
Le réseau résonnant

Dans ce chapitre, nous expliquons brièvement le principe du réseau résonnant ainsi que quelques notions essentielles à la compréhension du travail présenté tout au long de la thèse. Après une première partie introductive sur les réseaux résonnants, nous présentons les deux éléments optiques de base qui le composent : le guide d'onde plan et le réseau de diffraction. Le principe du réseau résonnant est ensuite détaillé avant d'expliquer brièvement l'approche polaire, principale vision permettant de traiter mathématiquement le problème du réseau résonnant.

2.1 Généralités sur les réseaux résonnants

Le réseau résonnant est un composant liant optique guidée et optique diffractante. Sa forme la plus simple est un guide d'onde plan diélectrique dans lequel l'onde incidente est injectée par le biais d'un réseau de diffraction puis couplée à un mode du guide. Ce couplage entre une onde d'espace libre et un mode est alors maximal lorsque la constante de propagation β de ce dernier satisfait la condition de synchronisme entre la projection du vecteur d'onde incident et le vecteur du réseau de diffraction. Au voisinage de cette condition de synchronisme, les champs électriques réfléchis et transmis dans les ordres diffractés varient brutalement : la structure est

sujette à un effet de résonance. Le couplage est généralement effectué via les ordres +1 ou -1 diffractés dans le guide d'onde par le réseau.

Tel était donc le modèle de base des premiers guides d'ondes couplés à l'aide d'un réseau étudiés dans les prémisses de l'optique intégrée [Marcou 1980, Van Roey 1981] : un simple guide d'onde plan corrugué à une interface. De nombreuses références [Hall 1993] ont traité le problème du réseau résonnant depuis les travaux fondateurs de Sychugov et al. [Sychugov 1979]. C'est plus tard, dans les années 80, que fut découverte la principale particularité de ce composant optique : la réflexion anormale ou résonnante. En théorie, l'onde incidente peut être en totalité réfléchie pour une condition d'excitation du mode voisine de la condition de synchronisme [Mashev 1985, Golubenko 1985]. Durant de longues années, les limitations technologiques et l'absence de perspectives applicatives de ces composants ont freiné leur ouverture au monde scientifique [Parriaux 1996]. Aujourd'hui ces limitations ont été dépassées et le réseau résonnant est utilisé dans de nombreux domaines scientifiques.

La réflexion anormale a fortement retenu l'attention des communautés de l'optique intégrée et diffractante [Avrutsky 1989, Wang 1990] et est utilisée pour de nombreuses applications. Dans le cas des biocapteurs [Lyndin 2000, Cunningham 2002, Fang 2006], le champ modal est optimisé à la surface du réseau afin d'obtenir une grande sensibilité du détecteur. Ainsi, tout changement d'indice de réfraction d'une solution aqueuse lié à la présence d'espèces biologiques se traduit par une variation de l'indice effectif du mode : la concentration des espèces biologiques est alors quantifiable [Bernard 1995]. Les réseaux résonnants peuvent être utilisés comme filtres à multiplexage par division de longueur d'onde [Fehrembach 2003] pour leur fine largeur spectrale et peuvent être rendus indépendants de la polarisation [Clausnitzer 2005]. Les réseaux sur fibre sont cependant bien plus performants mais le potentiel des (dé)multiplexeurs à guides d'ondes multiples est bien plus grand.

Une application à fort potentiel est l'utilisation de réseaux résonnants comme miroirs sélectifs en polarisation pour le contrôle de la polarisation émise par une cavité laser. L'association d'un miroir multicouche avec un miroir à réseau résonnant permet de renforcer la réflexion d'une polarisation par interférence constructive [Bisson 2006, Destouches 2006] ou de la dégrader par interférence destructive [Pigeon 2000], l'effet constructif ou destructif étant contrôlé par l'épaisseur de la couche entre les deux miroirs. De tels miroirs à réseau circulaire ont abouti à

l'émission de la polarisation radiale pour lasers Nd:YAG [Moser 2004] et pour lasers CO₂ [Ahmed 2007].

D'autres effets résonnants impliquant une résonance modale ont été mis à jour tels que la diffraction proche de 100% par un réseau résonnant dans l'ordre -1 réfléchi [Destouches 2005] et la transmission résonnante à travers une fine couche métallique ondulée par excitation d'un mode plasmonique [Avrutsky 2000, Jourlin 2006]. Ces dernières années, des études visent à rendre les réseaux résonnants actifs [Katchalski 2005] en vue d'applications dynamiques.

Dans la plupart de ces applications à base de réseau résonnant, les ordres zéros sont préférentiellement choisis afin de limiter les pertes énergétiques, notamment celles dues à la fuite de l'onde vers d'autres ordres diffractés. Cependant, certaines applications comme les réseaux pour compresseur d'impulsions ultracourtes nécessitent de fonctionner avec un seul ordre diffracté. Pour cette application précise, un mode à fuite [Tamir 1975] excité dans un réseau résonnant permet d'obtenir des efficacités de diffractions supérieures aux réseaux de diffractions classiques et, par conséquent, de limiter grandement les pertes d'un compresseur [Lyndin 2007].

Nous venons donc d'introduire le réseau résonnant dans son contexte scientifique au fil des années. Arrêtons nous maintenant quelques instants sur son composant de base...

2.2 Le guide d'onde plan

Nous allons donc introduire de façon très succincte le composant de base d'un réseau résonnant d'ordre zéro : le guide d'onde plan. Le but est ici de familiariser un lecteur non-averti avec le principe de cet élément optique par le biais de considérations géométriques et électromagnétiques. Ce paragraphe n'est qu'une introduction au guide d'onde plan. Pour plus de détails, le lecteur pourra également se référer à [kawano 2001].

Un guide d'onde plan est simplement constitué d'une couche d'épaisseur w de haut indice de réfraction n_g baignant dans deux milieux d'indices plus faibles n_c et n_s appelés respectivement superstrat pour le milieu incident et substrat pour le milieu émergent (cf. figure 2.1). Ainsi, si l'angle de propagation de l'onde dans la couche de haut indice est suffisamment élevé, une

réflexion totale peut avoir lieu aux deux interfaces. Dans ces conditions, la lumière peut se propager à l'intérieur de cette couche sans rayonnement dans les milieux externes.

