{dS}{dz} \cos \theta + \frac{1}{2} \alpha S = \kappa R \quad (43)$$

$$\text{avec } \kappa = \frac{\pi}{\lambda} m n_1 = \frac{\pi}{\lambda} \frac{2RS}{R^2 + S^2} n_1 \quad (44)$$

la modulation des franges, donc la constante de couplage κ est une fonction de z . La conservation d'énergie des ondes nous permet d'écrire

$$R^2 + S^2 = (R_0^2 + S_0^2) \exp \left(-\frac{\alpha z}{\cos \theta} \right) \quad (45)$$

En combinant les équations (43 à 45), nous obtenons les deux équations différentielles suivantes

$$\frac{dR}{dz} \cos \theta + \left(\frac{\alpha}{2} + \frac{2\pi}{\lambda} n_1 \right) R - \frac{2\pi}{\lambda} n_1 \frac{R^3}{R_0^2 + S_0^2} \exp \left(\frac{\alpha z}{\cos \theta} \right) = 0 \quad (46 a)$$

$$\frac{dS}{dz} \cos \theta + \left(\frac{\alpha}{2} - \frac{2\pi}{\lambda} n_1 \right) S + \frac{2\pi}{\lambda} n_1 \frac{S^3}{R_0^2 + S_0^2} \exp \left(\frac{\alpha z}{\cos \theta} \right) = 0 \quad (46 b)$$

C'est une équation différentielle de Bernoulli; elle peut être transformée en équation linéaire par le changement de variable $t = S^{-2}$. La résolution de (46 b) nous donne

$$I_S = S^2 = S_0^2 \frac{(R_0^2 + S_0^2) \exp \left(\left(\frac{4\pi}{\lambda} n_1 - \alpha \right) \frac{z}{\cos \theta} \right)}{R_0^2 + S_0^2 \exp \left(\frac{4\pi n_1 z}{\lambda \cos \theta} \right)} \quad (47)$$

Une formule similaire est obtenue pour R^2 . Le paramètre

$$\Gamma = \frac{4\pi n_1}{\lambda \cos \theta} \quad (48)$$

représente le gain exponentiel par unité d'épaisseur du réseau; Γd est égal à $4v$, paramètre qui détermine le rendement de diffraction dans la théorie de Kogelnik (éq. 30). Le gain effectif γ_0 du signal est défini par

$$\begin{aligned} \gamma_0 &= \frac{I_S \text{ en présence de pompe}}{I_S \text{ en absence de pompe}} = \frac{I_S}{S_0^2 \exp \left(-\frac{\alpha z}{\cos \theta} \right)} \\ &= \frac{(R_0^2 + S_0^2) \exp(\Gamma d)}{R_0^2 + S_0^2 \exp(\Gamma d)} \end{aligned} \quad (49)$$

où d est l'épaisseur du réseau.

Lorsque $R_0^2 \gg S_0^2 \exp(\Gamma d)$

$$\gamma_0 = \exp(\Gamma d) \quad (50)$$

et

$$I_S = S_0^2 \exp [(\Gamma - \alpha \cos^{-1} \theta) d] \quad (51)$$

On peut atteindre une valeur de 7 à 8 cm⁻¹ pour Γ :

$$\Gamma = \frac{4\pi n_1}{\lambda \cos \theta} = \frac{4\pi \cdot 4 \cdot 10^{-5}}{6 \cdot 10^{-5}} = 8 \text{ cm}^{-1};$$

avec $\alpha = 2 \text{ cm}^{-1}$ et $d = 1 \text{ cm}$, le signal à la sortie du cristal est 400 fois plus fort que le signal à l'entrée.

Lorsque $S_0^2 \exp(\Gamma d) \gg R_0^2$, $I_S = (R_0^2 + S_0^2) \exp(-\frac{\alpha z}{\cos \theta})$ (52)

Remarque.