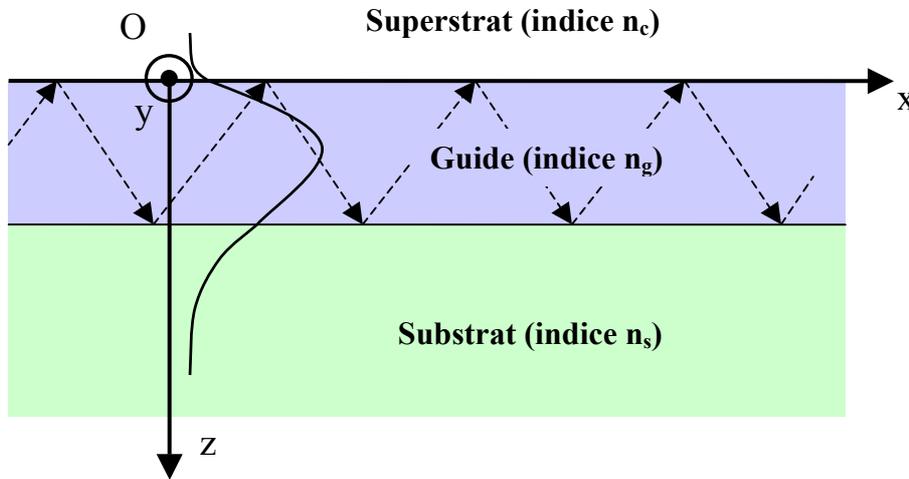


Figure 2.1 : schéma du guide d'onde plan.

Dans le cas d'une structure infinie et d'une onde injectée suivant le plan xOz dans le guide, les termes en dérivée par rapport à y sont nuls dans les équations de Maxwell. On peut alors montrer qu'il n'existe que des modes de type transverse électrique (polarisation TE) et transverse magnétique (polarisation TM) [Ghatak 1974]. L'équation d'une onde de nombre d'onde $k_0 = \frac{2\pi}{\lambda}$,

λ étant la longueur d'onde, dans un milieu d'indice homogène n s'écrit alors simplement :

$$\frac{\partial^2 \Psi_u}{\partial x^2} + n^2 k_0^2 \Psi_u = \beta^2 \Psi_u \quad (2.1)$$

où Ψ_u correspond à la composante non nulle (composante suivant y) du champ électrique dans le cas d'une polarisation $u = \text{TE}$ et celle du champ magnétique dans le cas d'une polarisation $u = \text{TM}$. β est la constante de propagation du mode, c'est à dire le nombre d'onde k de l'onde de l'onde se propageant dans la direction x .

Le problème électromagnétique du guide d'onde plan a été traité de nombreuses fois. Le livre de K. Kawano et T. Kitho est une bonne référence sur les bases de l'analyse de ces guides d'ondes en optique [Kawano 2001]. La forme des champs modaux dans le guide est donnée en résolvant dans chacune des trois zones (superstrat, guide et substrat) l'équation d'onde :

$$\frac{\partial^2 \Psi_u}{\partial z^2} + \gamma_i^2 \Psi_u = 0 \quad (2.2)$$

$$\text{avec } \gamma_i^2 = \begin{cases} -k_0^2 (n_c^2 - n_e^2) & \forall z \leq 0 \\ k_0^2 (n_g^2 - n_e^2) & \forall 0 \leq z \leq w \\ -k_0^2 (n_s^2 - n_e^2) & \forall z \geq w \end{cases} \quad (2.3)$$

où n_e est l'indice effectif du mode défini par $n_e = \beta/k_0$.

Pour les modes guidés, l'énergie est confinée dans le film. La dépendance du champ selon z est donc de type oscillatoire dans le guide d'onde et évanescents dans les milieux externes. Ceci définit le domaine des valeurs que peut prendre la constante de propagation β puisque le mode ne peut se propager que si l'indice effectif est inférieur à l'indice de réfraction du guide mais supérieur aux indices du superstrat et du substrat, soit :

$$k_0 n_g \geq \beta \geq \begin{cases} k_0 n_c \\ k_0 n_s \end{cases} \quad (2.4)$$

Le forme mathématique des champs dans les trois zones est donc :

$$\Psi_u(z) = \begin{cases} A e^{k_0 \sqrt{n_c^2 - n_e^2} z} & \forall z \leq 0 \\ A \cdot \cos(k_0 \sqrt{n_g^2 - n_e^2} z) + B \cdot \sin(k_0 \sqrt{n_g^2 - n_e^2} z) & \forall 0 \leq z \leq w \\ \left[A \cdot \cos(k_0 \sqrt{n_g^2 - n_e^2} w) + B \cdot \sin(k_0 \sqrt{n_g^2 - n_e^2} w) \right] e^{-k_0 \sqrt{n_c^2 - n_s^2} (z-w)} & \forall z \geq w \end{cases} \quad (2.5)$$

De plus, les composantes tangentielles, soit Ψ_u et $d\Psi_u/dz$, doivent être continues aux interfaces (en $z = 0$ et $z = w$). Ceci conduit à l'équation de dispersion des guides d'ondes plans pour un mode excité d'ordre q (q étant un entier positif ou nul) :

$$k_0 w \sqrt{n_g^2 - n_e^2} - \arctan\left(\frac{\sqrt{n_e^2 - n_c^2}}{\sqrt{n_g^2 - n_e^2}}\right) - \arctan\left(\frac{\sqrt{n_e^2 - n_s^2}}{\sqrt{n_g^2 - n_e^2}}\right) = q\pi \quad (2.6)$$

pour une onde polarisée TE, et :

$$k_0 w \sqrt{n_g^2 - n_e^2} - \arctan\left(\frac{n_g^2}{n_c^2} \frac{\sqrt{n_e^2 - n_c^2}}{\sqrt{n_g^2 - n_e^2}}\right) - \arctan\left(\frac{n_g^2}{n_s^2} \frac{\sqrt{n_e^2 - n_s^2}}{\sqrt{n_g^2 - n_e^2}}\right) = q\pi \quad (2.7)$$

pour une onde polarisée TM.