L'expression (50) pour le gain effectif peut être trouvée par une méthode plus simple qui permet une meilleure compréhension du phénomène. On tient compte de l'absorption du cristal, mais on néglige l'épuisement de R dû au transfert d'énergie au signal; de plus on suppose $R_0^2 \gg S_0^2$. Calculons d'abord la modification de m en fonction de z . Le contraste de frange à la profondeur z est

$$m(z) = \frac{2RS}{R^2 + S^2} \approx \frac{2S}{R};$$

et
$$m(z + dz) = \frac{2[S \exp(-\frac{\alpha}{2} dz) + \Delta S]}{R_0 \exp[-\frac{\alpha}{2}(z + dz)]} \quad (53)$$

où ΔS est l'amplitude diffractée par le réseau élémentaire d'épaisseur dz situé à la profondeur z . L'amplitude ΔS est donnée par (29) : $\Delta S = R \cdot \exp(-\frac{\alpha}{2} dz) \sin(\frac{\pi}{\lambda} m n_1 dz)$ et on obtient

$$\begin{aligned} dm &= 2 \sin\left(\frac{\pi}{\lambda} m n_1 dz\right) \\ &= \frac{2\pi}{\lambda} m n_1 dz \end{aligned} \quad (54)$$

où nous avons pris $\cos \theta = 1$. Ainsi nous obtenons

$$m = m_0 \exp\left(\frac{2\pi}{\lambda} n_1 z\right) \quad \text{avec} \quad m_0 = \frac{2S_0}{R_0} \quad (55)$$

Nous remarquons que le contraste des franges augmente exponentiellement. Ceci provient du fait que l'amplitude diffractée s'ajoute en phase à l'amplitude du signal.

Figure 8.

A l'aide des équations (29) et (55) on peut calculer l'amplitude diffractée par le réseau d'épaisseur d . L'amplitude diffractée par le réseau élémentaire devient à la sortie du cristal

$$\begin{aligned} dU &= R_0 \exp\left(-\frac{\alpha}{2} z\right) \sin\left(\frac{\pi}{\lambda} m_0 \exp\left(\frac{2\pi}{\lambda} n_1 z\right) n_1 dz\right) \exp\left(-\frac{\alpha}{2}(d - z)\right) \\ &= \frac{2\pi}{\lambda} n_1 S_0 \exp\left(-\frac{\alpha}{2} d\right) \exp\left(\frac{2\pi}{\lambda} n_1 z\right) dz \end{aligned} \quad (56)$$

où $R_0 \exp(-\frac{\alpha}{2} z)$

est l'amplitude du faisceau de lecture à la profondeur z , le facteur $\exp(-\frac{\alpha}{2} (d - z))$ traduit l'absorption dans l'épaisseur $d - z$ du cristal. L'amplitude totale diffractée par le réseau, se propageant dans la direction du signal est

$$U = S_0 \exp(-\frac{\alpha}{2} d) \left[\exp(\frac{2\pi}{\lambda} n_1 d) - 1 \right] \quad (57)$$

Comme l'amplitude diffractée est en phase avec l'amplitude S_0 du signal incident, l'amplitude totale émergente dans la direction du signal est

$$S = U + S_0 \exp(-\frac{\alpha}{2} d) = S_0 \exp\left[\left(\frac{2\pi}{\lambda} n_1 - \frac{\alpha}{2}\right) d\right] \quad (58)$$

et $\gamma_0 = \exp\left(\frac{4\pi}{\lambda} n_1 d\right) \quad (59)$

qui est bien l'expression (50) trouvée en utilisant le formalisme des ondes couplées.

6. Mélange à 4 - ondes. Conjugaison de phase.

Définition.

Considérons une onde électromagnétique de fréquence ω , se propageant dans la direction $z > 0$; le champ électrique associé s'écrit :

$$E_1(\vec{r}, t) = \text{Re} [A_1(\vec{r}) \exp j(\omega t - \beta z)] \quad (60)$$

la dépendance de A en $\vec{r}$ reflète la modulation spatiale de l'information ou des effets de distorsion et de diffraction. L'onde conjuguée est représentée par un champ électrique E_c

$$\begin{aligned} E_c(\vec{r}, t) &= \text{Re} [A_1^*(\vec{r}) \exp j(\omega t + \beta z)] \\ &= \text{Re} [A_c(\vec{r}) \exp j(\omega t + \beta z)] \end{aligned} \quad (61)$$

l'amplitude A_c est le complexe conjugué de A_1 et cette onde se propage dans le sens des z négatifs. Nous remarquons que E_c est obtenu à partir de E_1 en prenant le complexe conjugué de la partie spatiale et en laissant inchangé le terme temporel. Il revient au même, de renverser le signe de t et de laisser les termes spatiaux inchangés.

Pour comprendre les conséquences pratiques de la conjugaison de phase considérons une onde plane 1 (fig. 9) se propageant de gauche à droite à travers un milieu déphasant, par exemple un cylindre de verre.