Pour une structure dont les paramètres opto-géométriques sont fixés, seules certaines valeurs de n_e vérifient l'équation de dispersion. Celles-ci correspondent aux indices effectifs des modes guidés dans la structure susceptibles de se propager. La figure 2.2 donne la forme de l'amplitude des trois premiers modes d'un guide d'onde plan. Dans le cas d'un guide symétrique (même matériau pour les substrat et superstrat), les modes pairs ont une symétrie axiale alors que les modes impairs ont une symétrie centrale.

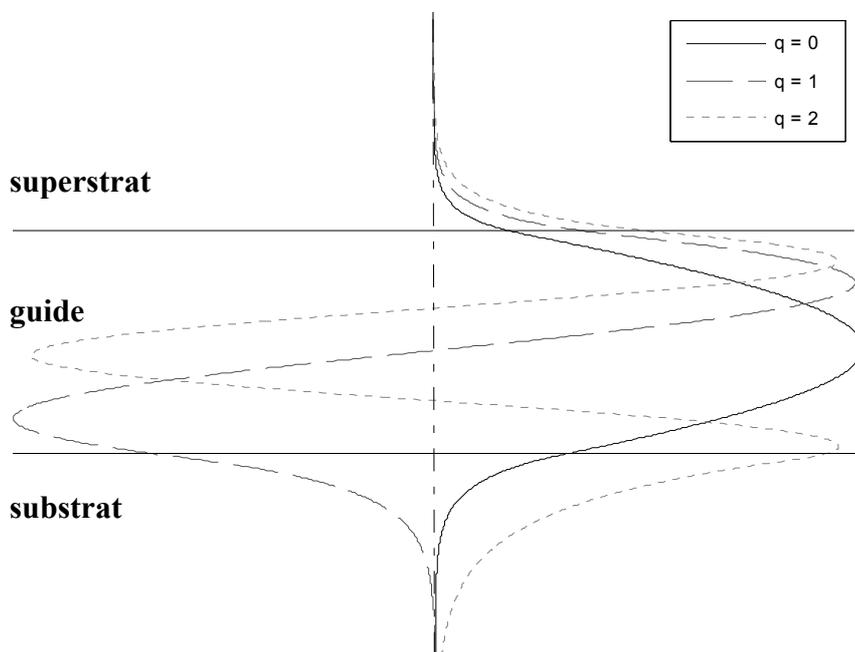


Figure 2.2 : champs modaux dans un guide d'onde plan. q représente le numéro du mode.

Nous venons donc de voir succinctement le principe d'un guide d'onde plan ainsi que les principales équations de ce type d'élément optique. Cependant il est maintenant nécessaire d'injecter la lumière dans le guide afin d'exciter une résonance. Plusieurs types de couplage, comme le prisme ou l'injection frontale, ont été utilisés dans ce but. Dans le cas des réseaux résonnants, le coupleur est un réseau de diffraction.

2.3 Le réseau de diffraction

Dès l'apparition des sources lasers, le réseau de diffraction est devenu un outil primordial de l'optique moderne. Ses applications vont du micro-coupleur de l'optique intégrée aux réseaux géants compresseurs d'impulsions lasers [Loewen 1997]. Dans ce paragraphe nous allons présenter succinctement le principe de ce composant optique connu et étudié depuis plus d'un siècle. La référence [Petit 1980] traite fondamentalement la théorie électromagnétique qui leur est associée.

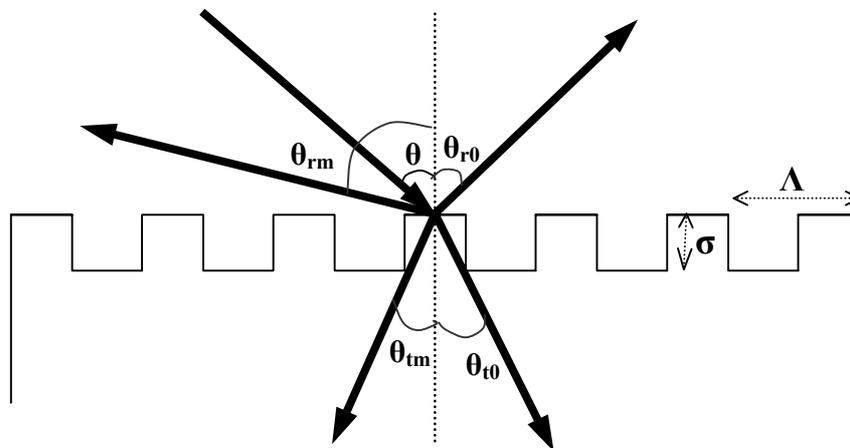


Figure 2.3 : principe du réseau de diffraction avec les notations employées.

Un réseau de diffraction est une modulation périodique d'un paramètre opto-géométrique d'un matériau. Il peut se présenter sous la forme d'une variation périodique de l'indice de réfraction (réseau de volume) ou/et sous la forme d'une modulation périodique de l'interface entre deux milieux (réseau de surface). De tels composants optiques ont la propriété de transmettre et réfléchir un faisceau de lumière incident dans plusieurs directions privilégiées appelées ordres : c'est une conséquence du phénomène physique de diffraction. Ceci est lié au fait que chaque motif de la structure périodique se comporte comme une source secondaire qui réémet l'onde incidente. Les conditions d'interférences constructives imposent donc des directions privilégiées dans lesquelles l'énergie se propage.

Considérons le réseau de diffraction de la figure 2.3 de période Λ séparant deux milieux d'indices n_c et n_g respectivement pour le milieu incident et le milieu émergent. Ce réseau est

éclairé par une onde plane de longueur d'onde λ avec un angle d'incidence θ_i par rapport à la normale au réseau. On définit alors le vecteur d'onde incident comme étant le vecteur $\mathbf{k}_i = n_c \mathbf{k}_0$ porté par le faisceau incident, avec $k_0 = 2\pi/\lambda$, et le vecteur-réseau \mathbf{K}_r comme étant le vecteur perpendiculaire aux sillons de ce réseau avec $K_r = 2\pi/\Lambda$. Les conditions de continuités à l'interface imposent que les interférences constructives aient lieu lorsque la projection sur la surface du réseau du vecteur d'onde diffracté équivaut à celle du vecteur d'onde incident incrémentée d'un multiple du vecteur-réseau. La représentation du phénomène dans l'espace réciproque des fréquences spatiales, ou plus communément espace des k , devient alors simplificatrice. Une telle représentation est donnée sur la figure 2.4.

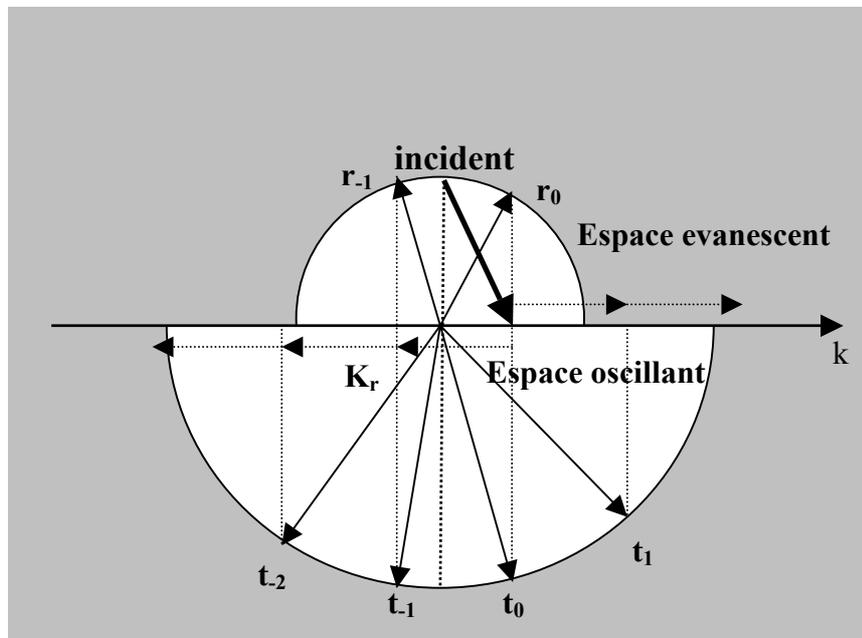


Figure 2.4 : représentation dans l'espace réciproque des fréquences spatiales.

Suivant les conventions utilisées, on retrouve ainsi les expressions des projections des vecteurs d'ondes diffractés dans les milieux incidents et transmis :

$$\text{dans le milieu transmis :} \quad n_g k_0 \sin \theta_{t_m} = n_c k_0 \sin \theta_i + m K_r \quad (2.8)$$

$$\text{dans le milieu incident :} \quad -n_c k_0 \sin \theta_{r_m} = n_c k_0 \sin \theta_i + m K_r \quad (2.9)$$

Ici, m représente l'ordre de diffraction du faisceau émergent. Il prend la forme d'un entier positif ou négatif. Ces équations des réseaux sont plus généralement connues sous leur forme donnant directement les angles diffractés, formes qui varient suivant les conventions:

$$\sin \theta_{t_m} = \frac{n_c \sin \theta_i + m \frac{\lambda}{\Lambda}}{n_g} \quad (2.10)$$

$$\sin \theta_{r_m} = - \left(\sin \theta_i + m \frac{\lambda}{n_c \Lambda} \right) \quad (2.11)$$

On constate que, pour l'ordre diffracté 0 ($m = 0$) correspondant à la transmission et à la réflexion de Fresnel, les lois de Snell - Descartes sont retrouvées :

$$n_g \sin \theta_{t_0} = n_c \sin \theta_i \quad \text{et} \quad \theta_{r_0} = -\theta_i$$

Il est également nécessaire de remarquer qu'il existe un nombre limité d'ordres diffractés donnant aux expressions (2.10) et (2.11) des valeurs réelles comprises entre -1 et 1 . Ces valeurs correspondent aux ordres possédant un champ propagatif oscillant, c'est à dire diffractés sous forme de faisceaux lumineux. Cependant le nombre d'ordres est illimité, et ceux dont les angles de diffraction prennent des valeurs imaginaires se propagent sous la forme de champs exponentiellement décroissants. C'est ondes sont dites évanescentes. Il est donc possible de déterminer les ordres diffractés oscillants à partir des expressions (2.10) et (2.11) :

$$-\frac{\Lambda}{\lambda} (n_i + n_c \sin \theta_i) \leq m \leq \frac{\Lambda}{\lambda} (n_i - n_c \sin \theta_i) \quad (2.12)$$

où n_i représente l'indice du milieu considéré. Toutes les valeurs de m ne satisfaisant pas cette double inégalité caractériseront des ordres diffractés évanescents. Pour la plupart des applications des réseaux de diffraction, les nombres d'ordres transmis et réfléchis découlent d'une fonction optique spécifiée et de conditions sur son exécution. Il convient alors d'ajuster les paramètres opto-géométriques via ces quelques formules de bases.

Nous venons donc de voir le principe de fonctionnement d'un réseau de diffraction. Dans toutes les applications, les efficacités de diffraction de chaque ordre réfléchi et transmis sont les paramètres physiques à quantifier. De nombreuses méthodes ont été développées dans ce but. Tout d'abord la théorie scalaire fut introduite. Celle-ci est basée sur les approximations de la

théorie de la diffraction (méthode de Rayleigh-Sommerfeld, approximation de Fresnel, approximation de Fraunhofer) et permet le calcul des efficacités en champ lointain en terme d'énergie [Goodman 1995]. Mais très vite cette approche limite les applications lorsque le réseau est utilisé en champ proche ou avec une période sub-longueur d'onde. Une étude électromagnétique rigoureuse est alors nécessaire. Plusieurs méthodes ont été développées, basées sur la résolution des équations de Maxwell. On notera deux lignes principales de calcul : les méthodes différentielles [Vincent 1980] et les méthodes intégrales [Maystre 1980]. Etant donné la faible épaisseur du réseau résonnant, le guide d'onde plan et le réseau de diffraction sont indissociables d'un point de vue électromagnétique. Il est par conséquent nécessaire d'appliquer une méthode rigoureuse de calcul afin de déterminer les efficacités complexes de diffraction. Parmi ces méthodes, les plus connues sont la méthode des différences finies dans le domaine temporel (« Finite Difference Time Domain ») [Taflov 2000], la méthode modale de Fourier (« Fourier Modal Method ») [Lalanne 1996], la méthode des sources [Tishchenko 2000].