Figure 9

L'onde sort du cylindre avec un certain retard par rapport à l'onde qui traverse le milieu extérieur (onde 2 en fig. 9). L'onde réfléchie sur un miroir classique est représentée par (3); la partie retardée de l'onde 2 reste retardée après réflexion. En traversant le cylindre une deuxième fois le retard est doublé. Par contre une onde réfléchie sur un miroir conjugué (P.C.M.) est identique à l'onde incidente; comme elle se propage dans le sens inverse, le retard devient une avance. En traversant le cylindre une deuxième fois, cette avance est compensée et l'onde redevient plane, identique à l'onde 1.

Un autre exemple de la propriété de conjugaison de phase d'un miroir est représenté sur la figure 10. Nous considérons une onde émise par une source ponctuelle; après réflexion sur un PCM, l'onde divergente devient convergente et retrace son chemin initial.

Figure 10

Réalisation d'une onde conjuguée.

On utilise les propriétés non-linéaires des matériaux pour réaliser des miroirs à conjugaison de phase. Nous décrivons ici la méthode de l'holographie dynamique pour produire l'onde conjuguée. Comme analyse préliminaire, considérons l'étape d'enregistrement et l'étape de lecture séparément et négligeons l'effet de l'épaisseur du milieu. Une onde pompe plane E_1 et une onde signal E_S interfèrent dans le cristal (fig. 11)

Figure 11

$$E_1 = \frac{1}{2} A_1(r) \exp [j(-\omega t + \vec{\beta}_1 \cdot \vec{r})] + \text{C.C.}$$

$$E_S = \frac{1}{2} A_S(r) \exp [j(-\omega t + \vec{\beta}_S \cdot \vec{r})] + \text{C.C.} \quad (62)$$

$\vec{\beta}_1, \vec{\beta}_S$ sont des vecteurs de propagation; C.C. signifie le complexe conjugué de l'expression notée précédemment. L'éclairement incident I est donné par

$$I = \langle (E_1 + E_S)^2 \rangle$$

où le symbole $\langle \rangle$ représente la moyenne dans le temps. La transmission en amplitude de l'hologramme est linéairement liée à I

$$t \propto I = \langle E_1^2 \rangle + \langle E_S^2 \rangle + \frac{1}{4} A_1 A_S^* \exp [j(\vec{\beta}_1 - \vec{\beta}_S) \cdot \vec{r}] + \text{C.C.} \quad (63)$$

L'hologramme est lu par une deuxième onde pompe E_2 qui se propage dans le sens opposé à celui de E_1 :

$$E_2 = \frac{1}{2} A_2 \exp [-j (\omega t + \vec{\beta}_1 \cdot \vec{r})] + C.C. \quad (64)$$

L'amplitude transmise dans la direction $-\vec{\beta}_S$ (i.e. sens opposé à celui du signal) est

$$E_C = t E_2 = \frac{1}{8} A_1 A_2 A_S^* \exp [-j (\omega t + \vec{\beta}_S \cdot \vec{r})] + C.C. \quad (65)$$

il y a des ondes qui émergent dans d'autres directions mais elles ne nous intéressent pas. L'onde E_C est la conjuguée de A_S (à un facteur constant près); l'hologramme agit ainsi comme un miroir à conjugaison de phase.

Dans les matériaux dynamiques en volume les quatre ondes sont présentes simultanément et engendrent plusieurs systèmes de franges [3]. Par suite de la configuration cristallographique, de la géométrie du montage, seuls deux réseaux ont des modulations importantes: d'une part le réseau formé par E_1 et E_S , et d'autre part le réseau formé par E_2 et

E_C . Ces deux réseaux ont le même vecteur $\vec{K}$ (pas et orientation) et la variation de l'indice de réfraction peut être écrite comme suit

$$n = n_0 + n_1 \exp (j\phi) \frac{A_1 A_S^* + A_2 A_C^*}{I_0} \exp [j (\vec{\beta}_1 - \vec{\beta}_S) \cdot \vec{r}] + C.C. \quad (66)$$

où $I_0 = \sum |A_i|^2$; la phase ϕ représente le décalage entre le réseau d'illumination et le réseau d'indice photo-induit. Les équations des ondes couplées (eq. 43) deviennent

$$\begin{aligned} \frac{dA_S^*}{dz} + \frac{\alpha}{2 \cos \theta} A_S^* &= \frac{\gamma}{I_0} (A_1 A_S^* + A_2^* A_C) A_1^* \\ \frac{dA_C^*}{dz} - \frac{\alpha}{2 \cos \theta} A_C^* &= \frac{\gamma}{I_0} (A_1 A_S^* + A_2^* A_C) A_2 \end{aligned} \quad (67)$$

$$\text{avec } \gamma = -j \frac{2\pi n_1}{\lambda \cos \theta} \exp (j\phi) = \frac{\Gamma}{2} (-j \cos \phi + \sin \phi). \quad (68)$$