Les logiciels utilisés dans le cadre de ce projet [Lyndin 2006] sont spécialement conçus pour la simulation de réseaux résonnants. Ils reposent sur deux méthodes : la méthode de Chandezon et plus généralement la méthode modale vraie (true-mode method). La méthode de Chandezon [Chandezon 1980] consiste à transformer, par un changement de système de coordonnées, l'interface ondulée entre deux milieux homogènes en un problème à interface plane entre deux milieux ayant des permittivités diélectriques et des perméabilités magnétiques tensorielles et modulées. La méthode modale vraie, quant à elle, consiste à calculer les modes dans le réseau de manière analytique [Botten 1981, Foresti 2007]. Des travaux récents comparent les résultats numériques obtenus par plusieurs de ces méthodes [Lyndin 2007b, Li 1992, Li 1999, Lalanne 2007].

La direction du vecteur k de l'onde incidente par rapport aux lignes du réseau peut être quelconque (incidence conique). Le plus souvent - et c'est le cas dans le présent travail - l'incidence est colinéaire, i.e., les vecteurs k de l'onde incidente, du réseau et dans les ordres diffractés, sont dans un plan normal aux lignes du réseau et à la surface du réseau.

2.4 Principes des réseaux résonnants

Nous venons donc de rappeler succinctement les principes du guide d'onde plan et du réseau de diffraction. Il est impossible d'exciter un mode guidé d'un guide d'onde plan par une simple réfraction, c'est à dire par le biais d'un faisceau directement transmis du superstrat ou du substrat au guide. En effet, dans ces conditions l'onde ne peut subir une réflexion totale aux deux interfaces du guide et par conséquent elle ne peut être guidée. On parlera alors d'excitation d'un mode à fuite [Tamir 1975]. Plusieurs moyens de couplage ont été imaginés pour injecter la lumière dans un guide d'onde plan, comme le couplage par prisme. Dans le cas d'un réseau, c'est une modulation périodique de la permittivité qui est utilisée. Le réseau va permettre d'injecter la lumière dans le guide par le biais d'un ordre diffracté avec un angle suffisamment grand par rapport à la normale au guide pour qu'elle subisse une réflexion totale aux deux interfaces.

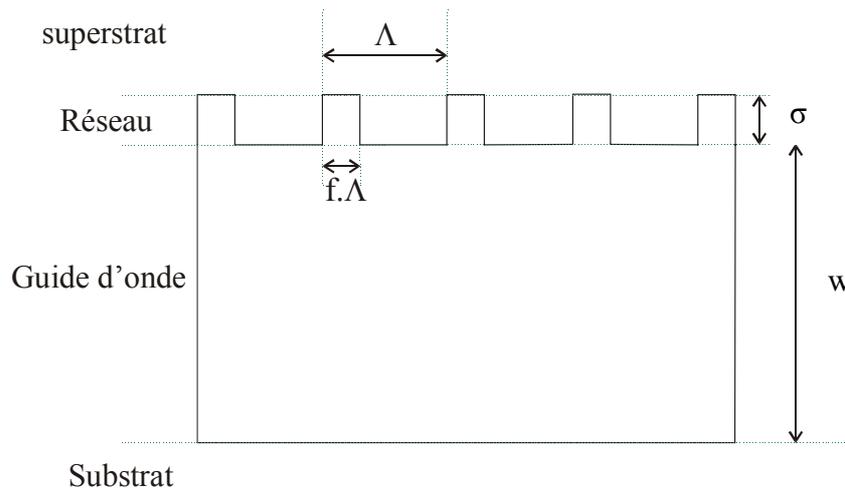


Figure 2.5 : structure d'un réseau résonnant avec les notations utilisées.

Comme le montre la figure 2.5, le réseau résonnant « standard » est avant tout une couche d'indice homogène n_g jouant le rôle de guide d'onde plan dans lequel des modes sont confinés [Lacour 2001, Lyndin 1997]. Sur le guide d'onde est déposé ou gravé un réseau de diffraction de période Λ , de facteur de remplissage f et généralement de faible profondeur σ par rapport à l'épaisseur w du guide d'onde. Ce réseau de diffraction agit comme une perturbation de ce

dernier et permet à la fois d'injecter la lumière dans le guide d'onde mais également de la ré-émittre dans le superstrat et le substrat. Le réseau peut être réalisé du côté du substrat avec ondulation résiduelle côté superstrat.

Considérons un faisceau éclairant cette structure. L'onde plane incidente de pulsation $\omega_0 = \frac{2\pi c}{\lambda_0}$ peut exciter des modes guidés caractérisés par une constante de propagation β (réelle) correspondant à la projection du vecteur d'onde propagé dans le guide à l'excitation du mode. La variation de la constante de propagation en fonction de la longueur d'onde découle de l'effet de dispersion. On définit également l'indice effectif n_e d'un mode par :

$$n_e = \frac{\beta}{k_0} \quad (2.13)$$

en rappelant que $k_0 = 2\pi/\lambda_0$.

Ces modes peuvent être copropagatifs et se propager dans la même direction que l'onde incidente, ou contra-propagatifs et se propager en sens inverse. Lorsqu'il y a couplage, la lumière étant injectée via un ordre diffracté par un réseau de diffraction, la constante de propagation du mode satisfait à la fois la condition d'accord de phase (condition de Bragg) par la formule des réseaux en transmission (2.8) et l'équation de dispersion d'un guide d'onde plan (2.6) ou (2.7) suivant la polarisation considérée. On a donc :

$$\beta = n_c k_0 \sin \theta_i + mK_r \quad (2.14)$$

ou encore d'après la définition (2.13) :

$$n_e = n_c \sin \theta_i + m \frac{\lambda}{\Lambda} \quad (2.15)$$

où θ_i représente l'angle d'incidence de l'onde et m est l'ordre de diffraction permettant de coupler l'onde au mode considéré. D'après les conventions utilisées dans le paragraphe 2.3, une constante de propagation positive caractérise un mode copropagatif alors qu'une constante de propagation négative caractérise un mode contra-propagatif.

Ces modes se propagent donc à l'intérieur du guide d'onde perturbé par le réseau. Ces perturbations stimulent alors un couplage des modes guidés au superstrat et au substrat. Les pertes induites sont regroupées dans un paramètre phénoménologique appelé coefficient de

rayonnement noté α en m^{-1} . Ce dernier traduit le taux auquel l'onde guidée fuit vers les milieux extérieurs durant sa propagation le long du guide. Les ondes ainsi rayonnées sont émises suivant les directions des différents ordres transmis et réfléchis par le réseau de diffraction. De plus, lorsqu'une onde d'espace libre tombe sur un réseau résonnant en condition de réflexion totale, ce réseau introduit un déphasage entre les ondes réfléchi et transmise (proche de π radians dans le cas d'un réseau peu profond comme le montre une analyse basée sur la méthode de Rayleigh-Fourier [Sychugov 1993]). En ajustant les conditions d'excitation, il est donc possible de créer des interférences et d'atténuer plus ou moins l'amplitude de l'onde transmise jusqu'à l'annuler. L'énergie est alors entièrement réfléchi : c'est la réflexion anormale.

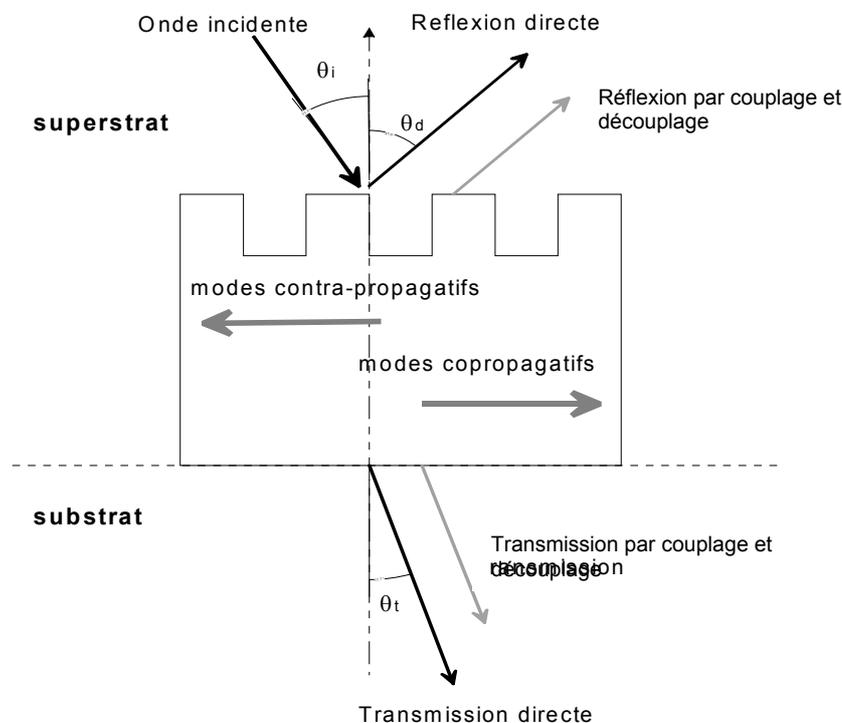


Figure 2.6 : principe du réseau résonnant. Le déphasage entre l'onde directe et l'onde couplée permet de modifier l'amplitude de l'onde totale.

L'excitation d'un mode guidé dans un réseau résonnant est lié à tous les paramètres opto-géométriques de la structure : les indices de réfraction des différents milieux, l'épaisseur des couches, le pas et la profondeur du réseau, l'angle d'incidence, etc. Elle dépend également des

paramètres de l'onde incidente telles que la longueur d'onde et la polarisation : un faisceau monochromatique sous une incidence précise n'excite qu'un seul et unique mode du guide d'onde. Cette onde excitatrice est tout d'abord couplée dans le guide d'onde plan puis découplée par le réseau dans les différents ordres transmis et réfléchis comme le montre la figure 2.6, occasionnant une modulation différente des propriétés de l'onde en fonction de la longueur d'onde. Ainsi, si le faisceau incident possède une certaine largeur spectrale, le réseau résonnant pourra atténuer et déphaser de manières différentes les composantes spectrales de l'onde incidente à condition que la résonance soit judicieusement positionnée dans son spectre.

Sous le réseau le guide d'onde n'est pas forcément monocouche, il est même fréquemment multicouche. En effet, il est nécessaire pour certaines applications comme les télécommunications d'avoir une [Usievich 2003] voire deux [Levy 2001] bandes passantes très étroites. Dans d'autres applications, au contraire, une efficacité quasi-totale est demandée sur une très large bande passante et sur un ordre diffracté précis (systèmes compresseurs-étireurs d'impulsions) [Flury 2007, Lyndin 2007]. Dans la plupart des cas, l'adaptation nécessite un empilement de couches. Chaque couche joue un rôle précis. La complexité de ces structures rend donc difficile la résolution du problème dit "inverse", c'est à dire obtenir la structure des couches (épaisseur et indice de réfraction) pour une fonction optique spécifiée.

2.5 Comportement polaire de la réflexion anormale

Nous venons donc de présenter succinctement le principe de fonctionnement d'un réseau résonnant élémentaire par le biais d'une approche optique simple. Cependant, il est nécessaire d'approfondir cette étude afin de comprendre le comportement de ce réseau résonnant lors de la variation de la pulsation spatiale ou, plus directement, de la longueur d'onde incidente.

L'une des premières caractéristiques du réseau résonnant ayant vraiment suscité l'intérêt de la communauté scientifique fut la réflexion anormale. Celle-ci se traduit par une réflexion totale d'une onde par une simple couche diélectrique corruguée sous certaines conditions d'incidence au voisinage de la résonance [Golubenko 1985]. Cette singularité est liée à l'existence d'un pôle dans le problème non-homogène du réseau résonnant [Nevière 1980] comme nous l'expliquons

par la suite. L'existence de ce pôle s'explique par l'utilisation de l'outil physique appelé matrice de diffraction ou matrice \mathbf{S} .

La matrice \mathbf{S} est une matrice reliant les ondes se propageant vers la structure (ondes incidentes) aux ondes se propageant vers l'extérieur (ondes réfléchiées et transmises). Les équations de Maxwell se trouvent toujours à la base de cette écriture matricielle. Toutefois, elle simplifie grandement le calcul lors de l'empilement de couches. Pour un composant optique quelconque, chaque élément de la matrice \mathbf{S} peut s'écrire sous la forme d'une double dépendance des pulsations spatiale et temporelle, donc de la longueur d'onde, de l'onde incidente. Suivant cette convention, le problème de diffraction par une structure peut s'écrire sous la forme [Fehrembach 2003] :

$$\mathbf{D}(\mathbf{k}, \lambda) = \mathbf{S}(\mathbf{k}, \lambda) \cdot \mathbf{I}(\mathbf{k}, \lambda) \quad (2.16)$$

où \mathbf{D} est le vecteur composé des champs diffractés dans le superstrat et le substrat, \mathbf{I} est le vecteur composé des champs incidents dans le superstrat et le substrat.