Pour simplifier la discussion et pour trouver des solutions analytiques nous considérons la situation suivante (i) $\alpha = 0$, (ii) les ondes pompes A_1 et A_2 , très fortes par rapport aux ondes A_S et A_C , sont constantes dans le volume du cristal. Sous ces hypothèses, le coefficient de réflexion (rapport en intensité de l'onde conjuguée et de l'onde signal) du P.C.M. est donné par

$$R = \left| \frac{A_C(0)}{A_S^*(0)} \right|^2 = \left| \frac{\text{sh } \frac{\gamma d}{2}}{\text{ch } (\frac{\gamma d}{2} + \ln r)} \right|^2 \quad (69)$$

où d est l'épaisseur du cristal et $r = \left| \frac{A_2}{A_1} \right|^2$. R peut être exprimé en fonction du gain exponentiel Γ et de ϕ

$$R = \frac{\text{ch } (\frac{\Gamma d}{2} \sin \phi) - \cos (\frac{\Gamma d}{2} \cos \phi)}{\text{ch } (\frac{\Gamma d}{2} \sin \phi + \ln r) + \cos (\frac{\Gamma d}{2} \cos \phi)} \quad (70)$$

Le paramètre r , rapport en intensité de deux faisceaux pompes peut être modifié facilement; étudions la variation du R en fonction de r :

$$\begin{aligned} \frac{dR}{dr} &= 0 \quad \Rightarrow \quad \text{sh } (\frac{\Gamma d}{2} \sin \phi + \ln r) = 0 \\ &\Rightarrow \quad r = \exp (-\frac{\Gamma d}{2} \sin \phi) \end{aligned} \quad (71)$$

Pour la valeur optimale de r (71), le coefficient de réflexion devient

$$R = \frac{\text{ch } (\frac{\Gamma d}{2} \sin \phi) - \cos (\frac{\Gamma d}{2} \cos \phi)}{1 + \cos (\frac{\Gamma d}{2} \cos \phi)} \quad (72)$$

Nous remarquons que si $\frac{\Gamma d}{2} \cos \phi = \pi$, (73)

le coefficient de réflexion devient infini; c'est la condition d'auto-oscillation. Evidemment notre hypothèse que l'intensité des faisceaux pompes reste constante en fonction de z ne sera plus valable et il faudra modifier notre analyse mathématique.

Prenons un exemple numérique

$\phi = \frac{\pi}{2}$ (cas de la diffusion ou celui des franges mobiles) $\Gamma d = 6$; nous remarquons

a) d'après (71) $r \ll 1$, la pompe A_2 est bien moins intense que la pompe A_1 ,

b) la condition (73) d'auto-oscillation ne peut pas être satisfaite,

c) le coefficient de réflexion R est donné par

$$R = \text{sh}^2 \frac{\Gamma d}{4} \approx 5 \quad (74)$$

L'onde conjuguée réfléchie sur le P.C.M. est 5 fois plus forte que l'onde signal. Un P.C.M. peut remplacer l'un des deux miroirs dans une cavité laser.

Références

- [1] KOGLNIK, A., Bell Syst. Tech. J. **48** (1969) 2909.
- [2] HUIGNARD, J.P. and MARRAKCHI, A., Opt. Comm. **38** (1981) 249.
- [3] CRONIN-GOLOMB, M., FISCHER, B., WHITE, J.O. and YARIV, A., I.E.E.E. J. Quantum Electron. QE - **20** (1984) 12

D'autres références d'intérêt général

- [1] SOLYMAR, L. and COOKE, D.J., Volume Holography and Volume Gratings (Academic, London, 1981).
- [2] GAYLORD, T.K. and MOHARAM, M.G., Proceedings I.E.E.E. **73** (1985) 894.
- [3] RAJBENBACH, H., IMBERT, B., HUIGNARD, J.P. and MALLICK, S., Opt. Lett. **14** (1989) 78.