Cette matrice de diffraction est donc la signature optique de la structure. Elle permet entre autre de déterminer les caractéristiques des modes propres susceptibles de se propager. En effet, à l'image des oscillateurs mécaniques pour lesquelles les fréquences propres de résonance sont déterminées en étudiant la réponse du système sans excitation, les modes des guides d'onde sont déterminés lorsque aucune onde lumineuse n'éclaire la structure, c'est à dire lorsque le vecteur \mathbf{I} est nul. L'équation à résoudre d'après (2.16) devient donc :

$$\mathbf{S}^{-1} \cdot \mathbf{D} = \mathbf{0} \quad (2.17)$$

Cette équation matricielle est connue sous le nom de problème homogène [Nevière 1980] et les solutions non nulles sont les modes propres du système. Ces solutions existent lorsque le déterminant de la Matrice \mathbf{S}^{-1} est nul :

$$\det[\mathbf{S}^{-1}(\mathbf{k}, \lambda)] = 0 \quad (2.18)$$

L'équation (2.18) est alors appelée équation des modes et les solutions (k_p, λ_p) sont les couples caractérisant les modes propres de la structure. Par analogie aux phénomènes de résonances connus dans le monde de la physique, ces modes propres doivent être des pôles des coefficients de réflexion et de transmission de la structure. En effet, ces couples (k_p, λ_p) étant des zéros du

déterminant de la matrice $\mathbf{S}^{-1}(k, \lambda)$, ils sont pôles du déterminant de la matrice $\mathbf{S}(k, \lambda)$. En général, k_p et λ_p sont des pôles de tous les éléments de la matrice \mathbf{S} et prennent des valeurs complexes.

Dans le cas le plus simple que nous considérerons tout au long de cette thèse, seuls les ordres zéros sont diffractés dans le superstrat (D_c) et le substrat (D_s), et seule une incidence proviendra d'un des deux milieux (respectivement I_c et I_s). Dans le cas de telles structures, appelées réseaux résonnants d'ordre zéro, la matrice de diffraction se résume à sa forme la plus simple : une matrice 2 fois 2 contenant quatre éléments (cf. figure 2.7). Sur cette figure, l'ordre -1 n'apparaît pas explicitement puisqu'il couple l'onde incidente à un mode guidé puis l'en ressort.

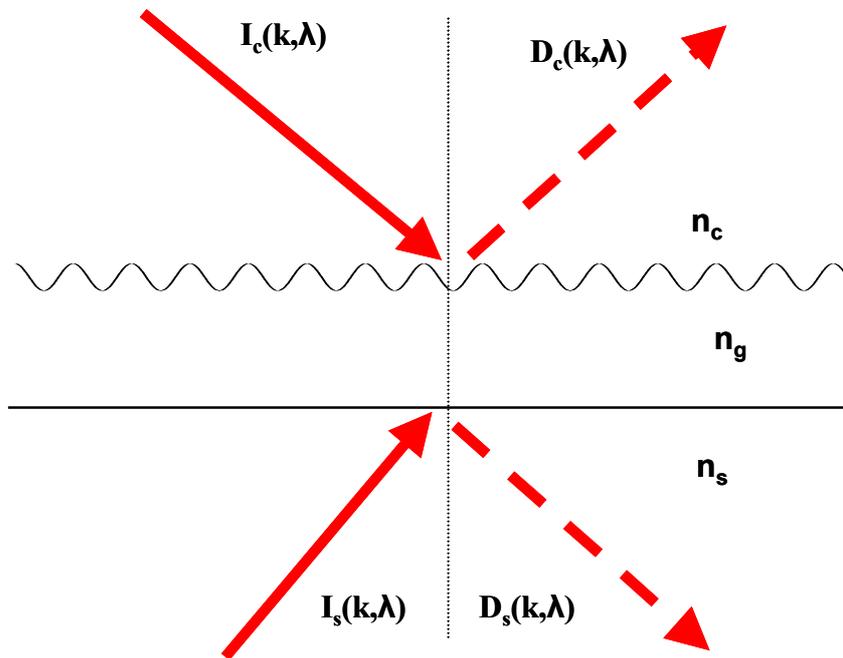


Figure 2.7 : convention pour la matrice de diffraction. I_c et D_c représentent respectivement les champs incident et diffracté du superstrat, I_s et D_s représentent respectivement les champs incident et diffracté du substrat.

Dans le cas plus classique d'une illumination à partir du superstrat uniquement ($I_s = 0$) d'un réseau résonnant d'ordre zéro, l'expression (2.16) s'écrit :

$$\begin{pmatrix} r_c(k, \lambda) \sqrt{\gamma_c} \\ t_c(k, \lambda) \sqrt{\gamma_s} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} S_{cc}(k, \lambda) & S_{sc}(k, \lambda) \\ S_{cs}(k, \lambda) & S_{ss}(k, \lambda) \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \sqrt{\gamma_c} \\ 0 \end{pmatrix} \quad (2.19)$$

où r_c est le coefficient de réflexion (rapport des champs réfléchis et incidents) et t_c le coefficient de transmission (rapport des champs transmis et incidents) de la structure. Les termes correctifs

$\gamma_c = n_c k_0 \cos \theta_i$ et $\gamma_s = k_0 \cdot \sqrt{n_s^2 - n_c^2 \sin^2 \theta_i}$ faisant intervenir les indices de réfraction du superstrat et du substrat ainsi que l'angle d'incidence θ_i permettent de rendre unitaire la matrice \mathbf{S} . Notons que le premier indice désigne le milieu incident et le deuxième désigne le milieu émergent. Dans ces conditions, on trouve que :

$$\begin{aligned}
 r_c(k, \lambda) &= S_{cc}(k, \lambda) \\
 t_c(k, \lambda) &= \sqrt{\frac{\gamma_c}{\gamma_s}} \cdot S_{cs}(k, \lambda)
 \end{aligned} \quad (2.20)$$

Puisque les éléments de la matrice \mathbf{S} sont des fonctions polaires complexes, les coefficients de réflexion et de transmission s'écrivent aussi sous une forme polaire. Les pôles sont les couples complexes (k_p, λ_p) déterminés à partir de l'équation (2.18). Cependant un pôle induit une divergence et ce modèle mathématique ne convient donc plus à la réalité physique. Par exemple lorsque la profondeur σ du réseau de diffraction tend vers 0, il est souhaitable de retrouver les coefficients de Fresnel en réflexion et en transmission d'une couche diélectrique. Ceci implique dans le modèle la présence d'un zéro complexe k_z (ou λ_z) pour chaque élément de la matrice de diffraction afin de compenser la divergence du pôle. Chaque élément peut alors s'écrire au voisinage d'un pôle sous les formes mathématiques suivantes :

$$\begin{aligned}
 S_{iq}(k) &= A_{iq}(k) \frac{k - k_{z_{iq}}}{k - k_p} \\
 S_{iq}(\lambda) &= B_{iq}(\lambda) \frac{\lambda - \lambda_{z_{iq}}}{\lambda - \lambda_p}
 \end{aligned} \quad (2.21)$$

où A_{iq} et B_{iq} sont des constantes complexes lentement variables au voisinage du pôle considéré. Dans la plupart des cas, on peut même approximer A_{cc} et B_{cc} à la réflexion de Fresnel r_0 et A_{cs} et B_{cs} à la transmission de Fresnel t_0 de la structure pondérée par le rapport $\sqrt{\frac{\gamma_c}{\gamma_s}}$. Les coefficients de réflexion et de transmission d'un réseau résonnant au voisinage des conditions d'excitation d'un mode s'écrivent donc en terme de longueur d'onde et de pulsation spatiale :

$$\begin{aligned}
 r_c(k) &= r_0 \frac{k - k_{z_{cc}}}{k - k_p} & r_c(\lambda) &= r_0 \frac{\lambda - \lambda_{z_{cc}}}{\lambda - \lambda_p} \\
 t_c(k) &= t_0 \frac{k - k_{z_{cs}}}{k - k_p} & t_c(\lambda) &= t_0 \frac{\lambda - \lambda_{z_{cs}}}{\lambda - \lambda_p}
 \end{aligned} \quad (2.22)$$

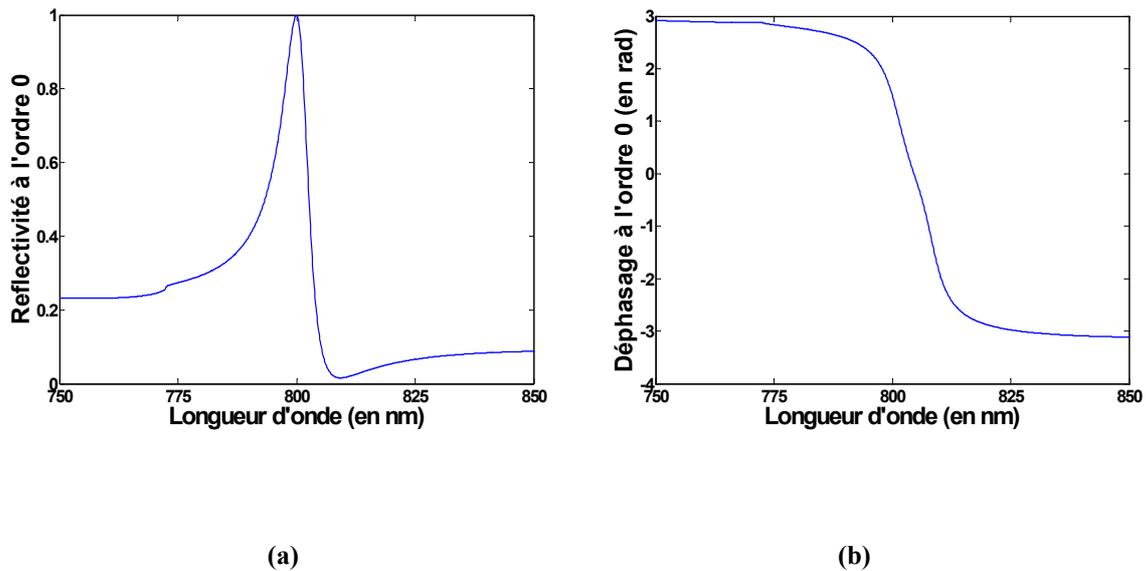


Figure 2.8 : exemple de réponse spectrale d'un réseau résonnant. (a) Coefficient de réflexion dans l'ordre 0 en fonction de la longueur d'onde. (b) Déphasage dans l'ordre 0 en fonction de la longueur d'onde.

La figure 2.8 donne un exemple de l'allure de la réponse en phase et en amplitude d'un réseau résonnant au voisinage de la résonance. En amplitude on notera le 100% de réflexion obtenu pour une condition d'excitation proche de la résonance.

2.6 Conclusion

Dans ce chapitre nous avons introduit le réseau résonnant, son histoire et ses applications. Le principe d'une telle structure a été expliqué en détaillant le fonctionnement des deux éléments optiques de base qui le composent : le guide d'onde plan et le réseau de diffraction.

La réponse du réseau résonnant à une excitation électromagnétique a également été présentée. L'utilisation de la matrice de diffraction a permis de démontrer que dans le cas d'un réseau résonnant d'ordre 0 les coefficients de réflexion et de transmission s'écrivent sous forme d'une fonction polaire de la longueur d'onde λ ou du nombre d'onde k . Les pôles complexes sont les solutions du problème non-homogène.

La « vision polaire » de la résonance est donc une vision mathématique. Le travail présenté dans cette thèse s'appuie sur une vision plus physique : « l'approche phénoménologique des modes couplés ». Cette vision est introduite dans le chapitre suivant.

Une étude complète de cette fonction mathématique simple permettra de déterminer les différentes allures du coefficient de réflexion lorsque la longueur d'onde λ ou le nombre d'onde k varie. Cette étude aboutira à une méthode de caractérisation expérimentale d'un réseau résonnant, c'est à dire à la détermination de ces paramètres phénoménologiques.